

**Messung der Zerfallsasymmetrien der radiativen
Hyperonzerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ mit dem
NA48/1-Experiment**

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

Matthias Behler

geboren in Warburg

D 77 (Diss. Universität Mainz)

Mainz 2007

1. Gutachter:

2. Gutachter:

Tag der Einreichung: 12.12.2007

Tag der mündlichen Prüfung: 14.02.2008

Zusammenfassung

Der radiative Zerfall eines Hyperons in ein leichteres Hyperon und ein Photon erlaubt eine Untersuchung der Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung von Hadronen. Dazu wird die Zerfallsasymmetrie α betrachtet. Sie beschreibt die Verteilung des Tochterhyperons bezüglich der Polarisation \vec{P} des Mutterhyperons mit $\frac{dN}{d\cos(\Theta)} \propto 1 + \alpha|\vec{P}|\cos(\Theta)$, wobei Θ der Winkel zwischen \vec{P} und dem Impuls des Tochterhyperons ist. Von besonderem Interesse ist der radiative Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, für den alle Rechnungen auf Quarkniveau eine positive Asymmetrie vorhersagen, wohingegen bisher eine negative Asymmetrie von $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} = -0,73 \pm 0,17$ gemessen wurde. Ziel dieser Arbeit war es, die bisherigen Messungen zu überprüfen und die Asymmetrie mit einer deutlich höheren Präzision zu bestimmen. Ferner wurden die Zerfallsasymmetrie des radiativen Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ ermittelt und zum Test der angewandten Analyseverfahren der gut bekannte Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ herangezogen.

Während der Datennahme im Jahr 2002 zeichnete das NA48/1-Experiment am CERN gezielt seltene K_S^- - und Hyperonzerfälle auf. Damit konnte der weltweit größte Datensatz an Ξ^0 -Zerfällen gewonnen werden, aus dem etwa 52.000 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle, 15.000 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfälle und 4 Mill. $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle mit nur geringem Untergrund extrahiert wurden. Ebenso wurden die entsprechenden $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle mit etwa einem Zehntel der obigen Ereigniszahlen registriert. Die Bestimmung der Zerfallsasymmetrien erfolgte durch den Vergleich der gemessenen Daten mit einer detaillierten Detektorsimulation und führte zu den folgenden Resultaten dieser Arbeit:

$$\begin{aligned}\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} &= -0,701 \pm 0,019_{\text{stat}} \pm 0,064_{\text{sys}}, \\ \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma} &= -0,683 \pm 0,032_{\text{stat}} \pm 0,077_{\text{sys}}, \\ \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} &= -0,439 \pm 0,002_{\text{stat}} \pm 0,056_{\text{sys}}, \\ \alpha_{\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma} &= 0,772 \pm 0,064_{\text{stat}} \pm 0,066_{\text{sys}}, \\ \alpha_{\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma} &= 0,811 \pm 0,103_{\text{stat}} \pm 0,135_{\text{sys}}, \\ \alpha_{\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0} &= 0,451 \pm 0,005_{\text{stat}} \pm 0,057_{\text{sys}}.\end{aligned}$$

Somit konnte die Unsicherheit der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfallsasymmetrie auf etwa ein Drittel reduziert werden. Ihr negatives Vorzeichen und damit der Widerspruch zu den Vorhersagen der Quarkmodellrechnungen ist so zweifelsfrei bestätigt. Mit den zum ersten Mal gemessenen $\bar{\Xi}^0$ -Asymmetrien konnten zusätzlich Grenzen auf eine mögliche CP-Verletzung in den Ξ^0 -Zerfällen, die $\alpha_{\Xi^0} \neq -\alpha_{\bar{\Xi}^0}$ zur Folge hätte, bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung und Motivation	7
2. Theoretische Grundlagen	9
2.1. Das Standardmodell	9
2.2. Das Baryonoktett	11
2.3. Hyperonproduktion	13
2.4. Hyperonzerfälle	15
2.5. Zerfallsasymmetrie	17
2.6. Die theoretischen Modelle	19
2.6.1. Das Hara-Theorem	20
2.6.2. Quark-Modelle	21
2.6.3. Pol-Modelle	24
2.6.4. Vektormeson-Dominanz-Modelle	25
2.6.5. Andere Modelle	27
2.7. Zusammenfassung der theoretischen Situation	27
3. Das NA48/1-Experiment	31
3.1. Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)	31
3.2. Die Strahlführung und Zerfallsregion	33
3.3. Der Detektor	36
3.3.1. Die Photon-Antizähler	36
3.3.2. Das Magnetspektrometer	37
3.3.3. Das Hodoskop für geladene Teilchen	39
3.3.4. Das elektromagnetische Kalorimeter (LKr)	40
3.3.5. Das Hodoskop für neutrale Teilchen	43
3.3.6. Das hadronische Kalorimeter	44
3.3.7. Die Myon-Veto-Zähler	46
3.3.8. Der Strahlintensitäts-Monitor	47
3.4. Datenerfassung und Triggersystem	47
3.4.1. Die Level 1-Triggerstufe	48
3.4.2. Die Level 2-Triggerstufe	49
3.4.3. Die Datenerfassung	51
3.4.4. Die Level 3-Triggerstufe	53
3.5. Die Daten des Jahres 2002	54

4. Rekonstruktion der Ξ^0-Zerfälle	55
4.1. Das Koordinatensystem	55
4.2. Rekonstruktion der LKr-Daten	55
4.3. Rekonstruktion der Spektrometerdaten	57
4.4. Kalibration der Energie- und Impulsmessung	58
4.5. Kinematische Variablen	59
4.5.1. Invariante Masse	59
4.5.2. Zerfallsvertex	60
4.5.3. Tatsächlicher und virtueller Auftreffpunkt geladener Teilchen im LKr	62
4.5.4. Energieschwerpunkt im LKr (cog)	62
4.6. Ξ^0 -Rekonstruktion	63
4.6.1. Definition der Photon-Kandidaten	64
4.6.2. Definition der Λ -Kandidaten	64
4.6.3. Definition der Ξ^0 -Kandidaten	65
5. Die Monte-Carlo-Simulation	68
5.1. Übersicht	68
5.2. Das Ξ^0 -Energiespektrum	70
5.3. Der Ξ^0 -Strahl	72
5.4. Die Driftkammerineffizienzen	74
5.5. Die Simulation der Ξ^0 -Zerfälle	75
5.5.1. Der Generator für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow B X$	75
5.5.2. Die Generatoren der Zerfälle $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	77
5.5.3. Ξ^0 -Polarisation	77
5.5.4. Zahl der simulierten Zerfälle	78
5.6. Vergleich der Daten mit den Simulationen	78
6. Ereignisselektion	87
6.1. Triggerbedingungen	87
6.1.1. Level 1-Triggerbedingungen	88
6.1.2. Level 2-Triggerbedingungen	89
6.1.3. Level 3-Triggerbedingungen	90
6.2. Die aufgezeichneten Daten	91
6.3. Die Selektionskriterien	93
6.3.1. Einschränkungen aufgrund der Simulation	93
6.3.2. Datenqualität und allgemeine Ereignisauswahl	94
6.3.3. Photonselektion	97
6.3.4. Λ -Selektion	100
6.3.5. Ξ^0 -Selektion	102
6.4. Abschätzung des Untergrunds	106
6.4.1. Zufällige Teilchenkombinationen	106
6.4.2. Fehlidentifizierte Zerfälle	110
6.5. Resultat der Selektion	114

7. Messung der Zerfallsasymmetrie	120
7.1. Herleitung der Winkelverteilungen	120
7.1.1. Die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	120
7.1.2. Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	122
7.2. Methode zur Asymmetriebestimmung	125
7.2.1. Bestimmung und Korrektur der Triggereffizienz	127
7.2.2. Korrektur des Untergrunds	138
7.3. Resultate der Asymmetrieanpassung	138
8. Systematische Studien	146
8.1. Unsicherheiten der Untergrundverteilungen	146
8.2. Triggerineffizienzen	147
8.3. Detektorasymmetrie	147
8.4. Variation der Simulationsparameter	149
8.5. Test der Vertexrekonstruktion	151
8.6. Abhängigkeit von verschiedenen Variablen	151
8.6.1. Ξ^0 -Energie und Energieschwerpunkt im LKr	151
8.6.2. Abstand der Spuren zum Driftkammermittelpunkt	154
8.6.3. Abstand der Photonen zur nächsten Spur	154
8.6.4. Zerfallsvertexbereich	157
8.7. Verzweigungsverhältnisse von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	159
8.8. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten	160
9. Ergebnisse und Diskussion	162
9.1. Vergleich mit bisherigen Messungen	162
9.1.1. Test der Analysemethode	163
9.1.2. Zerfallsasymmetrien der radiativen Zerfälle	163
9.2. Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	164
9.3. CP-Verletzung in den betrachteten Ξ^0 -Zerfällen	164
9.4. Ausblick	165
A. Polarisation der Hyperonen	167
A.1. Polarisation der Hyperonen in der Produktion	167
A.2. Winkelverteilung bei beliebig polarisierten Hyperonen	168
B. Rekonstruktion und Kinematik	169
B.1. Neutraler Vertex des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	169
B.2. Die invarianten Massen beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	171
B.2.1. Falsche Zuordnung der Photonen	172
B.2.2. Beide invarianten $\Lambda\gamma$ -Massen gleich der Σ^0 -Masse	173
C. Ereignisselektion	174
C.1. Bestimmung der Schauerbreite	174
C.2. Akzeptanz des elektromag. Kalorimeters	177
C.3. Normierung der simulierten Ereignisse	178

Literaturverzeichnis	182
Abbildungsverzeichnis	192
Tabellenverzeichnis	194

1. Einführung und Motivation

Seit mehr als 50 Jahren werden Hyperonen sowohl experimentell als auch im Rahmen theoretischer Modelle untersucht. Dennoch sind wir bis heute weit davon entfernt alle ihre Eigenschaften vollständig zu verstehen. Das Beantworten der noch offenen Fragen ist ein weiterer wichtiger Schritt zum tieferen Verständnis des Aufbaus der Materie und der beteiligten Wechselwirkungen.

Eines der noch ungelösten Rätsel der Hyperonen sind die Zerfallsasymmetrien ihrer radiativen Zerfälle $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ etc. (Abschnitt 2.4). Das Interesse an diesen Zerfällen kam in den 60er Jahren auf. Die bis dahin untersuchten dominierenden hadronischen Zerfälle ($B \rightarrow B'\pi$) warfen viele Fragen auf, die man mit den vermeintlich einfacheren radiativen Zerfällen zu beantworten hoffte. 1965 sagte Hara im Grenzfall der $SU(3)_f$ -Symmetrie eine verschwindende Zerfallsasymmetrie für die Zerfälle $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ und $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ voraus [Hara64]. Die erste Messung der $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie erfolgte 1969 mit 61 Ereignissen und favorisierte einen großen negativen Wert [Gers69], was weitere Messungen bestätigten [Manz80, Koba87] und 1992 endgültig mit fast 35.000 Ereignissen belegt wurde [Fouc92].

Die Versuche, die offensichtliche Diskrepanz zwischen *Hara-Theorem* und gemessenem Wert zu erklären, führten ab den 70er Jahren zur Entwicklung verschiedenster Modelle (siehe z.B. [Lach95]). So ließen die Modelle auf Quarkniveau, die das Hara-Theorem explizit verletzen, auf eine in der Natur gegebene Verletzung des Hara-Theorems schließen, wohingegen phänomenologische Modelle (z.B. Pol-Modelle) die große Zerfallsasymmetrie bei gleichzeitiger Erhaltung des Hara-Theorems reproduzierten. In Ermangelung weiterer gemessener Zerfallsasymmetrien war eine Verifikation der verschiedenen Modelle zunächst nicht möglich. Es zeigte sich aber, dass der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ eine besondere Stellung beim Test der Modelle einnimmt, da seine Zerfallsasymmetrie von Modellen, die das Hara-Theorem erhalten, als negativ und von den meisten Modellen, die das Hara-Theorem verletzen, als positiv vorhergesagt wird [Lach95].

Zwischen 1986 und 1994 gelang es andere Zerfälle zu messen: $\Lambda \rightarrow n\gamma$ [Biag86], $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ [Teig89], $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ [Jame90] und $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ [Dubb94]. Die Messungen wiesen aber geringe Ereigniszahlen (~ 100 Ereignisse) und teilweise fehlerhafte Analysen auf, so dass durch die großen Unsicherheiten nicht einmal die Vorzeichen der Zerfallsasymmetrien eindeutig bestimmt waren. Eine deutliche Verbesserung der experimentellen Situation trat Ende der 90er Jahre mit den Hochintensitäts-Kaon-Experimenten *KTeV* und *NA48* ein. Aufgrund ähnlicher Lebensdauer und Zerfallssignaturen der K_S -Mesonen und Ξ^0 - bzw. Λ -Hyperonen konnten diese Experimente auch eine große Anzahl Ξ^0 - und Λ -Zerfälle aufzeichnen. Dies ermöglichte

der KTeV-Kollaboration die $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Zerfallsasymmetrie mit 4045 Ereignissen zu $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} = -0,63 \pm 0,09$ [Alav01] und der NA48-Kollaboration die Zerfallsasymmetrie von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ mit 672 Ereignissen zu $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} = -0,78 \pm 0,19$ [Lai04] zu bestimmen und damit auch die Vorzeichen der Asymmetrien eindeutig festzulegen.

Insbesondere die negative $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ -Zerfallsasymmetrie wirft nun weitere Fragen auf, da sie den ansonsten sehr erfolgreichen Rechnungen auf Quarkniveau widerspricht. Eine Verbesserung dieser Messung ist daher sehr wünschenswert und das Ziel dieser Arbeit. Dazu werden die Daten des NA48/1-Experiments am CERN-SPS genutzt. Dies zeichnete im Jahr 2002 gezielt seltene Zerfälle der K_S -Mesonen und neutraler Hyperonen, insbesondere der Ξ^0 -Hyperonen, auf. Die Daten beinhalten unter anderem mehrere Millionen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Zerfälle und einige 10^4 Ereignisse mit den radiativen Zerfällen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ bzw. $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$. Für die beiden radiativen Zerfälle ist damit eine Bestimmung der Zerfallsasymmetrien mit einer (statistischen) Unsicherheit von einigen Prozent möglich, wodurch die bisherigen Messungen deutlich verbessert werden können. Andere radiative Zerfälle ($\Lambda \rightarrow n \gamma$ oder $\Sigma^0 \rightarrow n \gamma$) sind mit dem verwendeten Detektoraufbau allerdings nicht zugänglich. Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ wird ebenfalls betrachtet und dient mit seiner ähnlichen Struktur, der hohen Ereignisanzahl und seiner bereits gut bekannten Zerfallsasymmetrie als Test der angewandten Methode und des Detektors.

Im folgenden Kapitel wird zunächst der theoretische Hintergrund und besonderes die verschiedenen theoretischen Modelle diskutiert. Kapitel 3 stellt den Detektor und Kapitel 4 die Rekonstruktion der benötigten physikalischen Größen vor. Nachfolgend wird die Simulation der Zerfälle im Detektor beschrieben. Kapitel 6 und 7 erklären die Ereignis Selektion sowie die zur Bestimmung der Zerfallsasymmetrie verwendete Methode. Kapitel 8 beschreibt die systematischen Studien, und Kapitel 9 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Das Standardmodell

Heute ist die theoretische Grundlage der Teilchenphysik das sogenannte *Standardmodell der Teilchenphysik*. Es hat sich in den letzten Jahrzehnten als sehr erfolgreich in der Beschreibung von Eigenschaften und Wechselwirkungen der Materie und ihrer Bestandteile erwiesen.

Die Materie setzt sich innerhalb dieses Modells aus den als *Quarks* bzw. *Leptonen* bezeichneten elementaren Bausteinen zusammen. Es existieren 6 Quarks oder *flavours* – *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b) und *top* (t) – und die zugehörigen Antiquarks (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s} , \bar{c} , \bar{b} , \bar{t}). Sie zeichnen sich unter anderem durch eine drittelzahlige elektrische Ladung, einen halbzahligen Spin¹ ($J = \frac{1}{2}$), eine drittelzahlige *Baryonenzahl* ($B_q = \frac{1}{3}$, $B_{\bar{q}} = -\frac{1}{3}$) und einen zusätzlichen 3-wertigen Freiheitsgrad, der als *Farbe* oder *colour* bezeichnet wird, aus (Tabelle 2.1). Quark und zugehöriges Antiquark unterscheiden sich nur durch entgegengesetzte Ladung, Farbe und Baryonenzahl.

Ebenso existieren 6 Leptonen – Elektron (e^-), Myon (μ^-), Tau (τ^-), sowie 3 Neutrinos (ν_e , ν_μ , ν_τ) – und ihre Antiteilchen (e^+ , μ^+ , τ^+ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$). Diese besitzen

Quark	Masse / (GeV/c^2)	Ladung / e
u	0,0015 – 0,003	$+\frac{2}{3}$
d	0,003 – 0,007	$-\frac{1}{3}$
s	$0,095 \pm 0,025$	$-\frac{1}{3}$
c	$1,25 \pm 0,09$	$+\frac{2}{3}$
b	$4,20 \pm 0,07$	$-\frac{1}{3}$
t	$174,2 \pm 3,3$	$+\frac{2}{3}$
Lepton	Masse / (MeV/c^2)	Ladung / e
e^-	0,51099892(4)	-1
μ^-	105,658369(9)	-1
τ^-	$1776,99^{+0,29}_{-0,26}$	-1
ν_e, ν_μ, ν_τ	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0

Tabelle 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells [PDG06].

¹Die Faktoren \hbar und c werden bei Angaben des Spins und in Formeln, wie in der Teilchenphysik meist üblich, gleich 1 gesetzt und damit unterdrückt.

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

Tabelle 2.2: Die Generationen des Standardmodells.

Erhaltungsgröße	Wechselwirkung		
	starke	schwache	elektromag.
Energie, Impuls, Drehimpuls	ja	ja	ja
Ladung	ja	ja	ja
Baryonenzahl	ja	ja	ja
Leptonenzahl(L_e, L_μ, L_τ) ²	ja	ja	ja
Strangeness	ja	nein	ja
Isospin	ja	nein	nein
C, P, T, CP	ja	nein	ja
CPT	ja	ja	ja

Tabelle 2.3: Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen.

ebenfalls einen halbzahligen Spin ($J = \frac{1}{2}$), eine ganzzahlige *Leptonenzahl* ($L_l = 1$, $L_{\bar{l}} = -1$), aber keinen zur Farbe der Quarks vergleichbaren Freiheitsgrad. Elektrische Ladung tragen nur das Elektron, Myon und Tau und ihre Antiteilchen. Die Neutrinos sind elektrisch neutral (Tabelle 2.1). Lepton und entsprechendes Antilepton unterscheiden sich durch entgegengesetzte Ladung und Leptonenzahl, und im Fall der Neutrinos (bei vernachlässigter Masse) zusätzlich durch entgegengesetzte Helizität. Sowohl Quarks als auch Leptonen werden zu drei *Generationen* oder *Familien* zusammengefasst (Tabelle 2.2).

Die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander werden durch vier fundamentale Kräfte beschrieben, der *Gravitation*, der *elektromagnetischen Kraft*, der *schwachen Kraft* und der *starken Kraft* (Tabelle 2.3). Vermittelt werden diese durch den Austausch von *Eichbosonen* (Tabelle 2.4) und ihre theoretische Beschreibung erfolgt mit Ausnahme der Gravitation jeweils im Rahmen einer Quantenfeldtheorie. Für die Gravitation ist dies bisher noch nicht vollständig gelungen. Allerdings sind die Effekte der Gravitation so klein, dass sie innerhalb der Teilchenphysik im Allgemeinen vollständig vernachlässigt werden können.

Die starke Kraft, die nur an die Farbe der Quarks und Gluonen koppelt, wird durch die *Quantenchromodynamik* beschrieben. Der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen alle Teilchen mit elektrischer Ladung. Ihre theoretische Beschreibung erfolgt durch die *Quantenelektrodynamik*. Die schwache Kraft wirkt dagegen auf

²Allerdings wurden in den letzten Jahren Neutrinooszillationen nachgewiesen.

Wechselwirkung	Eichboson	Masse / (GeV/c ²)	Spin
starke Kraft	Gluon	0	1
schwache Kraft	W^\pm	$80,403 \pm 0,029$	1
	Z^0	$91,1876 \pm 0,0021$	1
elektromag. Kraft	Photon	0	1
Gravitation	Graviton	0	2

Tabelle 2.4: Die Eichbosonen der fundamentalen Wechselwirkungen [PDG06].

alle *Fermionen* (Teilchen mit halbzahligem Spin) des Standardmodells. Die Masseneigenzustände der Quarks (Eigenzustände der starken Kraft) sind allerdings nicht mit denen der schwachen Kraft, den sogenannten *flavour-Eigenzuständen*, identisch. Die Verknüpfung der Eigenzustände geschieht mit Hilfe der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix), die konventionsgemäß die Masseneigenzustände d , s und b in die Eigenzustände der schwachen Kraft d' , s' und b' überführt und diese Eigenzustände der anderen Quarks gleich wählt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Die elektromagnetische und die schwache Kraft werden meist in einer vereinheitlichten Feldtheorie zur *elektroschwachen* Kraft zusammengefasst.

Im Gegensatz zu den Leptonen werden die Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet. Sie liegen nur in gebundenen farbneutralen Zuständen, den *Hadronen*, vor. Diese werden in *Mesonen* und *Baryonen* unterschieden, wobei die Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar mit zueinander inversen Farbzuständen und die Baryonen aus drei Quarks oder drei Antiquarks mit paarweise verschiedenen Farbzuständen zusammengesetzt sind. Baryonen, die mindestens ein s -Quark enthalten, werden auch als *Hyperonen* bezeichnet.

2.2. Das Baryonoktett

Die Beschreibung der Baryonen erfolgt entsprechend ihres Quarkinhalts ($q q' q''$) in Form von Baryonwellenfunktionen $|q q' q''\rangle$. Beschränkt man sich dabei auf die für diese Arbeit relevanten drei leichten Quarks (u , d und s), berücksichtigt die beiden möglichen Spineinstellungen der Quarks („ \uparrow “ und „ \downarrow “) und fordert, dass der spin- und flavourabhängige Anteil der Baryonwellenfunktion symmetrisch unter Vertauschung zweier Quarks (= simultanes Vertauschen von Spin und Flavour) ist³, so lassen sich die folgenden Zustände konstruieren [Hals84]:

³Insgesamt ist die Wellenfunktion für Baryonen (Fermionen) antisymmetrisch. Baryonen sind nach außen farbneutral, d.h. sie bilden bezüglich der Farbe ein Singlett und ihr farbabhängiger Anteil der Wellenfunktion ist antisymmetrisch. Folglich ist der spin- und flavourabhängige Anteil symmetrisch. [Hals84].

- sechs Zustände der Form

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{18}} (2 |q_{\uparrow} q'_{\downarrow} q_{\uparrow}\rangle - |q_{\downarrow} q'_{\uparrow} q_{\uparrow}\rangle - |q_{\uparrow} q'_{\uparrow} q_{\downarrow}\rangle \\ & + 2 |q'_{\downarrow} q_{\uparrow} q_{\uparrow}\rangle - |q'_{\uparrow} q_{\downarrow} q_{\uparrow}\rangle - |q'_{\uparrow} q_{\uparrow} q_{\downarrow}\rangle \\ & + 2 |q_{\uparrow} q_{\uparrow} q'_{\downarrow}\rangle - |q_{\uparrow} q_{\downarrow} q'_{\uparrow}\rangle - |q_{\downarrow} q_{\uparrow} q'_{\uparrow}\rangle) \end{aligned} \quad (2.2)$$

mit dem Gesamtspin $J = \frac{1}{2}$ (hier $J_3 = +\frac{1}{2}$)⁴ und $q, q' \in \{u, d, s\}$,

- zwei Zustände unter Verwendung aller drei Quarks (u, d, s)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{12}} (|u_{\uparrow} d_{\downarrow} s_{\uparrow}\rangle - |u_{\downarrow} d_{\uparrow} s_{\uparrow}\rangle - |d_{\uparrow} u_{\downarrow} s_{\uparrow}\rangle + |d_{\downarrow} u_{\uparrow} s_{\uparrow}\rangle \\ & + |d_{\downarrow} s_{\uparrow} u_{\uparrow}\rangle - |d_{\uparrow} s_{\uparrow} u_{\downarrow}\rangle - |u_{\downarrow} s_{\uparrow} d_{\uparrow}\rangle + |u_{\uparrow} s_{\uparrow} d_{\downarrow}\rangle \\ & + |s_{\uparrow} u_{\uparrow} d_{\downarrow}\rangle - |s_{\uparrow} u_{\downarrow} d_{\uparrow}\rangle - |s_{\uparrow} d_{\uparrow} u_{\downarrow}\rangle + |s_{\uparrow} d_{\downarrow} u_{\uparrow}\rangle) \end{aligned} \quad (2.3)$$

und

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{36}} (2 |d_{\uparrow} s_{\downarrow} u_{\uparrow}\rangle - |d_{\downarrow} s_{\uparrow} u_{\uparrow}\rangle - |s_{\uparrow} d_{\downarrow} u_{\uparrow}\rangle + 2 |s_{\downarrow} d_{\uparrow} u_{\uparrow}\rangle \\ & + 2 |s_{\downarrow} u_{\uparrow} d_{\uparrow}\rangle - |s_{\uparrow} u_{\uparrow} d_{\downarrow}\rangle - |d_{\downarrow} u_{\uparrow} s_{\uparrow}\rangle + 2 |d_{\uparrow} u_{\uparrow} s_{\downarrow}\rangle \\ & + 2 |u_{\uparrow} d_{\uparrow} s_{\downarrow}\rangle - |u_{\uparrow} d_{\downarrow} s_{\uparrow}\rangle - |u_{\uparrow} s_{\uparrow} d_{\downarrow}\rangle + 2 |u_{\uparrow} s_{\downarrow} d_{\uparrow}\rangle \\ & - |s_{\uparrow} u_{\downarrow} d_{\uparrow}\rangle - |u_{\downarrow} s_{\uparrow} d_{\uparrow}\rangle - |s_{\uparrow} d_{\uparrow} u_{\downarrow}\rangle - |d_{\uparrow} s_{\uparrow} u_{\downarrow}\rangle \\ & - |d_{\uparrow} u_{\downarrow} s_{\uparrow}\rangle - |u_{\downarrow} d_{\uparrow} s_{\uparrow}\rangle) \end{aligned} \quad (2.4)$$

mit einem Gesamtspin $J = \frac{1}{2}$ (hier $J_3 = +\frac{1}{2}$)⁴,

- und zehn Zustände der Form

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{6}} (|q_{\uparrow} q'_{\uparrow} q''_{\uparrow}\rangle + |q'_{\uparrow} q_{\uparrow} q''_{\uparrow}\rangle + |q'_{\uparrow} q''_{\uparrow} q_{\uparrow}\rangle \\ & + |q_{\uparrow} q''_{\uparrow} q'_{\uparrow}\rangle + |q''_{\uparrow} q_{\uparrow} q'_{\uparrow}\rangle + |q''_{\uparrow} q'_{\uparrow} q_{\uparrow}\rangle) \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit einem Gesamtspin $J = \frac{3}{2}$ (hier $J_3 = +\frac{3}{2}$)⁵ und $q, q', q'' \in \{u, d, s\}$.

Die sechs Zustände 2.2 bilden das Proton (uud), Neutron (udd), Σ^+ (uus), Σ^- (dds), Ξ^0 (ssu) und Ξ^- (ssd). Der Zustand 2.3 beschreibt das Λ (uds), das das Isospinsinglett mit $I = 0$ bildet, und der Zustand 2.4 repräsentiert das Σ^0 (uds), das im Isospintriplett ($I = 1$) der Σ -Hyperonen $I_3 = 0$ besitzt. Beide Zustände unterscheiden sich dadurch, dass 2.3 antisymmetrisch und 2.4 symmetrisch unter Vertauschung von u und d ist. Teilchen aus den Quarkkombinationen (uuu), (ddd) und (sss) mit einem Spin $J = \frac{1}{2}$ existieren allerdings nicht (die Wellenfunktion 2.2 ist in diesen Fällen gleich Null). Die zehn Zustände 2.5 bilden die Baryonen mit Spin

⁴Die Zustände mit $J_3 = -\frac{1}{2}$ erhält man durch Vertauschen aller Spins („ $\uparrow \leftrightarrow \downarrow$ “).

⁵Die Zustände mit $J_3 = +\frac{1}{2}$ erhält man durch Ersetzen des Spinzustands $|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ mit $\frac{1}{\sqrt{3}}(|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle + |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle)$. Die Zustände mit $J_3 = -\frac{1}{2}$ und $J_3 = -\frac{3}{2}$ folgen aus Fußnote 4.

$J = \frac{3}{2}$. In diesem Fall sind alle zehn Varianten in der Natur realisiert, sie sind für diese Arbeit allerdings nicht weiter relevant.

Historisch war die Beschreibung der Baryonen mehr gruppentheoretischer Natur. Dazu werden die Quarks u , d und s , in einem Triplett (u, d, s) zusammengefügt und als eine fundamentale Repräsentation einer $SU(3)$ -Gruppe interpretiert. Die Kombinationen von jeweils drei Quarks, wie für ein Baryon erforderlich, ergeben 27 Möglichkeiten, die sich gruppentheoretisch allgemein in ein Singlett, zwei Oktetts und ein Dekuplett zerlegen lassen:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10. \quad (2.6)$$

Diese enthalten dann die in der Natur realisierten Teilchen. Das Dekuplett wird z.B. durch die Spin $\frac{3}{2}$ -Baryonen gebildet, die Spin $\frac{1}{2}$ -Baryonen ergeben ein Oktett. Daher findet man die Baryonen typischerweise in Form eines Oktetts, bzw. Dekupletts angeordnet graphisch dargestellt (Abbildung 2.1).

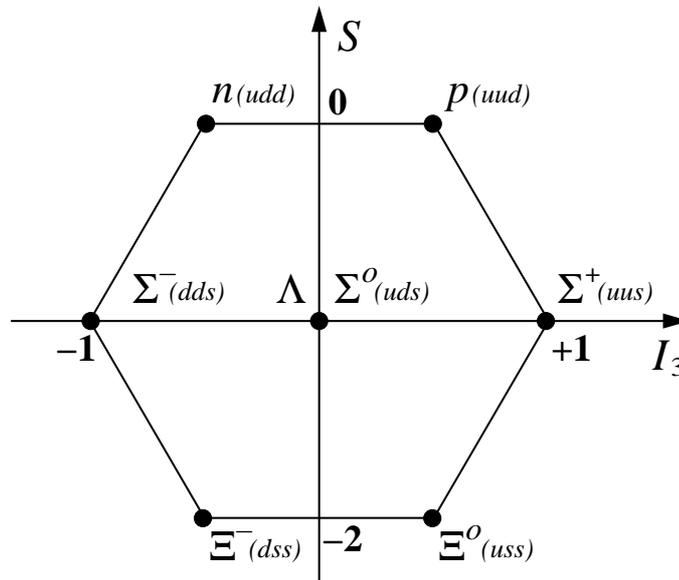


Abbildung 2.1: Das Oktett der Spin $\frac{1}{2}$ -Baryonen ($J^P = \frac{1}{2}^+$), dargestellt in Abhängigkeit der Strangeness S und der dritten Komponente des Isospins I_3 .

2.3. Hyperonproduktion

Eine Möglichkeit der Teilchenproduktion sind Proton-Nukleon-Kollisionen (vergleiche Kapitel 3), bei denen die Entstehung neuer Quarks durch die starke Wechselwirkung vermittelt wird. Um Hyperonen produzieren zu können, ist die Erzeugung von s -Quarks erforderlich. Die ebenfalls benötigten u - oder d -Quarks können dagegen den am Stoß beteiligten Nukleonen entnommen werden. Allerdings lässt die *Strangeness*-Erhaltung nur die Erzeugung von $s\bar{s}$ -Paaren zu, so dass Hyperonen nur

2. Theoretische Grundlagen

in assoziierter Produktion gebildet werden können. Ein Beispiel eines typischen Prozesses zur Erzeugung von Ξ^0 -Hyperonen ist:

	p	+	p	→	Ξ^0	+	p	+	K^+	+	K^0
Quarkinhalt	uud		uud		uss		uud		$u\bar{s}$		$d\bar{s}$
Ladung	1	+	1	=	0	+	1	+	1	+	0
Baryonenzahl	1	+	1	=	1	+	1	+	0	+	0
Strangeness	0	+	0	=	-2	+	0	+	1	+	1

Antihyperonen werden prinzipiell auf die gleiche Weise erzeugt. Allerdings werden dazu \bar{u} - bzw. \bar{d} -Quarks benötigt, was die Erzeugung von $u\bar{u}$ - bzw. $d\bar{d}$ -Paaren erforderlich macht. Damit ist leicht erklärbar, warum Antihyperonen mit einem um etwa ein bis zwei Größenordnungen kleineren Produktionswirkungsquerschnitt [Lach91, Pond85] und einem zu kleineren Energien verschoben Energiespektrum [Moos05] als die entsprechenden Hyperonen erzeugt werden.

Sowohl der Produktionswirkungsquerschnitt als auch das Energiespektrum hängt nicht nur von der Teilchenart ab, sondern auch in hohem Maße vom *Produktionswinkel*, der durch die Impulse des einlaufenden Projektils und des erzeugten Hyperons definiert wird (Abbildung 2.2). Generell gilt, dass der Wirkungsquerschnitt bei einem Produktionswinkel von $\delta = 0$ sein Maximum besitzt und mit zunehmendem Produktionswinkel abnimmt. Ebenso wird das Energiespektrum mit zunehmendem Produktionswinkel zu kleineren Energien verschoben. Beide Effekte sind für Hyperonen deutlich stärker ausgeprägt als für Antihyperonen. Dies ist qualitativ wieder damit erklärbar, dass die produzierten Hyperonen Quarks des Projektils enthalten können, und so einen großen Anteil des Projektilimpulses übernehmen [Lach91]. Praktischen Nutzen hat dies in der Form, dass durch den Produktionswinkel im Experiment die Zusammensetzung der erzeugten Teilchen, d.h. der Anteil von Pionen, Kaonen, Hyperonen usw., bzw. das Verhältnis von Teilchen zu Antiteilchen in begrenztem Maße beeinflusst werden kann [Athe80].

Durch Proton-Nukleon-Kollisionen erzeugte Hyperonen liegen im Allgemeinen polarisiert vor, auch wenn weder die Protonen, noch das beschossene Material polarisiert sind. Dieses Phänomen ist aus theoretischer Sicht weitestgehend unverstanden.

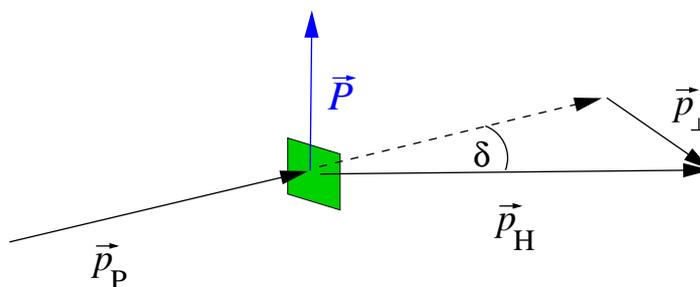


Abbildung 2.2: Definition des Produktionswinkels δ zwischen dem einlaufenden Protonimpuls \vec{p}_P und dem Impuls \vec{p}_H des auslaufenden Hyperons; der Polarisationsvektor \vec{P} (blau) steht senkrecht auf beiden Impulsvektoren.

Zuerst wurde es 1976 beim Λ beobachtet [Bunc76] und in den folgenden Jahren auch bei den anderen Hyperonen (Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^- und Ξ^0). Dagegen zeigt das Ω^- eine mit Null verträgliche Polarisation [Luk93]. Im Fall der Antihyperonen zeigen z.B. $\bar{\Lambda}$ und $\bar{\Xi}^0$ keine Polarisation, wohingegen beim $\bar{\Xi}^+$ und $\bar{\Sigma}^-$ eine von Null verschiedene Polarisation nachgewiesen wurde [Ho90, More93].

Die Messungen zeigen, dass die Polarisation nicht nur für die verschiedenen Hyperonen unterschiedlich groß ausfällt, sondern auch stark vom Produktionswinkel und der Feynman-Variablen⁶ x_F abhängt. Deutlich geringeren Einfluss auf die Polarisation zeigt dagegen die Projektilenergie und keinen Einfluss hat die Wahl des Targetmaterials. Unabhängig vom jeweils betrachteten (Anti-)Hyperon oder theoretischen Modell gilt allein aus Symmetriegründen:

- Hyperonen sind bei einem Produktionswinkel von $\delta = 0$ nicht polarisiert.
- Der Polarisationsvektor \vec{P} steht senkrecht auf dem Projektilimpuls \vec{p}_P und dem auslaufenden Hyperonimpuls \vec{p}_H (Abbildung 2.2):

$$\vec{P} \propto \frac{\vec{p}_P \times \vec{p}_H}{|\vec{p}_P \times \vec{p}_H|}. \quad (2.7)$$

- Die Polarisation wechselt das Vorzeichen beim Übergang von positiven zu negativen Produktionswinkeln.

Der erste Punkt ergibt sich aus der Rotationssymmetrie im Fall $\delta = 0$, der zweite aus Erhaltung der Parität in der starken Wechselwirkung (Anhang A.1) und der letzte Punkt aus der Tatsache, dass sich der Fall $\delta < 0$ mittels einer einfachen Rotation aus dem Fall $\delta > 0$ ergibt.

2.4. Hyperonzerfälle

Bedingt durch die Baryonenzahlerhaltung muss bei jedem Hyperonzerfall (mindestens) ein Baryon als Zerfallsprodukt auftreten. Dazu stehen aber in der Regel nur Baryonen mit einer geringeren Strangeness als die des Ausgangsbaryons zur Verfügung, so dass sich die Strangeness beim Zerfall ändern muss. Dies kann nur mit Hilfe der schwachen Wechselwirkung geschehen. Typischerweise ändert sich die Strangeness um den Wert 1 ($\Delta S = 1$). Es sind auch Zerfälle mit $\Delta S = 2$ möglich. Dazu müssen allerdings zwei W -Bosonen ausgetauscht werden, wodurch diese Zerfälle entsprechend stark unterdrückt sind.

Die bisher beobachteten Hyperonzerfälle lassen sich im Wesentlichen in drei Gruppen gliedern [PDG06]. Dies sind zunächst die *hadronischen* Zerfälle, d.h. Zerfälle in

⁶Die Feynman-Variablen x_F entspricht im Wesentlichen dem auf das Hyperon übertragenen Anteil des Protonimpulses (mit dem Impulsanteil des Hyperons p_{\parallel}^* parallel zum Protonimpuls und dem maximal möglichen Impuls p_{\max}^* im Ruhesystem der Proton-Nukleon-Kollision) [Pond85]:

$$x_F = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\max}^*} \approx \frac{|\vec{p}_H|}{|\vec{p}_P|}.$$

2. Theoretische Grundlagen

rein hadronische Endprodukte, meist ein Baryon und ein Pion (Abbildung 2.3). Sie werden auch als *nicht leptonische Zerfälle* (*nonleptonic hyperon decays*) bezeichnet. In der Summe liegt ihr Verzweigungsverhältnis jeweils über 99%, wodurch sie die dominierenden Zerfallskanäle sind. Eine Ausnahme bildet lediglich das Σ^0 . Dies zerfällt zu 100% elektromagnetisch ($\Delta S = 0$) in ein Λ und ein Photon.

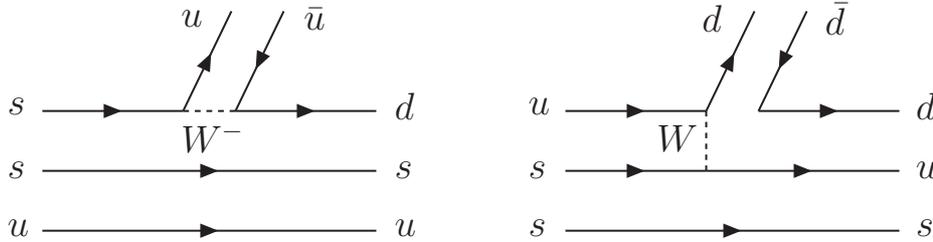


Abbildung 2.3: Quarkdiagramme für den hadronischen Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$.

Die zweite Gruppe sind die sogenannten *schwachen radiativen Zerfälle* (*weak radiative hyperon decays*), d.h. Zerfälle in ein Baryon und ein Photon (Abbildung 2.6, Seite 22). Im Baryonen-Oktett sind dies die Übergänge entlang der Diagonalen mit $\Delta S = 1$ und $\Delta I = -\frac{1}{2}$. Folglich existieren 6 schwache radiative Zerfälle:

$$\begin{array}{lll} \Lambda \rightarrow n\gamma & \Sigma^+ \rightarrow p\gamma & \Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma \\ \Sigma^0 \rightarrow n\gamma & \Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma & \Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma \end{array}$$

Mit Ausnahme von $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$ sind alle Zerfälle experimentell mit Verzweigungsverhältnissen von der Größenordnung $10^{-4} - 10^{-3}$ beobachtet worden.

Schließlich existieren noch die *semileptonischen Zerfälle*. Dies sind Zerfälle in ein Baryon und ein Lepton-Neutrino-Paar, analog zum β -Zerfall des Neutrons (Abbildung 2.4). Ihr Verzweigungsverhältnis ist in der Regel von der Größenordnung $10^{-6} - 10^{-4}$. Innerhalb dieser Arbeit wird dieser Zerfallstyp aber nicht weiter betrachtet. Für das Ξ^0 -Hyperon gibt Tabelle 2.5 die gemessenen Zerfallskanäle und ihre Verzweigungsverhältnisse wieder.

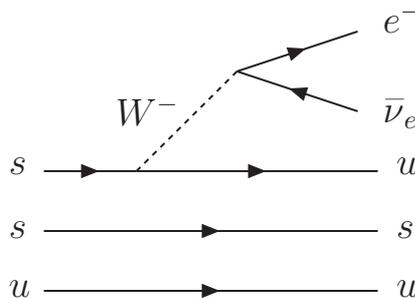


Abbildung 2.4: Quarkdiagramm des semileptonischen Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

Zerfall	Verzweigungsverhältnis
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$(99,523 \pm 0,013)\%$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$(1,17 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$(3,33 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ [Batl07]	$(7,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ [Moos05]	$(2,53^{+0,095}_{-0,082}) \cdot 10^{-4}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ [Moos05]	$(2,11 \pm 0,34) \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2.5: Verzweigungsverhältnisse des Ξ^0 -Hyperons [PDG06].

2.5. Zerfallsasymmetrie

Die sehr ähnliche Struktur der hadronischen Zerfälle ($B \rightarrow B'\pi$) und der radiativen Zerfälle ($B \rightarrow B'\gamma$) erlaubt eine nahezu identische theoretische Beschreibung beider Zerfallstypen. Durch den fehlenden Spin der Pionen ist aber die Berechnung der hadronischen Zerfälle technisch einfacher, weshalb sie hier als Beispiel kurz diskutiert werden. Die wesentlichen Resultate werden aber für beide Zerfallstypen angegeben.

Wie erwähnt besitzen die Pionen keinen Spin ($J = 0$) und das Photon den Spin $J = 1$. In den Zerfällen $B \rightarrow B'\pi$ und $B \rightarrow B'\gamma$ mit Spin $\frac{1}{2}$ -Baryonen B bzw. B' erlaubt damit die Drehimpuls- bzw. Spinerhaltung in beiden Fällen sowohl einen Drehimpuls $l = 0$ als auch einen Drehimpuls $l = 1$ im Endzustand. Der Spin- bzw. Drehimpulsanteil der Wellenfunktion des Endzustands ist folglich die Summe der zulässigen Endzustände. Für die hadronischen Zerfälle mit dem Spin des Ausgangshyperons B in positiver z -Richtung gilt so im B -Ruhesystem [Koch64]:

$$\Psi = A_s Y_0^0 s_{\frac{1}{2}} - A_p \left(-\sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0 s_{\frac{1}{2}} + \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 s_{-\frac{1}{2}} \right), \quad (2.8)$$

mit den Amplituden der beiden Endzustände⁷ A_s und $-A_p$, den Paulispinoren $s_{\frac{1}{2}}$ und $s_{-\frac{1}{2}}$ sowie den Kugelflächenfunktionen Y_0^0 , Y_1^0 und Y_1^1 . Im Fall der radiativen Zerfälle ergibt sich die Wellenfunktion analog.

A_p wird auch als *paritätserhaltende* und A_s als *paritätsverletzende Amplitude* bezeichnet. Dies folgt aus der Parität der beteiligten Teilchen: $\mathbf{P}(B) = \mathbf{P}(B') = +1$ und $\mathbf{P}(\pi) = \mathbf{P}(\gamma) = -1$. Wäre die Parität in der schwachen Wechselwirkung erhalten, was allerdings nicht der Fall ist, so müsste

$$\mathbf{P}(B) = \mathbf{P}(B')\mathbf{P}(\pi)(-1)^l \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{P}(B) = \mathbf{P}(B')\mathbf{P}(\gamma)(-1)^l \quad (2.9)$$

gelten, wodurch nur $l = 1$ im Endzustand erlaubt und $A_s = 0$ wäre.

⁷Die Vorzeichen- und Winkeldefinitionen variieren in der Literatur, insbesondere in den ersten Veröffentlichungen (z.B. [Behr58]) zu diesem Thema. Die hier angegebenen Gleichungen und Definitionen orientieren sich an [Koch64].

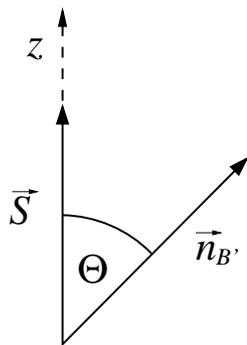


Abbildung 2.5: Der Zerfallswinkel Θ zwischen dem Spin (Polarisationsachse) \vec{S} des Mutterhyperons B und der Richtung $\vec{n}_{B'}$ des auslaufenden Tochterbaryons B' im B -Ruhesystem.

Mit dem Winkel Θ zwischen dem Spin des Mutterbaryons und dem Impuls des auslaufenden Tochterbaryons gemäß Abbildung 2.5 folgt aus Gleichung 2.8 und den bekannten Kugelflächenfunktionen

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta)} = \Psi\Psi^* = |A_s|^2 + |A_p|^2 + 2 \Re(A_s A_p^*) \cos(\Theta). \quad (2.10)$$

Das Einsetzen der *Zerfallsasymmetrie* α , die durch

$$\alpha = \frac{2 \Re(A_s A_p^*)}{|A_s|^2 + |A_p|^2}, \quad (2.11)$$

definiert wird, führt schließlich zu

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta)} \propto 1 + \alpha \cos(\Theta). \quad (2.12)$$

Auf die gleiche Weise folgt Gleichung 2.12 mit der Definition 2.11 auch aus der Wellenfunktion der radiativen Zerfälle.

Durch die obige Forderung (Gleichung 2.8), dass der Spin entlang der positiven z -Richtung orientiert ist, gilt Gleichung 2.12 nur für vollständig polarisierte Hyperonen. Im Fall einer beliebigen Polarisation \vec{P}_B verallgemeinert sich Gleichung 2.12 zu (Anhang A.2)

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta)} \propto 1 + \alpha \vec{P}_B \cdot \vec{n}_{B'} = 1 + \alpha |\vec{P}_B| \cos(\Theta), \quad (2.13)$$

wobei Θ dann der Winkel zwischen dem Polarisationsvektor \vec{P}_B und der Richtung $\vec{n}_{B'}$ des auslaufenden Tochterbaryons ($|\vec{n}_{B'}| = 1$) ist. Somit werden die Zerfallsprodukte der hadronischen und radiativen Zerfälle polarisierter Baryonen im Fall $\alpha \neq 0$ nicht isotrop, sondern bevorzugt entlang der Polarisationsachse emittiert. Eine von Null verschiedene Zerfallsasymmetrie tritt allerdings nur dann auf, wenn sowohl A_s also auch A_p des jeweils betrachteten Zerfalls von Null verschieden sind.

Neben der Zerfallsasymmetrie α werden üblicherweise noch zwei weitere Zerfallsparameter definiert⁸:

$$\beta = \frac{2 \Im(A_s A_p^*)}{|A_s|^2 + |A_p|^2} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{|A_s|^2 - |A_p|^2}{|A_s|^2 + |A_p|^2}. \quad (2.14)$$

Für sie gilt $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$. Bei angenommener Invarianz unter Zeitumkehr und vernachlässigten Endzustandswechselwirkungen, also Wechselwirkungen zwischen den Zerfallsprodukten, folgt zusätzlich $\beta = 0$ und beide Amplituden (A_s und A_p) sind entweder reell oder rein imaginär. Vergleicht man die Zerfallsparameter von Baryonen (B) und entsprechendem Antibaryonen (\bar{B}), so findet man unter der Annahme von CP-Invarianz [Pond85]:

$$\alpha_{\bar{B}} = -\alpha_B, \quad \beta_{\bar{B}} = -\beta_B, \quad \gamma_{\bar{B}} = \gamma_B. \quad (2.15)$$

Zudem beschreiben die Zerfallsparameter die Polarisation $\vec{P}_{B'}$ des Tochterbaryons in dessen Ruhesystem (im nicht-relativistischen Fall) durch

$$\vec{P}_{B'} = \frac{(\alpha + \vec{P}_B \cdot \vec{n}_{B'}) \vec{n}_{B'} + \beta \vec{P}_B \times \vec{n}_{B'} + \gamma \vec{n}_{B'} \times (\vec{P}_B \times \vec{n}_{B'})}{1 + \alpha \vec{P}_B \cdot \vec{n}_{B'}} \quad (2.16)$$

für die hadronischen Zerfälle [Koch64], und durch

$$\vec{P}_{B'} = \frac{-(\alpha + \vec{P}_B \cdot \vec{n}_{B'}) \vec{n}_{B'}}{1 + \alpha \vec{P}_B \cdot \vec{n}_{B'}} \quad (2.17)$$

für die radiativen Zerfälle [Swal06]. Die unterschiedlichen Polarisationen 2.16 und 2.17 entstehen im Wesentlichen aufgrund des Photonspins (negatives Vorzeichen in 2.17) und der Tatsache, dass Photonen nicht transversal polarisiert werden können (keine Terme senkrecht zu $\vec{n}_{B'}$ in 2.17).

2.6. Die theoretischen Modelle

Erste Schritte zu einem detaillierteren theoretischen Verständnis der Hyperonzerfälle wurden bereits vor 50 Jahren unternommen. Für die radiativen Zerfälle geschah dies durch Behrends 1958 [Behr58], wobei zunächst nur die Verzweigungsverhältnisse betrachtet wurden. Eine erste Vorhersage der Zerfallsasymmetrien gab Hara 1964, die eine kleine Zerfallsasymmetrie für die Zerfälle $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ und $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ erwarten ließ. Die erste Messung erfolgte fünf Jahre später für $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ mit $\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma} = -1,03_{-0,42}^{+0,52}$ [Gers69], widersprach aber der als *Hara-Theorem* bezeichneten Vorhersage. Dies führte zu einer Vielzahl von theoretischen Modelle, von denen einige im Folgenden diskutiert werden. Da ihre (Weiter-) Entwicklung meist an den verfügbaren experimentellen Resultaten orientiert war, sind die bisherigen Messungen der Zerfallsasymmetrien in Tabelle 2.6 aufgelistet.

⁸Alternativ findet man auch die Parameter ϕ und Δ mit $\sin \phi = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \alpha^2}}, \quad \tan \Delta = -\frac{\beta}{\alpha}$.

Zerfall	Jahr	Ereignisse	Zerfallsasymmetrie	Referenz
$\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$	1969	61	$-1,03^{+0,52}_{-0,42}$	[Gers69]
	1980	46	$-0,53^{+0,38}_{-0,36}$	[Manz80]
	1987	190	$-0,86 \pm 0,14$	[Koba87]
	1992	34.754	$-0,72 \pm 0,10$	[Fouc92]
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	1990	87	$-0,43 \pm 0,44$	[Jame90] ⁹
	2004	672	$-0,78 \pm 0,19$	[Lai04]
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	1989	85	$0,20 \pm 0,32$	[Teig89] ⁹
	2001	4.045	$-0,63 \pm 0,09$	[Alav01]
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$	1994	211	$1,0 \pm 1,3$	[Dubb94]

Tabelle 2.6: Zusammenfassung der bisherigen Messungen der Zerfallsasymmetrien.

2.6.1. Das Hara–Theorem

Ausgangspunkt des Hara–Theorems sind die Annahmen, dass sich der effektive Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung als Summe von Produkten geladener schwacher Ströme beschreiben lässt und die schwache Wechselwirkung CP-invariant ist. Im Grenzfall exakter $SU(3)_f$ -Symmetrie (oder Invarianz unter Austausch von s - und d -Quark, auch als *U-Spin-Symmetrie* bezeichnet) sind dann die paritätsverletzenden Amplituden der Zerfälle $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ und $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ gleich Null [Hara64]. Nach Gleichung 2.11 verschwinden dann auch die Zerfallsasymmetrien beider Zerfälle. Die Amplituden und somit die Asymmetrien der radiativen Zerfälle der neutralen Hyperonen sind dagegen nicht eingeschränkt.

Allerdings ist die $SU(3)_f$ -Symmetrie in der Natur nicht vollständig realisiert, da weder die Quarks (d und s) noch Proton und Σ^+ die gleiche Masse haben. Somit sind eine Verletzung des Hara–Theorems und kleine paritätsverletzende Amplituden zu erwarten. Mit nicht zu kleinen paritätserhaltenden Amplituden könnten dann Zerfallsasymmetrien der beiden Zerfälle von $|\alpha| \leq 0,2$ erklärt werden [Ženc99a]. Die Messungen zeigen aber eine große $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie von $-0,76 \pm 0,08$ [PDG06], die damit im Widerspruch zum Hara–Theorem zu stehen scheinen. Dies führte in der Vergangenheit immer wieder zu Zweifeln an der Gültigkeit des Hara–Theorems (z.B. [Kama83, Li87]), die aber als unbegründet zurückgewiesen werden konnten (z.B. [Gail88]).

Aus der Diskrepanz zwischen erwarteter und gemessener $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie ist zu schließen, dass entweder das Hara–Theorem in der Natur nicht realisiert ist, oder die Brechung der $SU(3)_f$ -Symmetrie, bzw. ihre Auswirkungen, deutlich unterschätzt werden. Eine Möglichkeit der experimentellen Überprüfung fand Żenczykowski in der Korrelation von Hara–Theorem und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfallsasymmetrie [Lach95]: Modelle, die das Hara–Theorem verletzen, geben dieser Asymme-

⁹Beide Messung waren fehlerhaft, siehe Bemerkungen in den Referenzen.

trie einen positiven Wert, wohingegen Modelle, die das Hara-Theorem erhalten, sie als negativ vorhersagen. Die Messung dieser Asymmetrie $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} = -0,73 \pm 0,17$ [PDG06] favorisiert klar die Realisierung des Theorems in der Natur, wodurch die große $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie somit der Brechung der $SU(3)_f$ -Symmetrie zuzuschreiben ist.

Eine mögliche alternative Formulierung des Hara-Theorems diskutieren Bukina et al. [Buki00, Buki01]. Sie machen die heute bekannten Schwächen des dem Hara-Theorem zugrundeliegenden 3-Quark-Modells (z.B. enthält es implizit flavourändernde neutrale Ströme) für die Diskrepanz zwischen erwarteter und gemessener $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie verantwortlich und schlagen eine Verallgemeinerung im Rahmen eines 4-Quark-Modells (z.B. [Glas70]) vor. Die Invarianz unter Austausch von s - und d -Quark ist dann durch die Invarianz unter simultanem Austausch von s - und d -Quark sowie u - und c -Quark mit Vorzeichenwechsel des Cabibbo-Winkels ($\Theta \rightarrow -\Theta$) zu ersetzen. In diesem Fall werden nicht die paritätserhaltenden Amplituden der Zerfälle $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ und $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$, sondern nur die paritätserhaltende Amplitude des Zerfalls $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ zu Null vorhergesagt. Die Diskrepanz zur gemessenen $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Asymmetrie entfällt damit [Buki00]. Mit der bisher vorliegenden einzigen Messung der $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ -Asymmetrie von $\alpha_{\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma} = +1,0 \pm 1,3$ [Dubb94] ist derzeit aber nicht zu entscheiden, ob eine solche Verallgemeinerung tatsächlich die Situation ändert.

2.6.2. Quark-Modelle

Den ersten Versuch, die radiativen Hyperonzerfälle auf Quarkniveau zu untersuchen, unternahm Vasanti 1976 [Vasa76]: Ausgangspunkt war der Ein-Quark-Übergang¹⁰ $s \rightarrow d\gamma$ (Abbildung 2.6, a)), der als dominierender Prozess angenommen wurde. Das Matrixelement M dieses Übergangs lässt sich allgemein durch

$$M \propto \bar{d}\sigma_{\mu\nu}(a + b\gamma_5)sq^\mu A^\nu \quad (2.18)$$

beschreiben, mit dem Photonimpuls q und den paritätserhaltenden bzw. paritätsverletzenden Amplituden a und b , die beide im einfachsten Fall (freie Quarks, keine starke Wechselwirkung) nur von den Quarkmassen abhängen. Für die Zerfallsbreite gilt

$$\Gamma \propto (|a|^2 + |b|^2)|\vec{q}|^3. \quad (2.19)$$

Mit der Invarianz der zugehörigen Lagrangefunktion unter den Transformationen

$$u \rightarrow -\gamma_5 u, \quad \bar{u} \rightarrow \bar{u}\gamma_5 \quad \text{und} \quad m_u \rightarrow -m_u \quad (u = d, s) \quad (2.20)$$

und der Annahme des Hara-Theorems ($b = 0$ für $m_d = m_s$) folgt

$$M \propto \bar{d}\sigma_{\mu\nu}\left(1 + \frac{m_s^2 - m_d^2}{m_s^2 + m_d^2}\gamma_5\right)sq^\mu A^\nu. \quad (2.21)$$

¹⁰Als Ein-, Zwei- oder Drei-Quark-Übergänge werden Prozesse bezeichnet, an denen entsprechend ein, zwei, bzw. drei Quarks des Mutter- und Tochterbaryons beteiligt sind. In einigen Arbeiten werden sie aber auch als Zwei-, Vier- bzw. Sechs-Quark-Übergänge bezeichnet.

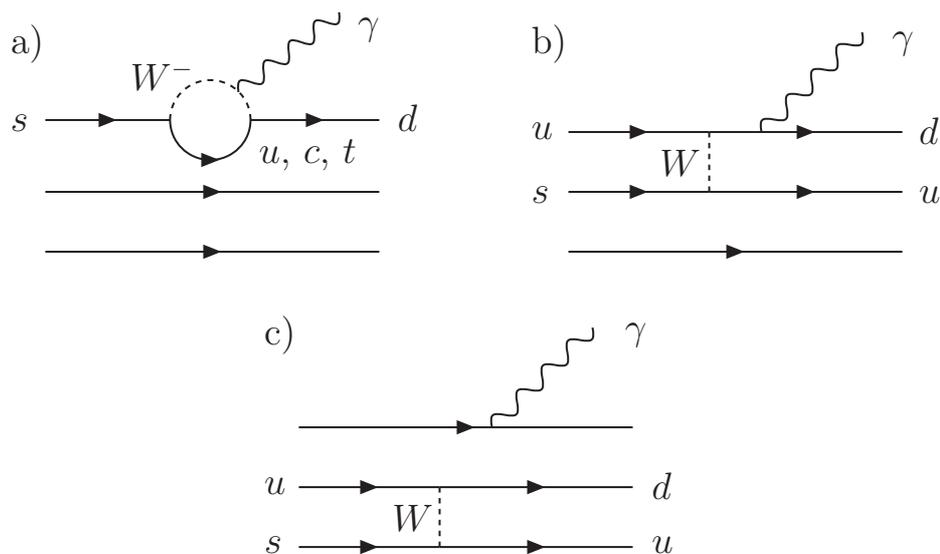


Abbildung 2.6: Beispiele möglicher Quarkdiagramme für schwache radiative Zerfälle: a) Ein-Quark-Übergang, b) Zwei-Quark-Übergang, c) Drei-Quark-Übergang.

Daraus ergibt sich dann die Zerfallsasymmetrie α für alle radiativen Hyperonzerfälle nach Gleichung 2.11 und je nach verwendeten Quarkmassen zu

$$\alpha = \frac{m_s^2 - m_d^2}{m_s^2 + m_d^2} = +0,4 \dots +1,0. \quad (2.22)$$

Analog kann dieser Ansatz auch auf Zwei-Quark-Übergänge (Abbildung 2.6, b)) übertragen werden. In diesem Fall erhält man für alle radiativen Zerfälle eine Asymmetrie von $\alpha \approx +0,14$ (mit $\frac{m_u}{m_s} = \frac{m_d}{m_s} = 0,6$) [Ecke82]. Der Widerspruch zur großen negativen Asymmetrie des Zerfalls $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ zeigt aber, dass dieses naive Quark-Modell keine ausreichende Beschreibung der radiativen Zerfälle liefert.

Gilman und Wise zeigten, dass der Übergang $s \rightarrow d\gamma$ nicht der dominante Prozess ist. Sie bestimmten die beiden Amplituden (Gleichung 2.18) aus den gemessenen Parametern des Zerfalls $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, und errechneten die zu erwartenden Verzweungsverhältnisse der anderen radiativen Zerfälle [Gilm79]. Der Vergleich mit den gemessenen Werten zeigte deutliche Abweichungen (Tabelle 2.7). Insbesondere wurden für die Zerfälle $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ und $\Omega^- \rightarrow \Xi^-\gamma$ überraschend hohe Verzweungsverhältnisse vorhergesagt. Da beide Zerfälle kein u -Quark im Anfangs- oder Endzustand besitzen, sind sie nur durch Ein-Quark-Übergänge realisierbar und dadurch besonders sensitiv auf die vernachlässigten Zwei- bzw. Drei-Quark-Übergänge. Auch später berechnete QCD-Korrekturen [Berg86] oder langreichweitige Beiträge [Pall87] führen zu keiner wesentlichen Änderung. Entsprechend wurden später die Zerfälle $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ und $\Omega^- \rightarrow \Xi^-\gamma$ genutzt, um Ein-Quark-Übergänge ohne die Anwesenheit der dominierenden Zwei-Quark-Übergänge zu studieren [Berg86, Safa88, Sing90].

Durch die Kombination von Ein- und Zwei-Quark-Übergängen erreichten Kamal

und Verma eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Verzweigungsverhältnissen [Kama82, Verm88] (Tabelle 2.7). Sie nutzten allerdings die Parameter von $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ sowie die damalige Grenze bzw. später den gemessenen Wert des Verzweigungsverhältnisses von $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ als Eingangsparameter für ihre Rechnungen¹¹. Ihre Resultate zeigen, dass Ein-Quark-Übergänge zwar nicht die dominierenden Prozesse sind, aber dennoch nicht vernachlässigt werden können. So ändert die Hinzunahme der Ein-Quark-Übergänge z.B. die Vorhersage der Zerfallsasymmetrie für den Zerfall $\Lambda \rightarrow n\gamma$ von +0,6 auf -0,5 (Tabelle 2.7). Dagegen ergeben Drei-Quark-Übergänge nur kleine Korrekturen [Lo82].

Neben den berücksichtigten Quarkübergängen unterscheiden sich die einzelnen Modelle auch in ihrem Übergang von Quark- auf Hadronebene. Typischerweise findet man die Baryonwellenfunktionen als Kombination der Quarkwellenfunktionen beschrieben. Daneben existieren sogenannte *Quark-Diquark-Modelle*, die, ausgehend von der Dominanz der Zwei-Quark-Übergänge, die beiden am W -Austausch beteiligten Quarks als ein *Diquark* interpretieren und das dritte Quark als unbeteiligten „Beobachter“ annehmen [Verm86, Uppa91, Żenc98]. Der räumliche Zusammenschluss der Quarks zu Hadronen (*confinement*) wird dabei meist nur bedingt beachtet [Żenc02]. Ein Versuch, dies im Rahmen der *MIT-Bag-Modelle* [Maxw83] explizit zu berücksichtigen, zeigte mit der Vorhersage einer kleinen $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie nur geringen Erfolg [Lo82].

Vergleicht man die Vorhersagen mit den aktuellen experimentellen Resultaten (Tabelle 2.7), so findet man z.B. für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ eine positiv vorausgesagte Zerfallsasymmetrie, wohingegen sie experimentell zu $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} = -0,73 \pm 0,17$ bestimmt wurde. Entsprechend wird durch die Quark-Modelle das Hara-Theorem verletzt, was bereits von Kamal und Riazuddin gezeigt wurde [Kama83]. Der Rechnung von Kamal und Riazuddin folgten kontroverse Diskussionen über die eigentliche Ursache der Verletzung des Hara-Theorems [Lach95] (auch [Żenc96, Dmit96, Żenc99] oder [Azim97, Żenc98c]). Alle Kritiken konnten aber als falsch zurückgewiesen werden [Żenc98b], so dass sowohl die Verletzung des Hara Theorems als auch die Vorhersage der positiven $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfallsasymmetrie im Rahmen der betrachteten Quark-Modelle korrekt sind.

Eine mögliche Erklärung des Widerspruchs zum Hara-Theorem und der Diskrepanz zwischen Vorhersage und Messung sieht Żencykowski in der mangelnden Berücksichtigung des räumlichen Zusammenschlusses der Quarks in den Hadronen [Żenc02]. Typischerweise werden die Quarks implizit als quasi freie Teilchen behandelt, bedingt durch eine sehr hohe Komplexität realistischerer Rechnungen und durch fehlendes Verständnis, wie der Zusammenschluss der Quarks korrekt zu behandeln ist [Żenc06a]. Nach Żencykowski sind die Quark-Modelle daher zu stark vereinfacht und ergeben so nicht zwingend realistische Vorhersagen.

¹¹Bedingt durch eine quadratische Abhängigkeit der Amplituden von den Eingangsparametern ergaben sich zunächst zwei Lösungen als mögliche Vorhersagen [Kama82]. Mit der Messung des Verzweigungsverhältnisses von $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ wurde eine eindeutige Vorhersage möglich [Verm88].

2.6.3. Pol-Modelle

Neben den Quarkmodellen bilden die sogenannten *Pol-Modelle* eine zweite größere Gruppe von Modellen. Sie wurden zur Beschreibung der hadronischen Zerfälle entwickelt und in den 60er Jahren auf die radiativen Zerfälle übertragen [Grah65]. Die Beschreibung der Zerfälle erfolgt dabei direkt auf Hadronebene.

Bedingt durch die Strangeness-Änderung (Abschnitt 2.4) und die Abstrahlung eines Photons ist bei den radiativen Zerfällen sowohl die schwache wie auch die elektromagnetische Kraft beteiligt. Daher ist die grundlegende Idee der Pol-Modelle die Zerlegung des radiativen Zerfalls in einen *schwachen hadronischen Vertex*¹²

$$\langle B_f | H_w | B_i \rangle = \bar{u}_f (a + b\gamma_5) u_i, \quad (2.23)$$

der die Änderung der Strangeness beschreibt, und einen *elektromagnetischen Vertex*, an dem die Photonabstrahlung erfolgt. Die Verbindung beider Vertizes wird durch zwischen ihnen propagierende Baryonen bzw. Baryonresonanzen außerhalb der Massenschale (*off-shell*) realisiert (Abbildung 2.7). Die Form des elektromagnetischen Vertex gibt z.B. Gavela et al. [Gave81] mit

$$\bar{u}_f(p') [F_1(0) \gamma_\mu + F_2(0) i\sigma_{\mu\nu} (p' - p)^\nu] u_i(p) \epsilon^\mu \quad (2.24)$$

für Zwischenzustände mit $J^P = \frac{1}{2}^+$, bzw. mit

$$\bar{u}_f(p') [i\sigma_{\mu\nu} (p' - p)^\nu \gamma_5] F_2(0) u_i(p) \epsilon^\mu \quad (2.25)$$

für Zwischenzustände mit $J^P = \frac{1}{2}^-$ an¹³.

Erste ausführliche Rechnungen erfolgten am Anfang der 80er Jahre [Gave81, Rauh81, Clos80]. Diese unterscheiden sich in der Regel durch die als Zwischenzustände berücksichtigten Baryonmultipletts bzw. Resonanzen. Die Wahl der Zwi-

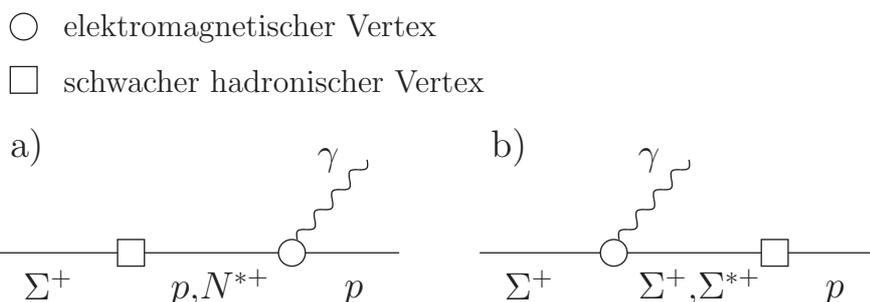


Abbildung 2.7: Pol-Modell-Graphen am Beispiel des Zerfalls $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ [Rauh81].

¹²Die Indizes i (*initial*) und f (*final*) beziehen sich hier nur auf die beiden an dem jeweiligen Vertex beteiligten Baryonen.

¹³Der von Gavela et al. angegebene Vertex 2.25 ist allerdings nicht die allgemeinste Form. Er ist so nur dann exakt gültig, falls sich beide beteiligten Baryonen auf der Massenschale (*on-shell*) befinden [Zenc98a]. Werden Baryonresonanzen als Zwischenzustände betrachtet, ist dies im Allgemeinen aber nicht der Fall. Dieser Punkt wurde von Gavela et al. nicht berücksichtigt.

schenzustände ist insofern relevant, dass die verschiedenen Multipletts unterschiedlich stark zur paritätsverletzenden bzw. paritätserhaltenden Amplitude beitragen [Lee64]. Insgesamt setzen sich die einzelnen Beiträge im Fall der $SU(3)_f$ -Symmetrie so zusammen, dass das Hara-Theorem erfüllt wird, was zum Teil auch auf der Konstruktion der Modelle beruht. Die für die quantitativen Vorhersagen nötigen Amplituden bzw. Matrixelemente, insbesondere für den schwachen hadronischen Vertex, werden typischerweise aus gemessenen hadronischen Zerfällen bestimmt.

Abgesehen von den ersten Versuchen, die noch sehr kleine Zerfallsasymmetrien für $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ vorhersagten [Grah65], zeigen spätere Rechnungen, die auch Baryonresonanzen als Zwischenzustände berücksichtigen, eine große negative Zerfallsasymmetrie [Gave81, Rauh81, Clos80]. Auch die großen negativen Asymmetrien der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ werden qualitativ richtig vorhergesagt. Dagegen werden die Verzweungsverhältnisse meist deutlich überschätzt (Tabelle 2.7). Dennoch ergeben die Pol-Modelle insgesamt eine qualitativ gute Beschreibung der radiativen Zerfälle.

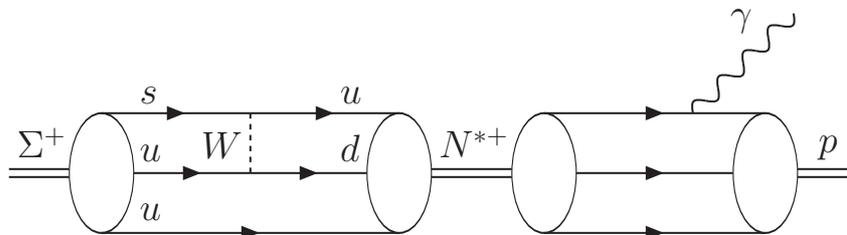


Abbildung 2.8: Übersetzung des Pol-Modell-Graphen aus Abbildung 2.7, a) in die Sprache der Quark-Modelle [Rauh81].

Vergleicht man Pol- und Quark-Modelle miteinander, so findet man trotz unterschiedlicher Konstruktion einige Äquivalenzen, die zeigen, dass sich die beiden Modellgruppen bis zu einem gewissen Maße in einander überführen lassen (Abbildung 2.8). So können z.B. verschiedene Beiträge aus beiden Modellgruppen miteinander identifiziert werden [Lo82, Rauh81]. Ein Beispiel sind die Zwischenzustände aus Baryonresonanzen mit $J^P = \frac{1}{2}^-$ in den Pol-Modellen, die den Zwei-Quark-Übergängen der Quark-Modelle entsprechen [Ženc96]. Auch für die hadronische Zerfälle können ähnliche Äquivalenzen (auf gruppentheoretischem Niveau) gezeigt werden [Lach95, Desp80, Körn72].

2.6.4. Vektormeson-Dominanz-Modelle

Das Konzept der *Vektormeson-Dominanz* stammt aus den 60er Jahren und besteht in der Idee, dass die Kopplung des Photons an Hadronen aus der Kopplung von Vektormesonen an Hadronen bestimmt werden kann. Die erste Anwendung auf radiative Zerfälle stammt von Gavroglu und Gottlieb [Gavr74].

In der praktischen Umsetzung werden zunächst das betrachtete Problem mit den Vektormesonen behandelt und anschließend die Vektormesonen mit einer Substituti-

on durch das Photon ersetzt bzw. das Photon durch eine Kopplung an die Vektormesonen eingeführt. Letzteres wurde von Kroll, Lee und Zumino [Krol67] vorgeschlagen, da die ursprünglich von Schwinger angewendete Substitution [Schw67]

$$V_\mu \rightarrow \frac{e}{g_V} A_\mu \quad (2.26)$$

zu einer nicht eichinvarianten Formulierung führte. Die Kopplung des Photons an die Vektormesonen definierten Kroll, Lee und Zumino durch

$$-\frac{1}{2} \frac{e}{g_V} V'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu}, \quad \text{mit} \quad F'^{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu, \quad (2.27)$$

wobei sich die Größen V' und A' aus dem eigentlichen Vektormesonfeld V , dem Photonfeld A und der elektrischen Ladung e ergeben [Krol67]:

$$V' = V - \frac{e}{g_V} A, \quad \frac{1}{e'^2} = \frac{1}{e^2} + \frac{1}{g_V^2}, \quad e' A' = e A. \quad (2.28)$$

Neuere Rechnungen wurden insbesondere von Żenczykowski durchgeführt, z.B. [Żenc89]. Nach der Bestimmung der Amplituden für den Übergang $B \rightarrow B' V$ mit den Vektormesonen $V = \rho^0, \omega^0, \phi$ führte er das Photon mittels einer Kopplung, die sich aus einer Linearkombination der Vektormeson-Kopplungen gemäß [Żenc89]

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^0 + \frac{1}{3\sqrt{2}} \omega^0 - \frac{1}{3} \epsilon \phi \quad (2.29)$$

und $\epsilon \approx \frac{2}{3}$ zusammensetzt, ein. Die freien Parameter der Modelle werden dabei aus den gemessenen hadronischen oder radiativen Zerfällen selbst ermittelt.

Als Resultate ergaben diese Vektormeson-Dominanz-Modelle unter anderem eine große positive Zerfallsasymmetrie für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ und eine Verletzung des Hara-Theorems [Lach91, Żenc89]. Die für die Verletzung des Hara-Theorems verantwortlichen Terme entsprechen dabei denen, die in den Quark-Modellen zur Verletzung des Hara-Theorems führen. Die zunächst mit einem positiven Vorzeichen veröffentlichte erste Messung der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ -Zerfallsasymmetrie schien diese Vorhersagen zu bestätigen [Jame90]. Daher unternahm Żenczykowski den Versuch, ein Hara-Theorem konformes Vektor-Dominanz-Modell mit gleichen Vorzeichen der Asymmetrien zu entwickeln, um die Verletzung des Hara-Theorem besser zu verstehen [Żenc98a]. Dies scheiterte allerdings, da seine Resultate für die hadronischen Zerfälle den gemessenen Meson-Nukleon-Kopplungen widersprachen.

Mit der aktuellen Messung der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ -Zerfallsasymmetrie [Lai04] stehen diese Rechnungen nun im Widerspruch zum Experiment. Żenczykowski gelang es, diesen Widerspruch im Wesentlichen auf das Vernachlässigen eines Terms in den paritätsverletzenden Amplituden zurückzuführen [Żenc06]. Ursprünglich wurde dieser Term in der Arbeit von Desplanques, Donoghue und Holstein als vernachlässigbar eingeschätzt [Desp80] und in späteren Rechnungen entsprechend unterdrückt. Durch die Berücksichtigung dieser Terme erreicht Żenczykowski eine qualitativ gute Beschreibung der gemessenen Verzweungsverhältnisse und Zerfallsasymmetrien, und

erhält insbesondere eine große negative $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfallsasymmetrie (Tabelle 2.7). Allerdings ist zu beachten, dass Żenczykowski die gemessenen Werte der radiativen Zerfälle als Eingangsparameter nutzt, um die freien Parameter in seiner Rechnung anzupassen. Die negative $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfallsasymmetrie ist somit keine Vorhersage.

2.6.5. Andere Modelle

Die radiativen Hyperonzerfälle wurden auch im Rahmen der chiralen Störungstheorie untersucht [Neuf93, Jenk93, Bos96]. Allerdings stellte sich heraus, dass diese Modelle nur sehr bedingt in der Lage sind verlässliche Vorhersagen zu geben. Das wesentliche Problem ist die Berechnung der paritätserhaltenden Amplitude, da insbesondere zu deren Realteil höhere Ordnungen stark beitragen. Hinzu kommt, dass die hadronischen Zerfälle, die typischerweise zur Bestimmung der Modellparameter herangezogen wurden, ähnliche Probleme zeigen. Daher sind die Vorhersagen innerhalb der chiralen Störungstheorie mit sehr großen Unsicherheiten behaftet.

Um die Probleme der chiralen Störungstheorie zu umgehen, versuchten Borasoy und Holstein die chirale Störungstheorie mit den Pol-Modellen zu verbinden [Bora99]. Im Gegensatz zu den typischen Pol-Modellen (Abschnitt 2.6.3) berücksichtigten Borasoy und Holstein auch angeregte Spin $\frac{1}{2}$ -Baryonzustände mit positiver Parität. Zwar erhielten sie eine große negative Zerfallsasymmetrie für $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, dagegen stimmen die vorhergesagten Zerfallsraten nur schlecht mit den gemessenen Werten überein (Tabelle 2.7). Ihr Modell wurde von Żenczykowski um das $\Lambda(1405)$ als $SU(3)$ -Singlett in der Form eines möglichen Zwischenzustandes erweitert [Żenc00]. Dies beeinflusst vor allem die Zerfallsasymmetrien der neutralen Hyperonen (Tabelle 2.7) und führt zu Vorhersagen, die näher an denen der typischen Pol-Modelle (z.B. [Gave81]) liegen.

Neben den bisher diskutierten Modellen existieren weitere Vorhersagen, z.B. im Rahmen von Skyrme-Modellen¹⁴ [Kao87], QCD-Summenregeln¹⁵ [Bali89, Gold89] oder des Bethe-Salpeter-Formalismus [Asth91]. Allerdings stimmen die Vorhersagen für diese Modelltypen meist nur sehr schlecht mit den gemessenen Daten überein, oder die Rechnungen beschränken sich nur auf den Zerfall $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, so dass eine allgemeine Beurteilung nicht möglich ist. Für weitere Details sei an dieser Stelle auf entsprechende Literatur verwiesen, wie z.B. die Zusammenfassung von Lach und Żenczykowski [Lach95].

2.7. Zusammenfassung der theoretischen Situation

Insgesamt ist zu schlussfolgern, dass das Hara-Theorem in der Natur realisiert zu sein scheint und die große $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ -Zerfallsasymmetrie durch die Brechung der $SU(3)_f$ -Symmetrie verursacht ist. Allerdings ist bisher kein Modell in der Lage, die

¹⁴Einen allgemeinen Überblick über Skyrme-Modelle gibt z.B. [Holz86].

¹⁵Ursprünglich vorgeschlagen von Shifman, Vainshtein und Zakharov [Shif79], einen ausführlichen Überblick zur Methode der QCD-Summenregeln gibt z.B. [Rein85].

Zerfallsasymmetrien oder Verzweigungsverhältnisse der radiativen Hyperonzerfälle präzise vorherzusagen (vergleiche Tabelle 2.7).

Die phänomenologischen Pol-Modelle und Vektormeson-Dominanz-Modelle ergeben zumindest eine qualitativ richtige Beschreibung der experimentellen Resultate. Typische Beispiele zu diesen beiden Modellgruppen stammen von Gavela et al. [Gave81] (Pol-Modell), bzw. von Żenczykowski [Żenc06] (Vektormeson-Dominanz-Modell). Da in beiden Modellgruppen gemessene Werte als Eingangsparameter benutzt werden, sind ihre Ergebnisse (zumindest zum Teil) eine Anpassung an die experimentellen Daten und keine unabhängigen Vorhersagen. Die Genauigkeit, mit der dabei die Zerfallsasymmetrien bestimmt werden, liegt typischerweise bei $\sigma_\alpha \approx \pm 0,2$.

Modelle auf Quark-Niveau liefern dagegen Resultate, die für einzelne Zerfälle im Widerspruch zum Experiment stehen. Sie scheinen zu stark vereinfacht zu sein und den Zusammenschluss der Quarks in Hadronen nicht genügend zu berücksichtigen. Andere Modelle sind mit sehr großen Unsicherheiten behaftet (z.B. chirale Störungstheorie), technisch sehr aufwendig zu berechnen (z.B. QCD-Summenregeln) oder zeigen eine sehr schlechte Übereinstimmung mit den experimentellen Werten, so dass sie nach den ersten Versuchen nicht weiter betrachtet wurden.

Verzweigungsverhältnis / 10^{-3} Zerfallsasymmetrie α	$\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$	$\Lambda \rightarrow n\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$	$\Omega^- \rightarrow \Xi^-\gamma$
Experiment [PDG06, Dubb94]	$1,23 \pm 0,05$ $-0,76 \pm 0,08$	$1,75 \pm 0,15$	$1,17 \pm 0,07$ $-0,73 \pm 0,17$	$3,33 \pm 0,10$ $-0,63 \pm 0,09$	$0,127 \pm 0,023$ $+1,0 \pm 1,3$	$< 0,46$
Quark-Modelle:						
Gilman [Gilm79]	1,24*	22,0	4,0	9,1	11,0	41,0
Kamal ¹⁶ [Kama82]	1,24* $-0,50^*$	$5,97/1,70$ $-0,87/+0,25$	$1,80/1,36$ $-0,96/-0,45$	$1,48/0,23$ $-0,30/-0,99$	1,20* $-0,87/+0,56$	$0,60/0,60$ $-0,87/+0,56$
Uppal ¹⁷ [Uppa91]	$1,24^*/1,24^*$ $-0,63/-0,95$	$0,63/0,69$ $-0,09/-0,01$	$0,39/0,49$ $+1,00/+0,86$	$3,22/3,14$ $-0,88/-0,76$	$0,23^*/0,50^*$ $+1,00/+0,68$	$0,86/1,80$ $+1,00/+0,68$
Verma ¹⁸ [Verm88]	1,24* $-0,30$	1,30 $+0,58$	0,72 $+1,00$	2,62 $-0,97$	—	—
Verma ¹⁹ [Verm88]	$1,24^*/1,24^*$ $-0,54/-0,56$	$0,49/1,62$ $-0,36/-0,54$	$0,38/0,50$ $+1,00/+0,68$	$3,00/3,30$ $-0,82/-0,94$	$0,23^*/0,23^*$ $+1,00/-0,60$	$0,86/0,86$ $+1,00/-0,60$

Tabelle 2.7: Vergleich der experimentellen Verzweigungsverhältnisse (oberer Wert) und Zerfallsasymmetrien (unterer Wert) mit theoretischen Vorhersagen (Fortsetzung auf Seite 30).

* Diese Werte werden in den jeweiligen Rechnungen als Eingangsparameter verwendet.

¹⁶ Bedingt durch eine quadratische Abhängigkeit der Amplituden von den Eingangsparametern sind zwei Lösungen möglich (beide angegeben).

¹⁷ Uppal und Verma geben Vorhersagen für angenommene $SU(6)$ -Symmetrie (1. Wert), und für gebrochene $SU(6)$ -Symmetrie (2. Wert) an.

¹⁸ Hier werden ausschließlich die dominierenden Zwei-Quark-Übergänge berücksichtigt.

¹⁹ Neben den Zwei-Quark-Übergängen werden auch Ein-Quark-Übergänge betrachtet, für deren paritätserhaltende und -verletzende Amplitude $a/b = +1$ (1. Wert) und $a/b = -1/3$ (2. Wert) angenommen wird.

Verzweigungsverhältnis / 10^{-3} Zerfallsasymmetrie α	$\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$	$\Lambda \rightarrow n\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$	$\Omega^- \rightarrow \Xi^-\gamma$
Pol-Modelle:						
Gavella [Gave81]	$0,92^{+0,26}_{-0,14}$ $-0,80^{+0,32}_{-0,19}$	0,62 $-0,49$	3,00 $-0,78$	7,20 $-0,96$	— —	— —
Rauh [Uppa91]	$0,82^{+0,41}_{-0,31}$ $-0,86^{+0,11}_{-0,13}$	1,02 $-0,10$	2,29 $-0,41$	5,87 $-0,58$	— —	— —
Vektormeson-Dominanz-Modelle:						
Żenczykowski ²⁰ [Żenc89]	$0,53/1,33$ $-0,55/-0,96$	$0,74/0,86$ $+0,75/+0,83$	$1,47/0,86$ $+0,57/+0,71$	$1,77/3,17$ $-0,54/-0,41$	$0,27/0,27$ $+0,52/+0,59$	— —
Żenczykowski [Żenc06]	0,72 $-0,67$	0,77 $-0,93$	1,02 $-0,97$	4,42 $-0,92$	0,16 $+0,8$	— —
Chirale Störungstheorie:						
Borasoy ²¹ [Bora99]	15,8 $-0,49$	1,5 $-0,19$	1,1 $+0,46$	1,1 $+0,15$	0,04 $+0,84$	— —
Żenczykowski ²² [Żenc00]	— $-0,49 / —$	— $-0,9/+0,9$	— $-1,00/+0,8$	— $+0,07/+0,07$	— $+0,84 / —$	— —

Tabelle 2.7: Vergleich der experimentellen Verzweigungsverhältnisse (oberer Wert) und Zerfallsasymmetrien (unterer Wert) mit theoretischen Vorhersagen (Fortsetzung von Seite 29).

²⁰ Żenczykowski nutzt zur Berechnung der paritätserhaltenden Amplitude sowohl die aus einem additiven Quark-Modell abgeleiteten magnetischen Momente der beteiligten Baryonen (1. Wert) als auch die experimentell gemessenen magnetischen Momente (2. Wert).

²¹ Statt Verzweigungsverhältnisse gibt Borasoy und Holstein Zerfallsbreiten an, die hier mit den gemessenen Lebensdauern ungerechnet wurden.

²² Żenczykowski gibt auch Vorhersagen (2. Wert) für eine Hara-Theorem verletzende Variante seiner Rechnung an.

3. Das NA48/1-Experiment

Das NA48/1-Experiment befindet sich am Super Proton Synchrotron (SPS) des Europäischen Zentrums für Elementarteilchenphysik (CERN) in Genf und hat während einer etwa dreimonatigen Strahlzeit im Sommer 2002 gezielt seltene K_S - und Hyperonzerfälle aufgezeichnet. Es ist der Nachfolger des NA48-Experiments¹, dessen Ziel die Messung des Parameters ϵ'/ϵ der direkten CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen war. Aufgrund der ähnlichen Lebensdauer des kurzlebigen Kaons (K_S) und der Ξ^0 - bzw. Λ -Hyperonen, eignet sich der NA48-Detektor auch für die Vermessung von Ξ^0 - und Λ -Zerfällen, so dass er mit einer leicht modifizierten Strahlführung auch für das NA48/1-Experiment genutzt wurde.

Neben dem CERN sind auch Institute aus Cambridge, Dubna, Chicago (E. Fermi University und Northwestern University), Edinburgh, Ferrara, Florenz, Mainz, Perugia, Pisa, Saclay, Siegen, Turin, Warschau und Wien am NA48/1-Experiment beteiligt.

3.1. Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)

Das *Super-Proton-Synchrotron* (SPS) ist ein ringförmiger Beschleuniger mit einem Umfang von 6,9 km und Teil des Beschleunigerkomplexes am CERN (Abbildung 3.1). Es dient zum einen als Vorbeschleuniger (bis 2000 für den *Large Electron Positron Collider* (LEP) und ab 2007 für den *Large Hadron Collider* (LHC)) und liefert zum anderen die Protonen bzw. Ionen für die *Fixed-Target-Experimente* in der *West Area* und *North Area* des CERN. Einen Überblick über die verschiedenen Beschleuniger gibt z.B. [Bria97].

Die Arbeitsweise des SPS lässt sich stark vereinfacht folgendermaßen beschreiben: Durch eine Kette von Vorbeschleunigern wird das SPS mit Protonen (oder Ionen) in Form von mehreren *Bunches* (Paketen) „gefüllt“ die anschließend im SPS weiter beschleunigt werden. Nach Erreichen der vorgegebenen Maximalenergie lässt man die Protonpakete auseinander diffundieren, um sie dann in einem kontinuierlichen Protonenstrahl mit nahezu konstanter Intensität extrahieren zu können. Nach der Extraktion der Protonen wird das SPS erneut gefüllt. Ein solcher Zyklus vom Füllen bis zum Ende der Extraktion benötigte während der Strahlzeit des NA48/1-Experiments 16,8 s, wovon 4,8 s auf die Extraktion der Protonen entfielen. Es standen also mit jeweils 12 s Unterbrechung 4,8 s lange Protonpulse, die auch als *Spills* oder *Bursts*

¹Der Name ergibt sich aus der Tatsache, dass dies das 48. Experiment in der *North Area* des CERNs war.

3. Das NA48/1-Experiment

bezeichnet werden, zur Verfügung. Die Energie der 2002 vom SPS bereitgestellten Protonen betrug 400 GeV.

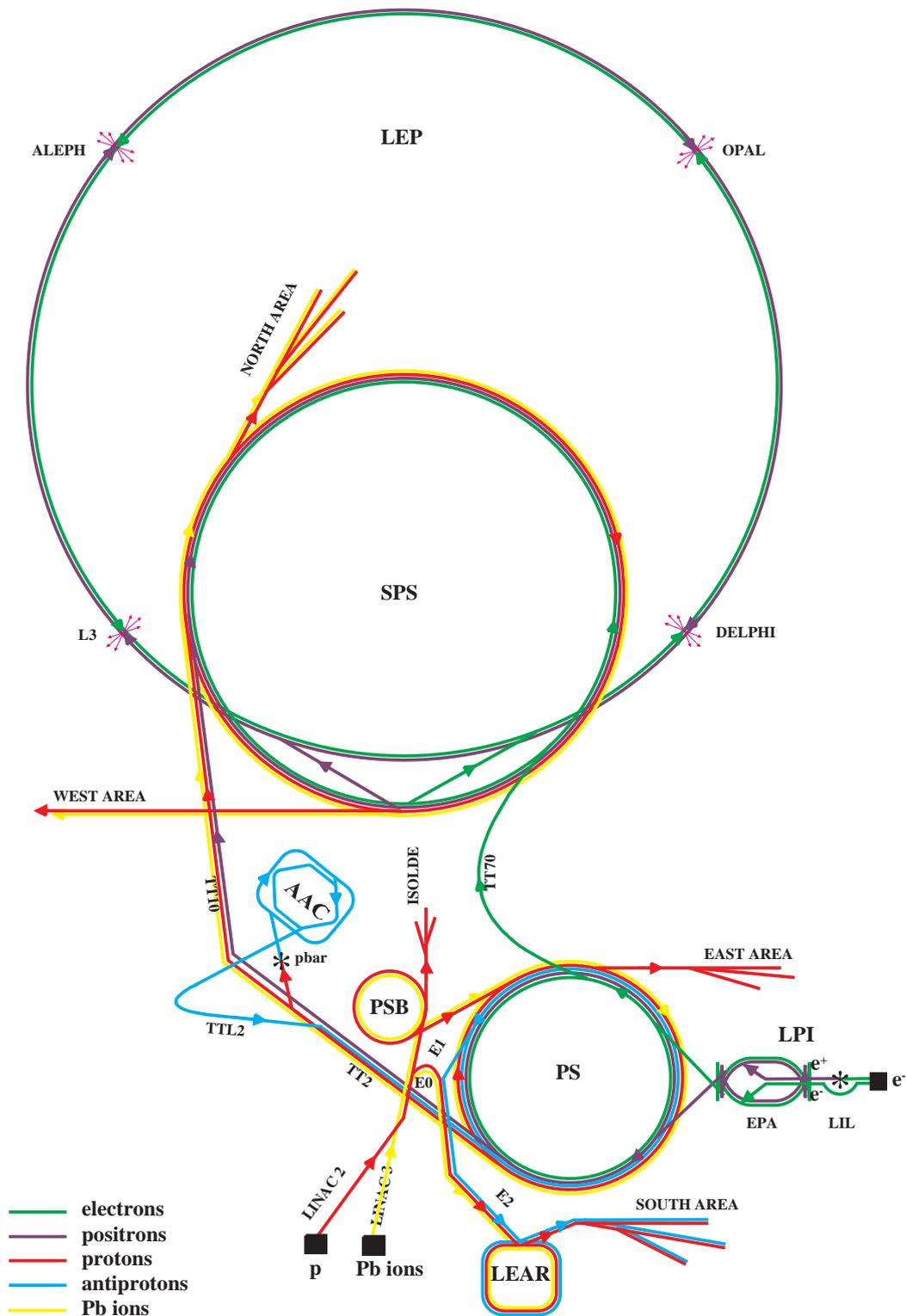


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Beschleuniger am CERN (Stand 1996, nicht maßstabsgetreu)[Bria97].

3.2. Die Strahlführung und Zerfallsregion

Das NA48/1-Experiment ist ein *Fixed-Target-Experiment*, d.h. die vom SPS bereitgestellten Protonen werden zur Teilchenerzeugung auf einen feststehenden Materieblock (*Target*) geleitet. Von den zwei Targets des NA48-Experiments [Biin98] wird nur das etwa 100 m vor dem Detektor positionierte K_S -Target² verwendet. Dessen um etwa 7 cm gegenüber dem ursprünglichen K_L -Strahl noch oben versetzte Position (um den K_L -Strahl ungehindert passieren zu lassen) sowie die vorhandene Strahlführung wurden beibehalten. Lediglich die nicht benötigte Öffnung des K_L -Strahls in die Zerfallsregion wurde verschlossen (Abbildungen 3.2 und 3.3).

Das K_S -Target ist ein 40 cm langer Berylliumstab mit einem Durchmesser von 2 mm. Auf diesen treffen im Mittel etwa $5 \cdot 10^{10}$ Protonen pro Burst unter einem Winkel von 3,6 mrad auf. Direkt nach dem Target folgt ein 24 mm starker Photonkonverter aus Platin und eine Reihe von Kollimatoren innerhalb eines Magnetfeldes in horizontaler Richtung mit einem Feldintegral von 7,5 Tm (Abbildung 3.3). Damit wird ein großer Teil der Photonen (z.B. aus $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und alle geladenen Teilchen aus dem Strahl entfernt. Definiert wird der verbleibende neutrale Strahl durch einen Kollimator mit einem Durchmesser von 3,6 mm in einem Abstand von 5,0 m vom

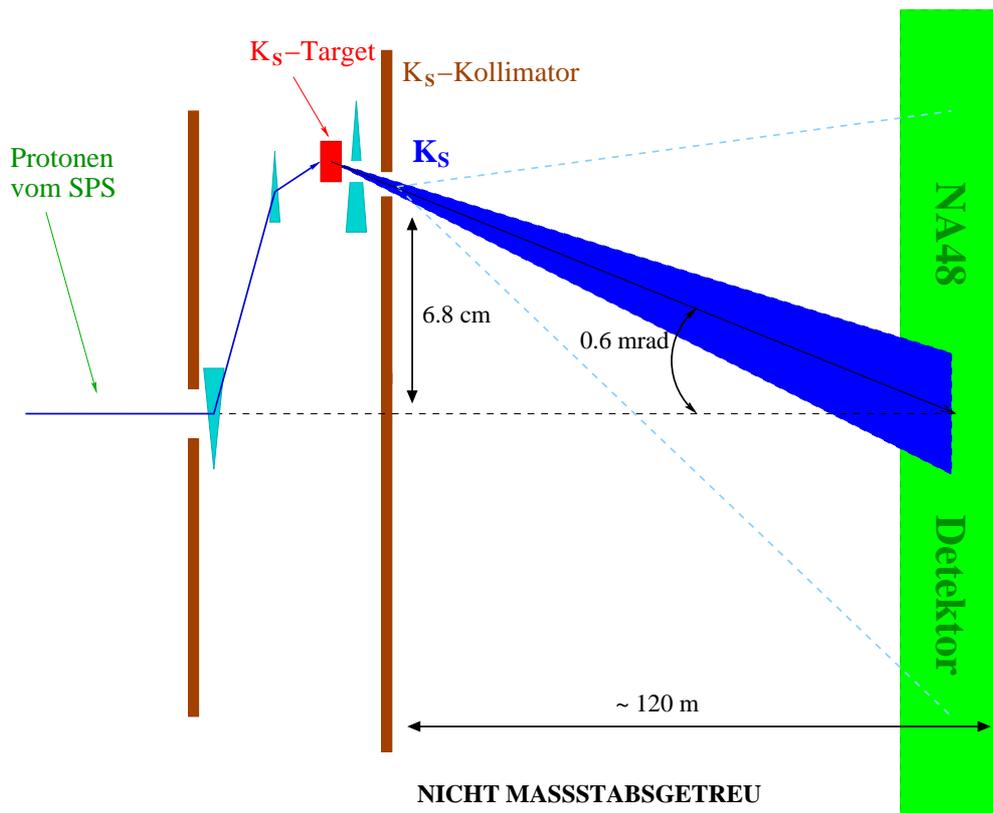


Abbildung 3.2: Schematische Strahlführung im Jahr 2002 [NA48].

²Das sog. K_L -Target befand sich etwa 200 m vor dem Detektor, so dass nur die langlebigen K_L -Mesonen die Zerfallsregion erreichten. Der Strahl vom sog. K_S -Target wird dagegen von K_S -Zerfällen dominiert (nur wenige Prozent der erzeugten K_L -Mesonen zerfallen vor dem Detektor).

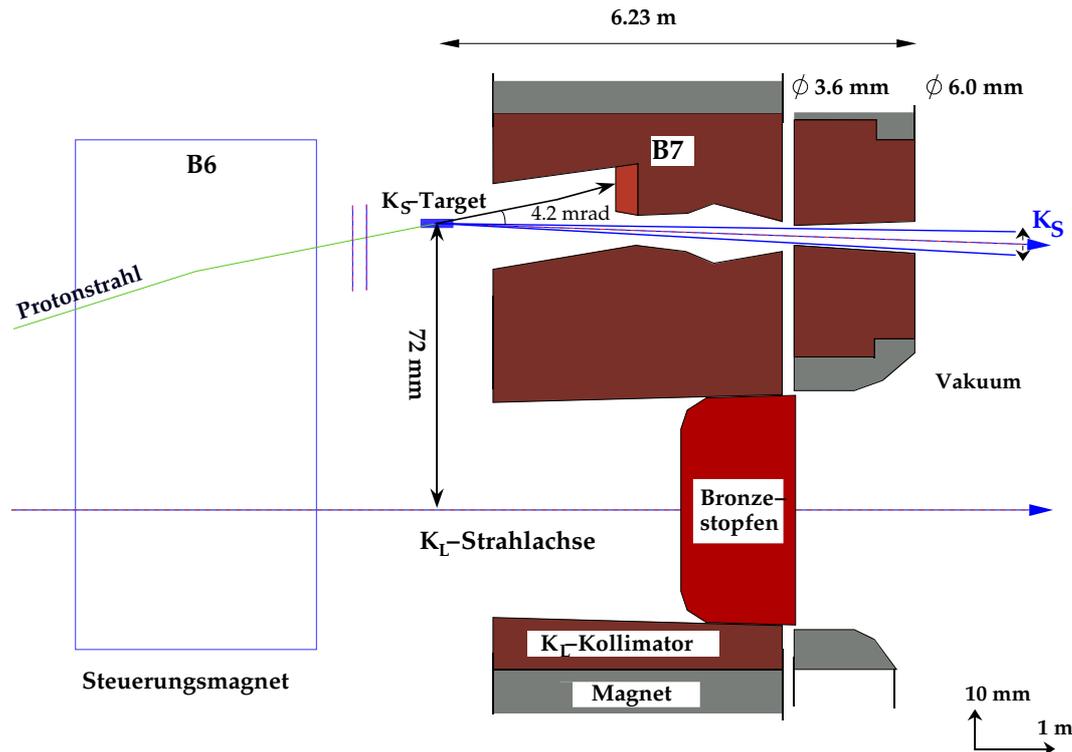


Abbildung 3.3: K_S -Target im Jahr 2002 (aus [Biin98], an 2002 angepasst).

Target. Das Ende des Kollimatorsystems befindet sich mit einer Öffnung von 6,0 mm in einem Abstand von 6,2 m zum Target. Die Kollimatoren sind so angeordnet, dass der Strahl um 0,6 mrad gegenüber der Horizontalen geneigt ist, woraus sich insgesamt ein Produktionswinkel von 4,2 mrad ergibt. Der Produktionswinkel sowie die Kollimatorgeometrie wurden gewählt, um den Anteil an Neutronen im Strahl, bzw. die Wechselwirkung des Strahls mit den Kollimatoren zu reduzieren [Biin98].

Auf den letzten Kollimator folgt die Zerfallsregion, die von einem evakuierten Stahltank umschlossen wird. Auf den ersten 40 m besitzt der Tank einen Durchmesser von 1,9 m, für die weiteren 48 m einen Durchmesser von 2,4 m. Der Druck im Tank liegt bei weniger als 10^{-3} mbar. Durch das Erdmagnetfeld, Ausläufer des Spektrometermagnetfeldes und Magnetisierung des Stahltanks selbst existiert innerhalb der Zerfallsregion ein inhomogenes Magnetfeld mit einer Feldstärke von bis zu $300 \mu\text{T}$ [GoyL03]. Abgeschlossen wird der Tank durch ein 0,9 mm starkes Kevlar-Fenster ($0,003$ Strahlungslängen³), welches das Vakuum vom darauf folgenden Heliumtank, der das Magnetspektrometer enthält, trennt.

Nicht alle am Target produzierten (neutralen) Teilchen zerfallen vor dem Detektor, dies gilt insbesondere für Neutronen und K_L -Mesonen. Um Wechselwirkungen dieser Teilchen mit dem Detektormaterial zu verhindern, schließt ein Aluminiumrohr, das sogenannte *Strahlrohr* (oder *beam pipe*), an den Vakuumtank an. Dieses Rohr, mit

³Eine Strahlungslänge ist die Dicke einer Materialschicht, bei deren Durchqueren die Energie hochenergetischer Elektronen durch Bremsstrahlung auf den Bruchteil $\frac{1}{e}$ ($\approx 37\%$) reduziert wird.

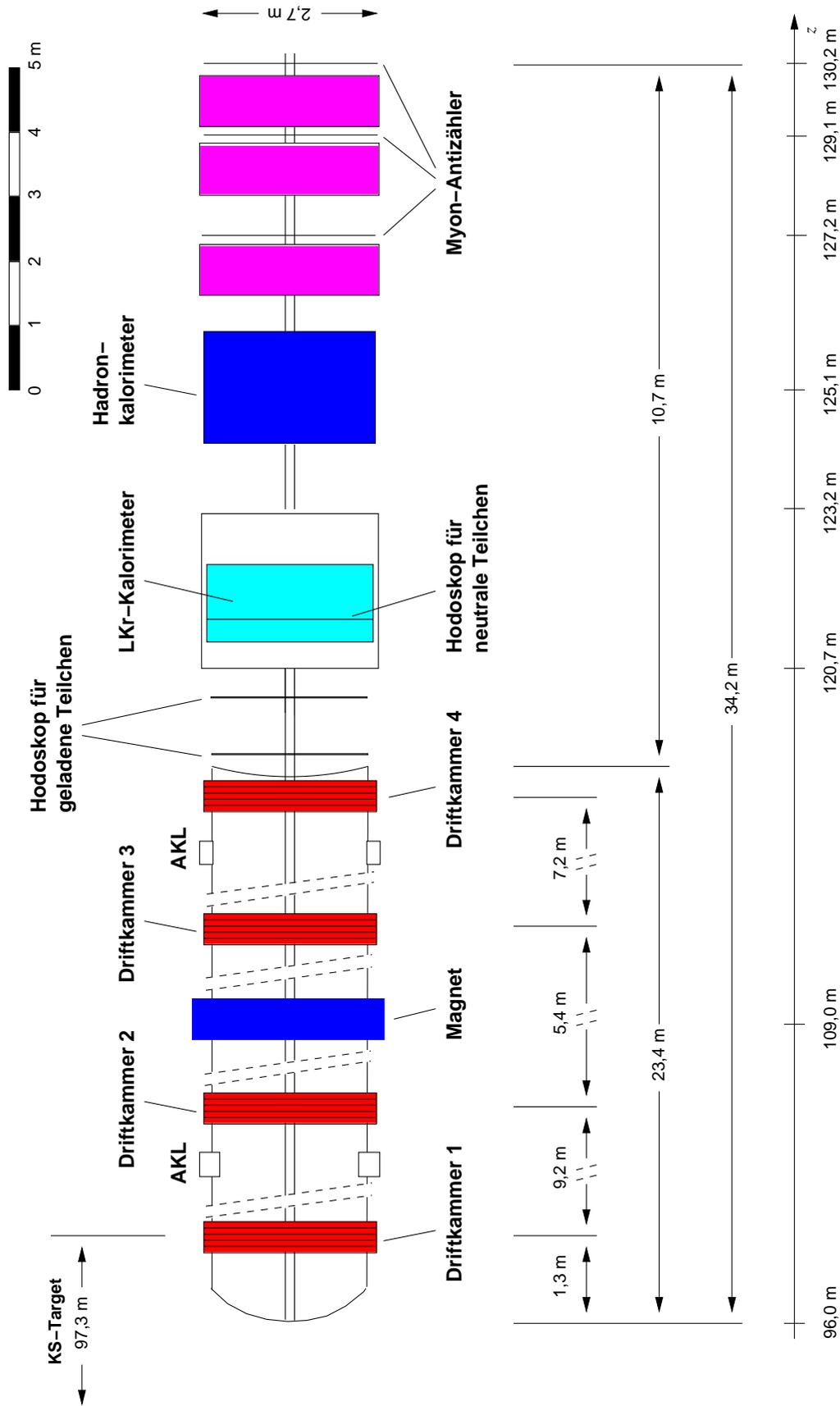


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des NA48-Detektors [NA48].

einem Innendurchmesser von 15,2 cm und einer Wandstärke von 1,1 mm, ist ebenfalls evakuiert und verläuft entlang der Strahlachse durch den gesamten Detektor. Damit ist der Detektor für die nicht zerfallenden Teilchen, aber auch für Zerfallsprodukte, die sich innerhalb des Strahlrohrs bewegen, „blind“.

3.3. Der Detektor

Auf die Zerfallsregion folgt der eigentliche Detektor, mit etwa 100 m Abstand zum Target. Die Abbildung 3.4 gibt seinen Aufbau schematisch wieder. Die für diese Analyse wichtigen Komponenten werden im Folgenden näher beschrieben.

3.3.1. Die Photon-Antizähler

Die Photon-Antizähler (AKL) sind Module aus Szintillatorstreifen, deren Aufgabe es ist Zerfallsprodukte (meist Photonen) zu registrieren, die die Zerfallsregion nach außen verlassen ohne das aktive Volumen der zentralen Detektorkomponenten zu treffen. Insgesamt sind sieben dieser Module in dafür vorgesehene Einbuchtungen des Vakuum- und Heliumtanks senkrecht zur Strahlachse angeordnet. Sie bestehen aus jeweils 2 Lagen Szintillatorstreifen und bilden die Form eines Oktaeders (Abbildung 3.5). Ausgelesen werden die Szintillatoren mittels Photomultiplier an beiden Enden. Vor den einzelnen Szintillatorstreifen ist jeweils eine 35 mm dicke Eisenplatte als Photonkonverter angebracht. Auf diese Weise wird eine Effizienz, mit der die Module ein Photon registrieren, von etwa 95% erreicht [Tori96].

Verwendung finden die Antizähler hauptsächlich als eine Komponente des Level 1-Triggers (Abschnitt 3.4). Im Jahr 2002 wurden dazu allerdings nur die beiden um den Heliumtank des Spektrometers angebrachten Module 6 und 7 genutzt.

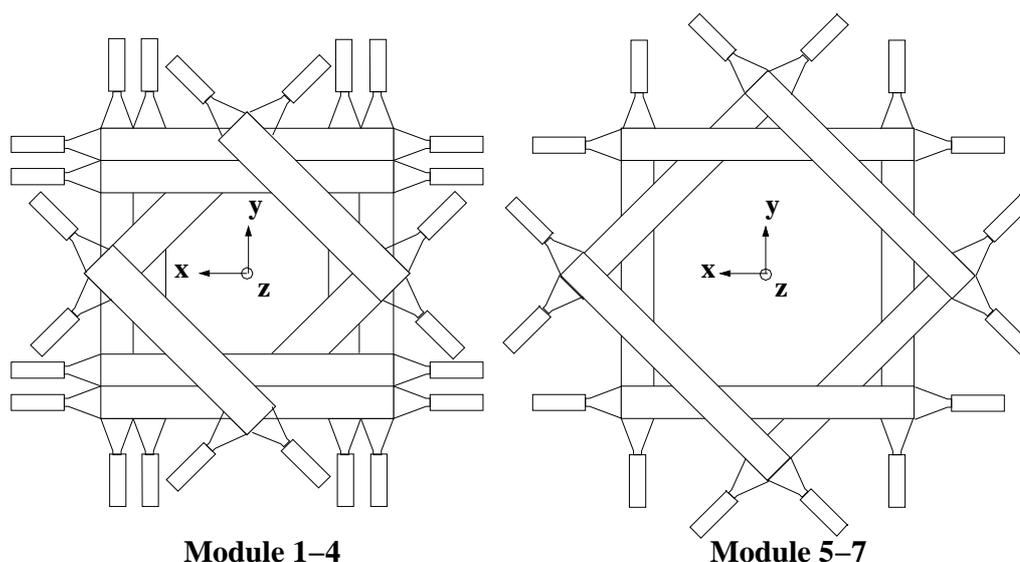


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der AKL-Module [NA48].

3.3.2. Das Magnetspektrometer

Eine der Hauptkomponenten des Detektors ist das Magnetspektrometer, das zur Impulsmessung und der Rekonstruktion der Flugbahn geladener Teilchen dient. Damit ist es die wichtigste Komponente für die Rekonstruktion von Zerfällen mit geladenen Endprodukten.

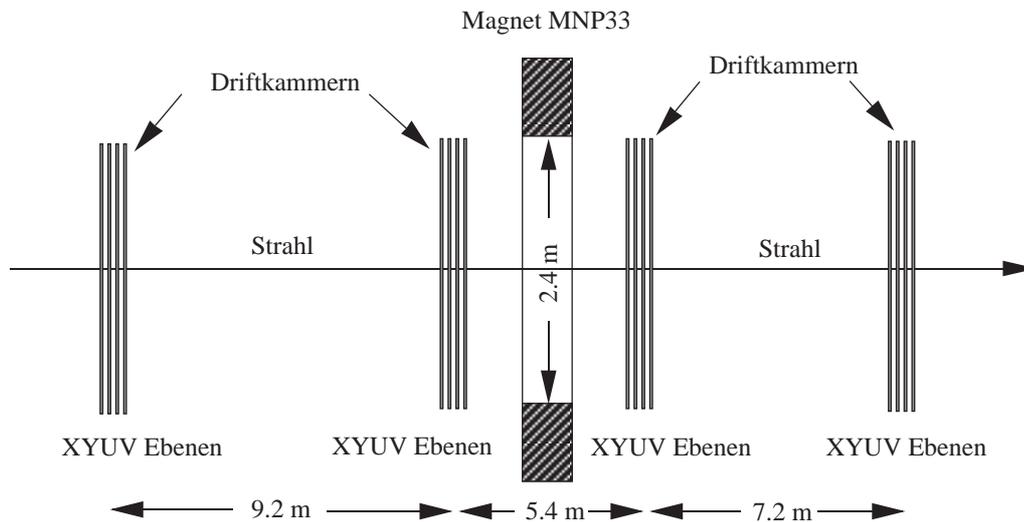


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Magnetspektrometers [NA48].

Aufgebaut ist das Spektrometer aus zwei Driftkammern vor und zwei Driftkammern nach einem Dipolmagneten [Bede95] (Abbildung 3.6). Der Magnet erzeugt ein Feld in vertikaler Richtung von 0,37 T im Zentrum und von weniger als 0,02 T im Bereich der 2. bzw. 3. Driftkammer ($\pm 2,7$ m Abstand vom Zentrum). Innerhalb des genutzten Volumens sind die Feldinhomogenitäten senkrecht zur Strahlachse kleiner als 5%. Entlang der Strahlachse beträgt das Feldintegral etwa 0,883 Tm, was eine Transversalimpulsänderung von etwa 260 MeV/c ergibt. Das Spektrometer ist in einem mit Helium unter Normaldruck gefüllten Tank eingeschlossen, um die einzelnen Wände der Driftkammern zur Vermeidung von Vielfachstreuung möglichst dünn gestalten zu können. Der Tank wird in Richtung der Zerfallsregion durch das bereits erwähnte Kevlar-Fenster (Abschnitt 3.2) und auf der anderen Seite durch eine etwa 4 mm dicke Aluminiumwand (0,045 Strahlungslängen) abgeschlossen.

Die Driftkammern bestehen jeweils aus 4 Ebenen, mit x , y , u und v bezeichnet, die mit einem Gemisch aus 49,7% Argon, 49,7% Ethan und 0,6% Wasserdampf bei einigen mbar über Normaldruck gefüllt sind. Eine Ebene wird von 2 Reihen mit je 256 Signaldrähten in einem Abstand von 1 cm und zugehörigen Potentialdrähten gebildet (Abbildung 3.7). Die Ausrichtung der Drähte ist so gewählt, dass die Drähte der Ebene x senkrecht zu denen der Ebene y und die Drähte der Ebene u senkrecht zu denen der Ebene v stehen, wobei die Ebenen u und v zusätzlich um 45° gegenüber den Ebenen x und y gedreht sind. Als Signaldrähte werden $20 \mu\text{m}$ dicke goldbeschichtete Wolframdrähte verwendet, für die Potentialdrähte dagegen $120 \mu\text{m}$ dicke

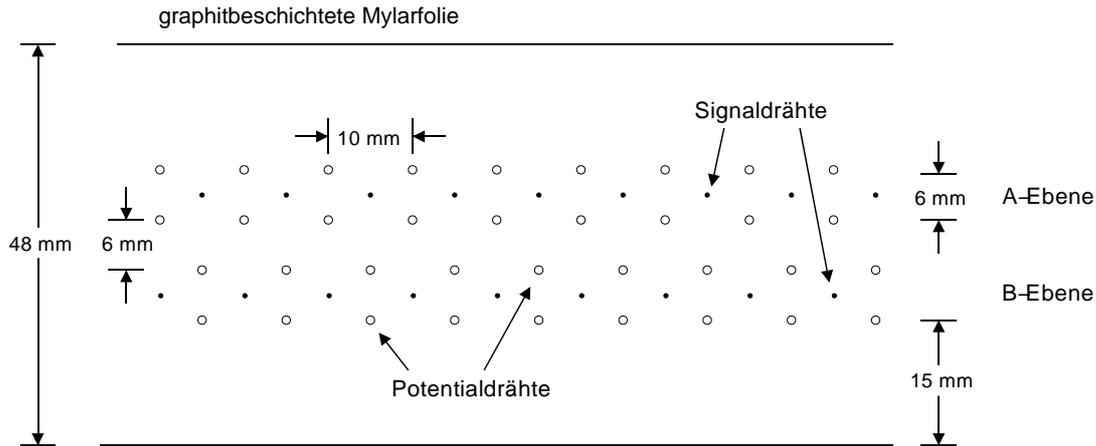


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau einer Driftkammerebene [NA48].

goldbeschichtete Titan-Kupfer-Drähte. Nach außen und untereinander werden die Ebenen durch 22 μm starke graphitbeschichtete Mylarfolien begrenzt. Sowohl Potentialdrähte also auch die Mylarfolien werden auf ein gegenüber den Signaldrähten negatives Potential von etwa -2200 V bzw. etwa -1400 V gelegt. So bildet ein Signaldraht mit den vier benachbarten Potentialdrähten eine sogenannte *Driftzelle*. Diese registriert den Durchgang eines geladenen Teilchens, indem das Teilchen das Gasgemisch ionisiert, die freigesetzten Elektronen zum Signaldraht driften und dort ein messbares Signal erzeugen. Das Potential der Mylarfolien dient dabei zur Verbesserung des Feldlinienverlaufs am Rand der Driftzellen. Das Auslesen der Signaldrähte erfolgt mittels TDCs (*Time-to-digital-converter*) [Arci04], da für die spätere Rekonstruktion der Teilchenbahn neben der Position des angesprochenen Signaldrahtes die Zeit des Teilchendurchgangs relevant ist.

Die beiden Signaldrahtreihen einer Ebene sind um 0,5 cm gegeneinander versetzt angeordnet (Abbildung 3.7). So durchquert ein Teilchen immer zwei Driftzellen und erzeugt auf jeder Seite seiner Flugbahn ein Signal. Durch den bekannten Abstand der angesprochenen Signaldrähte, der Differenz der Driftzeiten und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Kammergas lässt sich die Koordinate der Flugbahn senkrecht zur Drahtorientierung bestimmen. Die Informationen aller vier Ebenen erlauben die eindeutige Bestimmung der Position der Teilchendurchtritte (*Spurpunkte*), d.h. Mehrdeutigkeiten, die bei mehreren Teilchen und der Verwendung von nur zwei Ebenen auftreten würden, können aufgelöst werden. Die Spurpunkte in der ersten, zweiten und vierten Driftkammer ermöglichen zusammen mit dem bekannten Magnetfeld die Rekonstruktion der gesamten Flugbahnen (*Spuren*), sowie der Impulse. Die dritte Driftkammer wird dazu nicht unbedingt benötigt, weshalb in ihr nur die Ebenen x und y ausgelesen werden. Sofern ihre Informationen zur Verfügung stehen, werden sie zur Verbesserung der Impulsmessung verwendet. Detailliert wird die Rekonstruktion im Abschnitt 4.3 beschrieben.

Die Auflösungen, die mit diesem Aufbau erreicht werden, sind etwa 150 μm in einer Koordinate der Spurpunkte [Bat103], etwa 1,4 ns für den Zeitpunkt des Teil-

chendurchtritts durch die Driftkammern und

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0,48\%)^2 + \left(0,015\% \cdot \frac{p}{\text{GeV}/c}\right)^2}. \quad (3.1)$$

für die Bestimmung des Impulses p . Letztere lässt sich z.B. für den Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ in eine Massenaufösung von ca. $1 \text{ MeV}/c^2$ übersetzen (Abbildung 5.9).

3.3.3. Das Hodoskop für geladene Teilchen

Das Hodoskop für geladene Teilchen (*geladenes Hodoskop*) dient der präzise Zeitmessung beim Durchgang geladener Teilchen. Im NA48/1-Experiment ist es die Detektorkomponente mit der besten Zeitaufösung, Bestandteil der ersten Triggerstufe (Abschnitt 3.4) und wird als Referenz für die Bestimmung von Zeitunterschieden zwischen den Detektorkomponenten verwendet⁴.

Aufgebaut ist das Hodoskop aus zwei Ebenen mit je 2×32 Plastikszieltillatorstreifen, die erste Ebene 13 cm hinter dem Aluminiumfenster des Heliumtanks, die

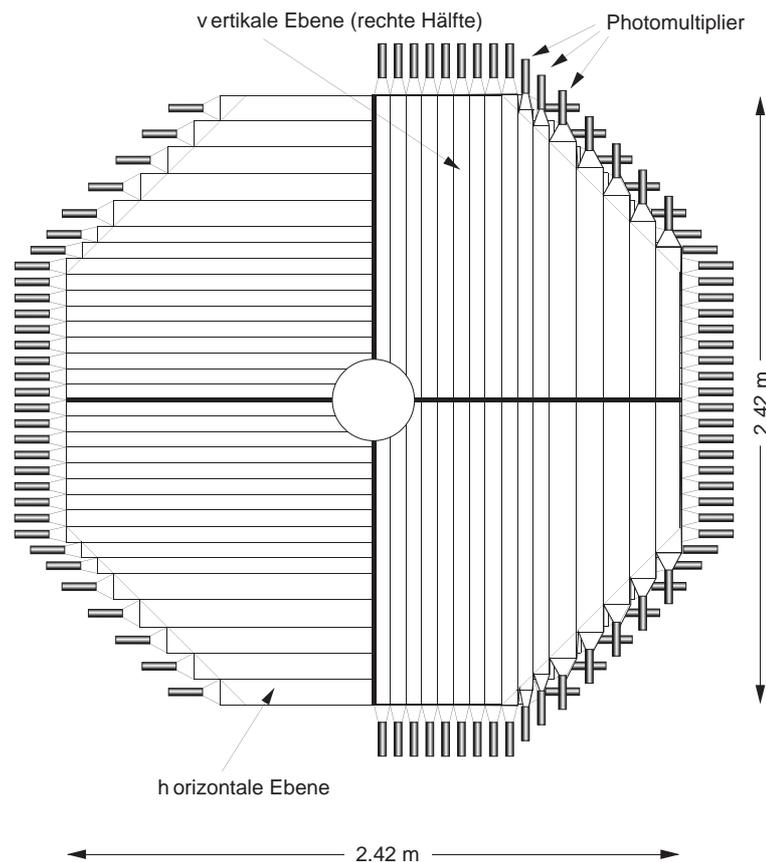


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des Hodoskops für gelad. Teilchen [NA48].

⁴Die Detektorsynchronisation mit dem 40 MHz-Takt (Abschnitt 3.4) erlaubt Verzögerungen durch Kabelllaufzeiten, Ausleseelektronik, u.ä. nur in 25 ns-Schritten auszugleichen. Der verbleibende Versatz wird aus den Daten bestimmt, wobei das Hodoskop die Referenzzeit liefert.

zweite in weiteren 80 cm Abstand [Peru94]. Der Abstand zwischen den Ebenen wurde gewählt, um mit Hilfe der Flugzeitdifferenz zwischen den Ebenen die Signale von Teilchen (meist Elektronen), die aus dem nachfolgenden elektromagnetischen Kalorimeter zurück gestreut wurden, unterdrücken zu können.

Die Streifen der ersten Ebene sind in zwei übereinander liegenden Reihen vertikal, die der zweiten Ebene in zwei nebeneinander liegenden Reihen horizontal orientiert (Abbildung 3.8). Die Streifen sind 20 mm dick (etwa 0,1 Strahlungslängen) und haben im Zentrum eine Breite von 65 mm bzw. außen von 99 mm. Die unterschiedlichen Breiten wurden gewählt, um den höheren Teilchenfluss im Zentrum besser verarbeiten zu können. Ihre Längen sind so bemessen, dass die aktive Fläche einen Kreis mit 1,2 m großem Radius abdeckt. Ausgelesen werden die Streifen an ihren äußeren Enden durch Photomultiplier. Die Zeitauflösung, die mit dieser Anordnung für ein einzelnes Teilchen erreicht wird, beträgt etwa 250 ps [Picc03].

Durch die ausschließlichen Verwendung von Szintillatoren und deren geringe Materialdicke werden im Wesentlichen nur geladene Teilchen registriert. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Photonen ist zu gering, um einen nennenswerten Anteil registrieren zu können. Dadurch bleibt ihre Energiemessung im elektromagnetischen Kalorimeter weitestgehend unbeeinflusst. Eine präzise Zeitmessung für Photonen wird mit dem Hodoskop für neutrale Teilchen (Abschnitt 3.3.5) innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters vorgenommen.

3.3.4. Das elektromagnetische Kalorimeter (LKr)

Die zweite essentielle Detektorkomponente ist das elektromagnetische Kalorimeter. Es dient zur Messung der Energien und Positionen elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, besonders Photonen, die ausschließlich im Kalorimeter nachgewiesen werden können. Das NA48-Experiment stellte hohe Anforderungen an das elektro-

Eigenschaft	Wert
Ladungszahl Z	36
Massenzahl A	84
Schmelztemperatur T_m	116,6 K
Siedetemperatur T_b (bei 1 bar)	119,8 K
Dichte ρ (bei 120 K)	$2,41 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Strahlungslänge X_0	4,7 cm
Molière-Radius R_M	4,7 cm
Ionisierungsenergie pro Elektron-Ion-Paar W	20,5 eV
nukleare Absorptionslänge λ_I	60 cm
Elektron-Driftgeschwindigkeit v_d^e bei $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ($5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$)	$2,7 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ ($3,7 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$)

Tabelle 3.1: Physikalische Eigenschaften von flüssigem Krypton [Barr96].

magnetische Kalorimeter, wie eine gute Energie-, Positions- und Zeitauflösung, sowie genaue Kalibration, Langzeitstabilität und eine schnelle Ausleseelektronik. Erreicht wurde dies mit einem Flüssig-Krypton-Kalorimeter (LKr^5) [Jeit02, Barr96].

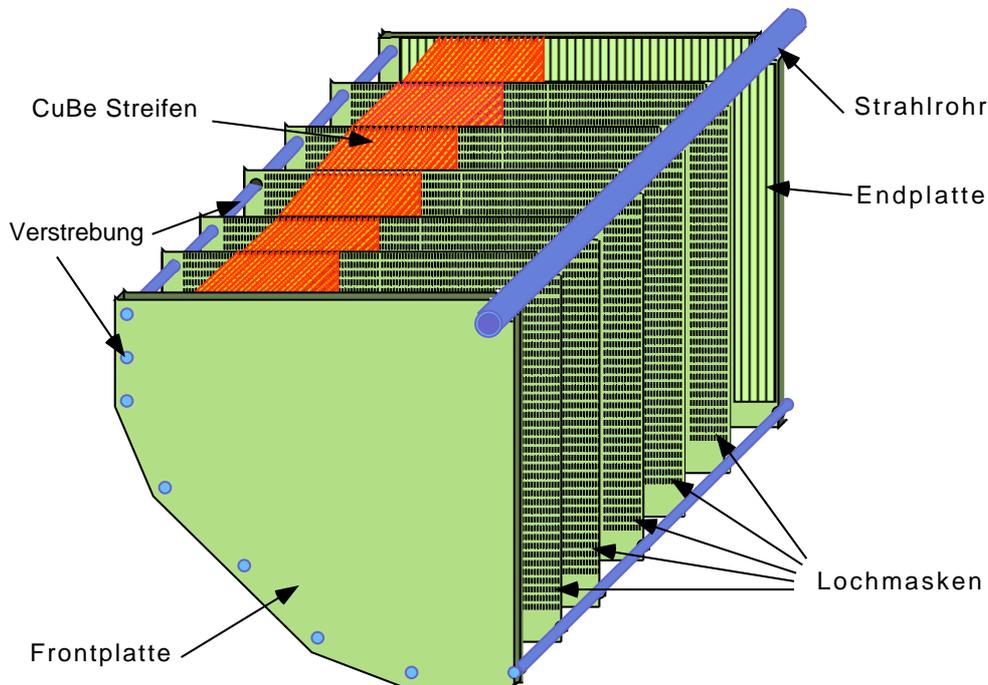


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des elektromag. Kalorimeters [NA48].

Flüssiges Krypton zeichnet sich unter anderem durch eine kleine Strahlungslänge von nur 4,72 cm und eine lange Lebensdauer von Elektron-Ion-Paaren um $100 \mu\text{s}$ (bei Driftzeiten von wenigen μs , Tabelle 3.1) aus. Daher kann es gleichzeitig als Absorber und aktives Medium dienen. Um es im flüssigen Zustand zu halten, ist es ständig auf weniger als 120 K zu kühlen, weshalb das Kalorimeter in einem Kryostat einzufassen ist. Der hier genutzte Kryostat enthält etwa 10 m^3 Krypton mit einem aktiven Volumen von 125 cm Länge und achteckigem Querschnitt, dem ein Kreis mit 128 cm Radius einbeschrieben werden kann (ca. 7 m^3).

Aufgrund der Länge des Kalorimeter (ca. 27 Strahlungslängen) verlieren Photonen und Elektronen ihre gesamte Energie in einer Kaskade von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen (*elektromagnetischer Schauer*). Die dabei erzeugten Elektronen ionisieren ihrerseits das Krypton und erzeugen so eine Ladungswolke, deren freigesetzte Gesamtladung proportional zur Energie des Primärteilchens ist. Eine charakteristische Eigenschaft der elektromagnetischen Schauer ist ihre geringe transversale Ausdehnung von einigen Zentimetern.

Dagegen erfolgt der Energieverlust bei Hadronen vor allem durch Wechselwirkungen mit den Atomkernen, wobei im wesentlichen Pionen im Verhältnis von $\pi^\pm : \pi^0 \approx 2 : 1$ erzeugt werden. Die neutralen Pionen zerfallen direkt in zwei

⁵ LKr steht für *Liquid Krypton* (flüssiges Krypton), dem aktiven Medium des Kalorimeters.

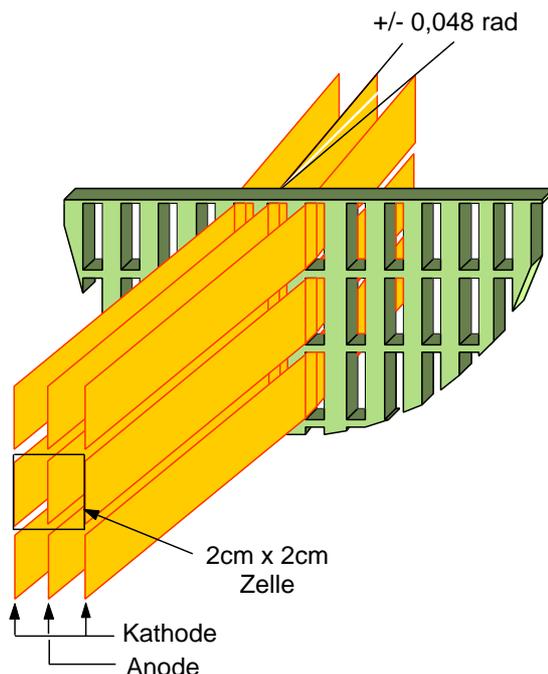


Abbildung 3.10: Die Zellstruktur des elektromagnetischen Kalorimeters [NA48].

Photonen (Tabelle 4.1, Seite 64) und deponieren ihre Energie durch die beschriebenen elektromagnetischen Prozesse, wohingegen die geladenen Pionen durch weitere Kernwechselwirkungen eine „hadronische Kaskade“ induzieren. Bedingt durch die relativ große Wechselwirkungslänge der Hadronen und den bei Kernwechselwirkungen großen Transversalimpulsüberträgen ist die räumliche Verteilung der von Hadronen deponierten Energie (*hadronischer Schauer*) sehr ausgedehnt und starken Fluktuationen unterworfen. Ferner hinterlassen Hadronen meist nur einen Teil ihrer Energie im LKr. Diese Eigenschaft kann durch den Vergleich der im Spektrometer gemessenen Impulse mit den im LKr gemessenen Energien zur Unterscheidung von Elektronen und (geladenen) Hadronen genutzt werden.

Zur Bestimmung der Schauerposition, sowie zur Trennung der Energie zweier gleichzeitig eintreffender Teilchen ist das LKr senkrecht zur Strahlachse in etwa 13.300 Zellen segmentiert. Jede Zelle ist $2 \times 2\text{ cm}^2$ groß und wird durch $40\ \mu\text{m}$ dicke und 18 mm breite CuBe-Streifen definiert (Abbildung 3.10). Die Streifen besitzen einen Abstand von 1 cm und dienen abwechselnd als Kathode bzw. Anode mit einer dazwischen angelegten Spannung von 3 kV . Die Auslese der Streifen erfolgt auf der Kalorimeterrückseite, Details gibt [Hall98]. Um eine gute Zeitaufösung und eine hohe Ereignisrate erreichen zu können, wird nicht direkt die freigesetzte Ladungsmenge q sondern der zwischen den Kathoden und der Anode fließende Strom $I(t)$ gemessen. Im einfachen Fall von gleichmäßiger Ionisation zwischen den Elektroden und konstantem elektrischen Feld gilt der Zusammenhang

$$I(t) = q \frac{v_d}{d} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right), \quad (3.2)$$

wobei v_d die Driftgeschwindigkeit, d der Abstand der Elektroden und $t_d = \frac{d}{v_d}$ die gesamte Driftzeit zwischen den Elektroden ist [Unal01]. So kann die Ladung mit wenigen Messpunkten, die alle 25 ns aufgezeichnet werden, bestimmt werden, wohingegen die direkte Messung der gesamten Ladung etwa $3 \mu\text{s}$ erfordern würde.

Entlang der Strahlachse ist das LKr nicht unterteilt. Mittels 5 Lochmasken werden die Streifen innerhalb des Kalorimeters auf Position gehalten und entlang einer leichten „Zickzack“-Linie durch das Kalorimeter geführt. Dies reduziert die Abhängigkeit des gemessenen Stroms vom Auftreffpunkt des Teilchens innerhalb der Zelle in horizontaler Richtung. Ursachen dieser Abhängigkeit sind die Ladungsverteilung der langsam driftenden Ionen, die das elektrische Feld und damit die Driftgeschwindigkeit im Zentrum der Zelle verringert [Pale98], Elektronen, die bereits während der Messzeit an der Anode abfließen [Unal01], und das passive Material der Elektroden, das zu einer geringeren Anzahl von Elektron-Ion-Paaren führt [Barr96]. Die ersten beiden Punkte führen für Schauer nahe der Anoden zu einer Reduzierung des messbaren Stroms, der letzte Punkt betrifft sowohl Schauer nahe der Anoden als auch der Kathode. Ferner verlaufen die Streifen nicht exakt parallel sondern sind *projektiv* angeordnet, so dass sie in einem Punkt in der Zerfallsregion etwa 11,5 m nach dem Target zusammenlaufen. Dies verringert die Abhängigkeit der Ortsbestimmung der Schauer von ihrer longitudinalen Energieverteilung, da die Zerfallsprodukte im Allgemeinen nicht senkrecht auf des LKr treffen.

Die Rekonstruktion der einzelnen Schauer ist im Abschnitt 4.2 erläutert. Die erreichte Auflösung beträgt für die Schauerenergie

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{3,2\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{9,0\%}{E/\text{GeV}}\right)^2 + (0,42\%)^2}, \quad (3.3)$$

wobei der erste Term durch statistische Fluktuationen, der zweite Term durch das Rauschen der Elektronik und der letzte Term durch die Unsicherheit der Kalibration und Rekonstruktion bedingt ist. Die Position des Schauers wird (senkrecht zur Strahlachse) auf 1,3 mm und die Zeit auf 300 ps genau bestimmt [Bat103].

3.3.5. Das Hodoskop für neutrale Teilchen

Neben dem Hodoskop für geladene Teilchen (Abschnitt 3.3.3) existiert auch ein Hodoskop für neutrale Teilchen (*neutrales Hodoskop*). Dies übernimmt die Aufgabe einer präzisen Zeitmessung für Photonen und stellt dem Trigger (Abschnitt 3.4) schnell abrufbare Informationen über Aktivität im LKr bereit.

Das eigentliche Hodoskop besteht aus insgesamt 256 Bündeln von je 20 szintillierenden Fasern, die auf die zweite Lochmaske des elektromagnetischen Kalorimeters aufgeklebt sind (Abbildung 3.11) [Peru94a]. Für Photonen wirkt so der vordere Teil des Kalorimeters als Photonkonverter. Der sich entwickelnde Schauer erreicht etwa auf der Höhe der zweiten Lochmaske (etwa 40 cm von der Kalorimeteroberfläche) sein Maximum und erzeugt ein Lichtsignal in den Fasern. Die Bündel werden über 32 Photomultiplier ausgelesen, wobei hier nur die Zeitinformationen relevant sind.

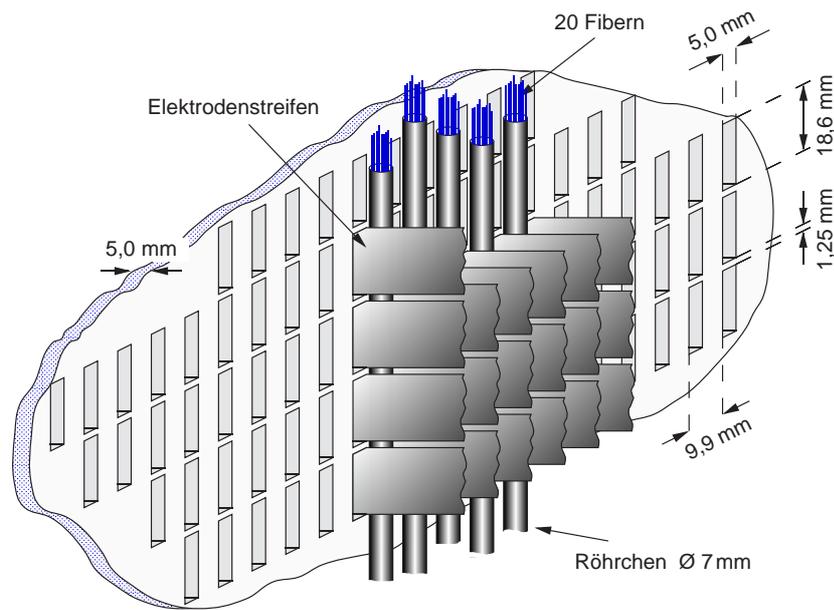


Abbildung 3.11: Das Hodoskop für neutrale Teilchen[NA48].

Die mit diesem System erreichte Zeitauflösung beträgt etwa 250 ps. Die Effizienz, mit der die Schauer registriert werden, ist allerdings energieabhängig. Für Energien oberhalb 35 GeV liegt die Effizienz bei mehr als 99% und fällt für niedrigere Energien ab. Sie beträgt etwa 95% bei 25 GeV und nur noch 20% bei 10 GeV deponierter Energie [Anzi99].

Durch seine Bauweise erfasst das neutrale Hodoskop alle Schauer im Kalorimeter. Es liefert somit auch für Zerfälle mit geladenen Teilchen ein Triggersignal, wodurch die speziellen Trigger für diese Zerfälle überprüft werden können (Abschnitt 7.2.1).

3.3.6. Das hadronische Kalorimeter

Um auch für die Hadronen (hier Pionen, Protonen und Neutronen) die gesamte Energie messen zu können, folgt auf das LKr das hadronische Kalorimeter (*HAC*). Seine Informationen werden vor allem in der ersten Triggerstufe (Abschnitt 3.4) genutzt, um Ereignisse mit hadronischen Zerfallsprodukten zu selektieren. Für die Analysen ist es aber von geringer Bedeutung. Seine Energieauflösung ist bauartbedingt deutlich schlechter als die Impulsauflösung des Magnetspektrometers, wodurch die Energien geladener Teilchen erheblich genauer aus der Impulsmessung und einer Massenhypothese ermittelt werden können.

Das HAC ist ein sogenanntes *Eisen-Szintillator-Samplingkalorimeter*. Es besteht aus zwei Modulen (Abbildung 3.12), die jeweils aus 24 Lagen Eisen mit dazwischen liegenden Szintillatorstreifen gebildet werden [Wilh96]. Das Eisen dient als Absorber, in dem die Hadronen durch Wechselwirkungen mit den Eisenkernen Schauer aus Pionen erzeugen (Abschnitt 3.3.4). Diese ergeben in den Szintillatoren ein messbares Signal, mit dem auf die Energie des primären Hadrons geschlossen werden kann.

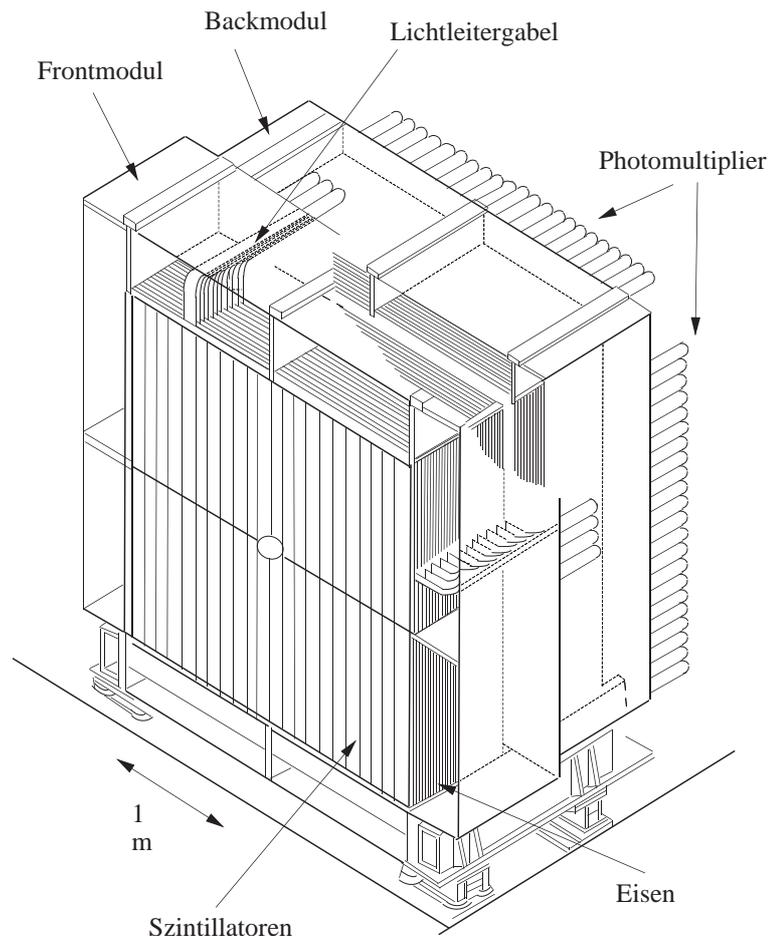


Abbildung 3.12: Das hadronisches Kalorimeter [NA48].

Die Eisenlagen sind jeweils 2,5 cm stark, wodurch sich insgesamt eine Dicke von etwa 7 nuklearen Absorptionslängen⁶ ergibt. Die Szintillatorstreifen sind 11,9 cm breit, 130,0 cm lang (im Zentrum nur 124,5 cm, aufgrund des Strahlrohrs) und 4,5 mm dick. Angeordnet sind sie in abwechselnd vertikal und horizontal orientierten Lagen, die aus jeweils 2 Halbebenen mit je 22 Streifen gebildet werden. Die in einem Modul gleich orientierten hintereinander liegenden Streifen werden mittels Lichtleitern zusammengefasst und mit einem Photomultiplier gemeinsam ausgelesen. So ergibt sich eine Segmentierung des Kalorimeters in 176 Kanäle. Die Energieauflösung wurde zu

$$\frac{\sigma_E}{E}(\text{had}) = \frac{69\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\sigma_E}{E}(\text{em}) = \frac{23\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (3.4)$$

bestimmt, wobei der erste Wert für hadronische Schauer und der zweite für elektromagnetische Schauer gilt [Wilh97].

⁶Eine nukleare Absorptionslänge ist die Dicke einer Materialsicht, bei deren Durchqueren die Intensität eines Hardonstrahls durch inelastische Kernwechselwirkungen auf den Anteil $\frac{1}{e}$ ($\approx 37\%$) reduziert wird. Für Eisen beträgt sie 17,1 cm.

3.3.7. Die Myon-Veto-Zähler

Gebaut wurden die Myon-Veto-Zähler, um für die Messung der direkten CP-Verletzung den Untergrund durch $K_{\mu 3}$ -Zerfälle ($K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$) zu eliminieren, daher auch ihre Bezeichnung. Sie folgen auf das hadronische Kalorimeter und identifizieren Myonen mittels der Tatsache, dass (idealisiert) nur Myonen das hadronische Kalorimeter durchdringen können. Neben der Identifizierung von Myonen werden die Myon-Veto-Zähler auch im Triggersystem verwendet.

Das Myon-Veto-System besteht aus 3 Ebenen, die jeweils aus einer 80 cm dicken Eisenwand und dahinter befindlichen Szintillatorstreifen gebildet werden [Moor94]. Die Anordnung der 3 Lagen Szintillatorstreifen gibt Abbildung 3.13 wieder. Die elf Streifen der ersten beiden Lagen sind 25 cm breit und 1 cm dick. Die dritte Lage besteht dagegen aus 6 Streifen, die 44,6 cm breit und 0,6 cm stark sind. Die Länge der Streifen beträgt 2,7 m, ausgenommen die mittleren Streifen der ersten zwei Lagen, die aufgrund des Strahlrohrs geteilt wurden. Ausgelesen werden die Streifen auf beiden Seiten mittels Photomultipliern, lediglich die geteilten Streifen werden nur an ihrem äußeren Ende ausgelesen. Zur vollen Abdeckung der Detektorfläche überlappen die einzelnen Szintillatorstreifen um etwa 3 mm, auf diese Weise werden

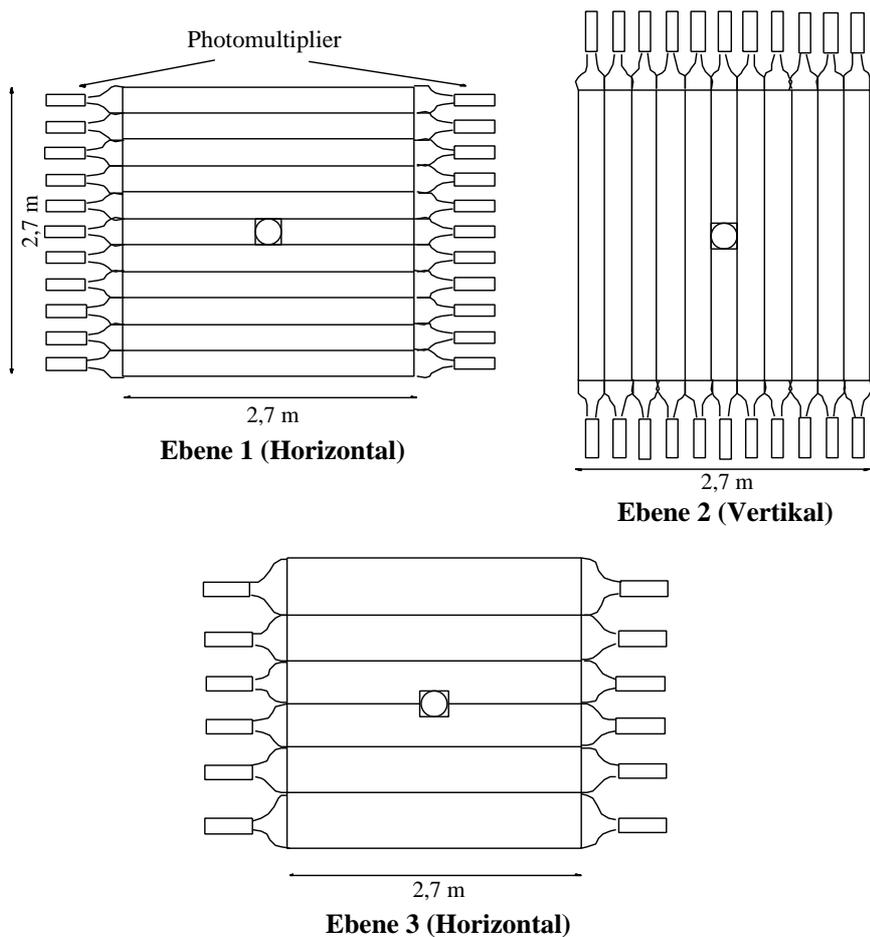


Abbildung 3.13: Die Myon-Veto-Zähler [NA48].

Myonen mit einer Effizienz von über 99% registriert. Die Zeitauflösung beträgt etwa 1 ns [Beva98].

Außer durch Myonen können aber auch durch Hadronen Signale in den Zählern erzeugt werden. Dies geschieht z.B., wenn im Schauer im hadronischen Kalorimeter Myonen erzeugt werden (z.B. durch Pionzerfall) oder der Schauer auf der Rückseite des Kalorimeters herausleckt bzw. das Hadron das Kalorimeter ohne nennenswerten Energieverlust durchdringt. Der Anteil der Hadronen, der dadurch betroffen ist, beträgt aber einige 10^{-3} [Lai06].

3.3.8. Der Strahlintensitäts-Monitor

Die letzte Komponente des Detektorsystems ist der Strahlintensitäts-Monitor. Er dient zum einen zur Intensitätsmessung des am Target erzeugten Teilchenstrahls, zum anderem zur Erzeugung eines zufälligen Triggersignals.

Aufgebaut ist der Monitor aus einem Aluminiumkonverter gefolgt von sechs Ebenen aus Bündeln szintillierender Fasern. Eine Ebene besteht aus 24 Bündeln zu je 6 hintereinander liegenden $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$ dicken Fasern. In einer Ebene beträgt der Abstand der Bündel zueinander 1 cm, der Abstand der Ebenen 3 cm. Die Orientierung der Bündel (horizontal bzw. vertikal) wechselt in jeder Ebene. Die Auslese erfolgt mittels Photomultipliern an beiden Enden der Bündel [Blüm95].

Die Messung der Intensität erfolgt im wesentlichen über die im Strahl vorhandenen Photonen und Neutronen. Diese können an der Aluminiumplatte in e^+e^- -Paare konvertieren bzw. geladene Pionen erzeugen, die ihrerseits beim Durchfliegen der Fasern ein messbares Lichtsignal hinterlassen. Die Signalarate in den Photomultipliern ist damit proportional zur Strahlintensität.

3.4. Datenerfassung und Triggersystem

Um die Daten der einzelnen Detektorkomponenten einander korrekt zuordnen zu können, ist eine Synchronisation der Komponenten erforderlich. Dies geschieht durch einen für den gesamten Detektor vorgegebenen 40 MHz-Takt, der als Referenz dient. Innerhalb jedes Taktes werden die Messwerte aller Komponenten in *Ringpuffer* geschrieben, in denen sie für $200 \mu\text{s}$ zwischengespeichert werden können, bevor sie von neuen Daten überschrieben werden. Auf diese Weise können die Daten totzeitfrei erfasst und verarbeitet werden. Das Auslesen der Ringpuffer und Weiterleiten der Daten zur permanenten Speicherung nimmt allerdings relativ viel Zeit in Anspruch. Dadurch ist die Rate, mit der der Detektor ohne Verlust komplett ausgelesen werden kann, auf etwa 10 kHz limitiert. Dies entspricht etwa 50.000 Ereignissen⁷ pro Burst (4,8 s). Um die begrenzte Datenrate möglichst effektiv zu nutzen, werden möglichst nur für die verschiedenen Analysen interessante Ereignisse ausgelesen. Die Entscheidung, welche Ereignisse als „interessant“ eingestuft werden, trifft das *Triggersystem*, welches hier in drei Stufen aufgebaut ist (Abbildung 3.14). Die Klassifizierung der

⁷Als *Ereignis* wird allgemein eine messbare Aktivität im Detektor bezeichnet.

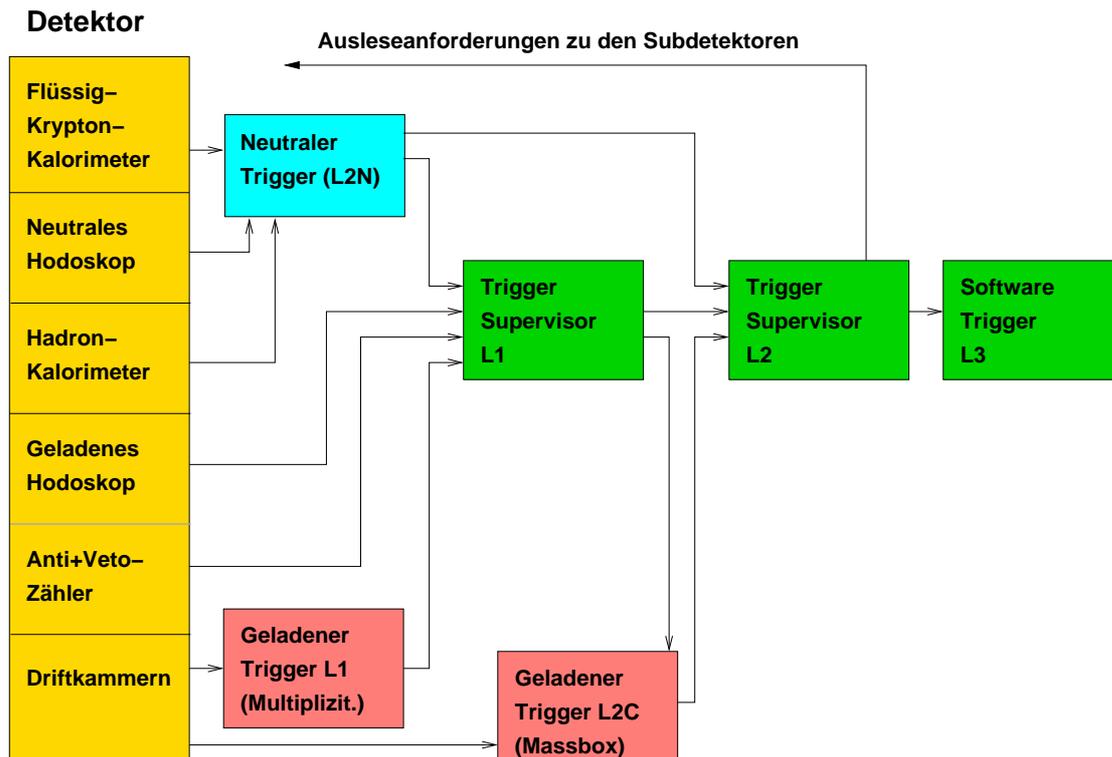


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau des Triggersystems [NA48].

Ereignisse erfolgt anhand von vorgegebenen Bedingungen, wie z.B. einer Mindestanzahl von Treffern in der ersten Driftkammer, Mindestenergie in den Kalorimetern, u.ä.. Auf diese Weise ist das System in der Lage eine Ereignisrate im Detektor von mehr als 1 MHz zu bewältigen und auf etwa 10 kHz zu reduzieren.

3.4.1. Die Level 1-Triggerstufe

Die erste Stufe des Triggersystems (*Level 1*) besteht aus einer Vielzahl logischer Schaltungen, die aus programmierbaren Modulen aufgebaut und weitestgehend in die Hardware der Ausleseelektronik der einzelnen Detektorkomponenten integriert sind. Damit ist der Level 1 gleichzeitig sehr flexibel in den zu überprüfenden Bedingungen sowie sehr schnell im Datenzugriff.

Da diese Triggerstufe den gesamten Datenstrom zu bearbeiten hat, müssen ihre Entscheidungen sehr schnell getroffen werden. Aufwendige Berechnungen sind daher nicht möglich, weshalb die Beurteilung der Ereignisse anhand grundlegender und schnell abrufbarer Detektorinformationen zu erfolgen hat. Dazu werden für die einzelnen Detektorkomponenten *Triggerbedingungen* definiert, die für jedes Ereignis überprüft werden. Dies sind z.B.:

- Q_1 : Mindestens ein Treffer in beiden Ebenen des geladenen Hodoskops in dem jeweils gleichen Quadranten und in zeitlicher Koinzidenz.

- **ge2trk**: Mindestens 3 Ebenen der ersten Driftkammer mit jeweils mindestens 4 angesprochenen Drähte.
- **E_{LKR}**: Mindestens 15 GeV Energie im elektromagnetischen Kalorimeter.
- **T0N**: Mindestens je ein Signal in der rechten und linken Hälfte, oder in der oberen und unteren Hälfte des neutralen Hodoskops.

Zusätzlich bietet das LKr durch eine spezielle Auslesemethode weitere Information [Fisc98]. Für das Triggersystem werden die Daten in *Projektionen* ausgelesen, d.h. die Energieeinträge werden jeweils horizontal und vertikal in zwei Zellen breite Zeilen bzw. Spalten aufsummiert. So entstehen zwei eindimensionale Verteilungen, in denen die im LKr vorhandenen Schauer als Maxima erscheinen. Durch Auswerten dieser Maxima ist es möglich, abgesehen von eventuellen Mehrdeutigkeiten, auf Anzahl, Position und Energie der Schauer zu schließen und Ereignisse auf Zerfälle in Photonen (z.B. $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ mit $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$) zu testen. Dies ist durch das spezielle Ausleseverfahren für jedes Ereignis möglich, wodurch für den „neutralen Zweig“ des Triggersystems (*neutraler Trigger*) keine Notwendigkeit für eine zweite Triggerstufe besteht (Abbildung 3.14). Eine entsprechende einstufige Auswertung der Driftkammerdaten ist dagegen nicht möglich.

Die Entscheidungen über das Erfüllen der Bedingungen werden von den Detektorkomponenten an den *Level 1-Triggersupervisor* bzw. vom LKr an den *Level 1-* und *Level 2-Triggersupervisor* weitergeleitet. Der Level 1-Triggersupervisor klassifiziert die Ereignisse entsprechend seiner vorgegebenen Konfiguration, markiert die Ereignisse durch Setzen von Bits in einem speziellen Datenwort und gibt die akzeptierten Ereignisse an die zweite Triggerstufe weiter. Im Jahr 2002 bestand die Konfiguration (zu Beginn der Datennahme) aus folgenden Bedingungen, deren Erfüllen zum Akzeptieren der Ereignisse führte [Arci02]:

Bit 0	$Q_1 \wedge 2\mu \wedge ge2trk$
Bit 2	$Q_1 \wedge ge2trk \wedge (E_{LKR} \vee E_{TOT}) \vee Q_1/D$

Details sowie Änderungen der einzelnen Triggerbedingungen, sofern sie für die hier vorgestellte Analyse relevant sind, werden im Abschnitt 6.1.1 genauer diskutiert.

3.4.2. Die Level 2–Triggerstufe

Durch die Vorselektion der ersten Triggerstufe stehen für die Bearbeitung der Ereignisse in der zweiten Triggerstufe (*Level 2*) bis zu 100 μ s zur Verfügung. Diese Zeit reicht aus, um auch die Spektrometerdaten detailliert auszuwerten.

Dazu dient die *Massbox*, ein auf acht Single-Board-Computern mit Power-PC-Prozessoren installiertes Software-Paket [Anva98]. Ihre Aufgabe besteht in einer sehr schnellen Rekonstruktion der Spektrometerdaten, für die aufgrund der begrenzten Zeit ein sehr einfacher Algorithmus verwendet wird. Aus den Kreuzungspunkten der angesprochenen Drähte in der ersten, zweiten und vierten Driftkammer werden

Spurpunkte und aus deren Kombinationen zusammen mit der bekannten Transversalimpulsänderung im Spektrometer die möglichen Spuren, sowie deren Impulse bestimmt. Damit können wiederum Zerfallsvertices und mit einer Massenhypothese invariante Massen potentieller Zerfälle errechnet werden. Auf diese Weise lassen sich Ereignisse auf einfache Zerfälle in geladene Endzustände (z.B. $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$) überprüfen. Die Beurteilung der Ereignisse erfolgt wieder durch das Testen von vorgegebenen Triggerbedingungen, wie z.B.:

- **D_{DCH1}**: Zwei Spuren in der ersten Driftkammer mit mindestens 5 cm Abstand.
- **P_{rat}**: Verhältnis zweier Impulse p_1 und p_2 , mit $p_1 > p_2$, von $\frac{p_1}{p_2} > 3,5$.
- **Z_{ok}**: Zwei Spuren mit einem Vertex (Punkt des geringsten Abstandes zwischen den Spuren) in einem Abstand von 100 cm bis 5600 cm zum Target.
- **M_Λ**: Zwei Spuren mit der invarianten Masse $m_{p\pi}$, unter der Annahme eines Protons und eines geladenen Pions, von $|m_{p\pi}^2 - m_\Lambda^2| < 0,02 m_\Lambda^2$.

Die für diese Analyse relevanten Bedingungen, sowie deren Änderungen während der Datennahme werden im Abschnitt 6.1.2 detailliert diskutiert.

Ihre Entscheidungen leitet die Massbox an den Level 2-Triggersupervisor weiter. Dieser klassifiziert das betreffende Ereignis anhand seiner vorgegebenen Konfiguration und der Informationen der Massbox, des Level 1-Triggersupervisors und des neutralen Triggers [Arci00]. Da einige Ereignistypen sehr häufig auftreten aber für die Analysen nur von untergeordnetem Interesse sind, können solche Ereignistypen durch einen *Skalierungsfaktor* D ($= 1, 2, 3, \dots$) unterdrückt werden. Trotz einer eigentlich positiven Triggerentscheidung wird dann ein solches Ereignis nur mit einer Wahrscheinlichkeit von D^{-1} akzeptiert. Für akzeptierte Ereignisse sendet der Level 2-Triggersupervisor eine Ausleseanforderung an den Detektor und veranlasst die permanente Speicherung der Daten (Abschnitt 3.4.3). Im entgegengesetzten Fall geht das Ereignis vollständig verloren.

2002 wurden vom Level 2-Triggersupervisor neun physikalisch motivierte Ereignistypen unterschieden [Arci02]. Dies waren Ereignisse mit Signaturen für

- $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$,
- radiative Hyperonzerfälle,
- semileptonische Hyperonzerfälle,
- Zerfälle mit $\Delta S = 2$,
- 2 Myonen,
- 4 Spuren,
- $K_S \rightarrow \pi^0 ee$,
- sonstige 2 Spur-Ereignisse,
- $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ bzw. $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$.

Neben den speziellen Ereignistypen für die verschiedenen Analysen wird auch ein kleiner Prozentsatz sogenannter *Minimum Bias*-Ereignisse aufgezeichnet. Dies

sind auf Level 1-Ebene selektierte Ereignisse, die vom Level 2, abgesehen von Skalierungsfaktoren, nicht weiter beschnitten werden (Abschnitt 6.1). Sie dienen zur Überprüfung der korrekten Arbeitsweise und der Effizienz des Triggersystems und ergeben einen Datensatz mit möglichst wenigen Triggerbedingungen. Ferner werden Ereignisse zu Test- und Kalibrationszwecken aufgezeichnet.

3.4.3. Die Datenerfassung

Liegt eine positive Entscheidung des Level 2-Triggersupervisors vor, so werden die gesamten Daten des Ereignisses ausgelesen und von der *Online-PC-Farm* entgegengenommen (Abbildung 3.15). Diese setzt sich aus den *Subdetektor-PCs*, den *Eventbuilding-PCs* und einem *Kontroll-PC* zusammen [Maro05].

Die Subdetektor-PCs stellen die Verbindung des Datenerfassungssystems mit dem Detektor dar. Dazu ist jeder Detektorkomponente, mit Ausnahme des elektromagnetische Kalorimeters, ein Subdetektor-PC zugeordnet. Dem LKr sind wegen seiner großen Datenmenge acht PCs zugewiesen. Beim Auslesen des Detektors nehmen die Subdetektor-PCs die Daten des betreffenden Ereignisses entgegen und legen sie in ihrem Speicher ab. Auch hier weist das LKr eine Besonderheit auf. Seit 2002 werden die Ereignisse nicht einzeln sondern paarweise zusammengefasst ausgelesen [Arci02a]. Die Daten des ersten (ungeraden) Ereignisses werden zunächst in einen extra Speicherbereich der LKr-Ausleseelektronik kopiert und dort zwischengespeichert. Bei der Anforderung des zweiten (geraden) Ereignisses werden beide Datensätze in einem sogenannten *super-event* zusammengefasst, wie ein einzelnes Ereignis weiterverarbeitet und an die Subdetektor-PCs übergeben. Auf diese Weise konnte die Ereignisrate 2002 mit etwa 50.000 Ereignisse pro Burst nahezu verdoppelt werden. Während der Zeit zwischen zwei Bursts werden die Daten gleichmäßig auf die Eventbuilding-PCs verteilt, wobei alle Daten eines Ereignisses zum selben Eventbuilding-PC gelangen. Dort werden die super-events wieder in ihre ursprünglichen Ereignisse zerlegt, die Daten aller Komponenten ereignisweise zusammengestellt und auf Festplatte gespeichert. Die Aufgabe des Kontroll-PCs ist die Überwachung und Steuerung der einzelnen Zyklen.

Nach der Speicherung eines kompletten Bursts werden die Daten vom *Zentralen Datenaufzeichnungssystem* (*Central Data Recording, CDR*) übernommen. Das CDR steuert die weiteren Prozesse zur Rekonstruktion und nochmaligen Filterung, sowie der endgültigen Speicherung auf Magnetbändern [Hirs02]. Zunächst werden die Daten zum CERN-Rechenzentrum weitergeleitet und dort auf Festplatte gespeichert. Dazu steht etwa 1 TByte Speicherplatz zur Verfügung, was der Datenmenge von etwa 10 Stunden Datennahme entspricht. Anschließend werden die Daten auf der *Offline-PC-Farm* rekonstruiert, d.h. aus den „rohen“ Detektorinformationen werden die physikalischen Größen, wie z.B. Energien, Impulse, Positionen, die für die spätere Analyse benötigt werden, ermittelt (Abschnitt 4.2 und 4.3). Zusammen mit der Rekonstruktion erfolgt eine weitere Filterung der Daten durch die dritte Triggerstufe (*Level 3*, Abschnitt 3.4.4), um die permanent zu speichernde Datenmenge zu reduzieren. Für die von der dritten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse werden die re-

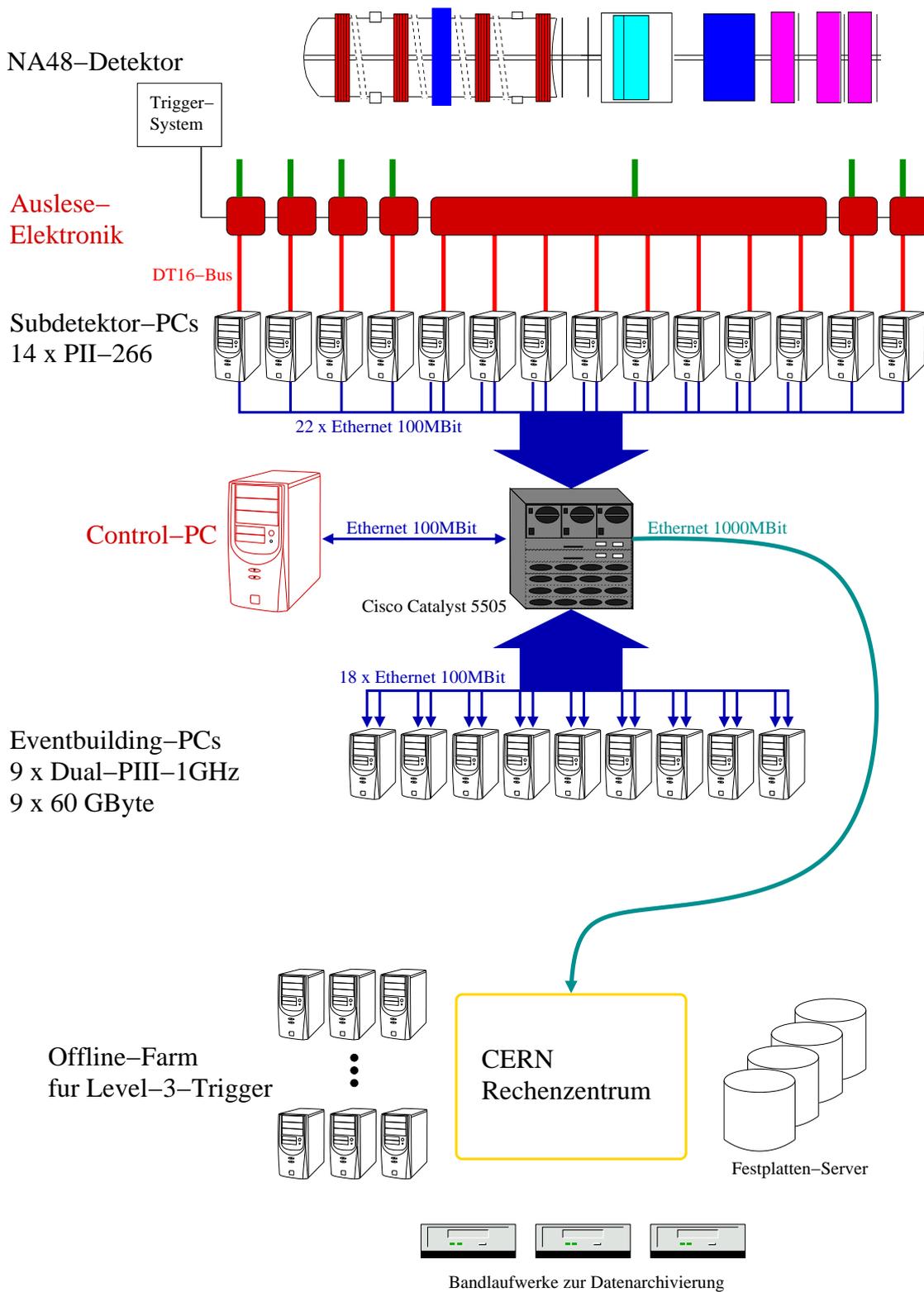


Abbildung 3.15: Schematische Skizze des Datennahme-Systems [NA48].

konstruierten Daten in einem selbst entwickelten Datenformat (*COmPACT* [Hay02]) gespeichert und eine Kopie der originalen Detektordaten (Rohdaten) angelegt. Tritt während der Rekonstruktion der Daten kein Fehler auf, und wird innerhalb der nächsten 8 Stunden kein schwerwiegendes Problem während der Datennahme, in der Kalibration oder mit der verwendeten Software bekannt, so werden die originalen Rohdaten nach Ablauf dieser 8 Stunden gelöscht⁸ und die Kopie der gefilterten Ereignisse auf Band gesichert.

Während der Datennahme steht für die Rekonstruktion nur eine vorläufige Detektorkalibration zur Verfügung, die in der Regel aus wenigen Tagen zuvor genommenen Daten bestimmt wurde. Daher wird eine zweite Rekonstruktion (*Reprocessing*) der gespeicherten Rohdaten nach dem Ende der Datennahme, wenn die kompletten Kalibrationen und eventuelle Korrekturen vorliegen, durchgeführt.

3.4.4. Die Level 3–Triggerstufe

Die dritte und letzte Stufe des Triggersystems (*Level 3*) ist als reine Software-Lösung implementiert. Wie schon beschrieben, arbeitet der Level 3 mit den bereits gespeicherten und voll rekonstruierten Daten, d.h. ihm stehen sämtliche physikalische Größen eines Ereignisses zur Verfügung, und er unterliegt keiner strengen Limitierung der Bearbeitungszeit. Die typische Dauer der Rekonstruktion und Filterung eines Bursts beträgt mit der Rechenleistung eines Pentium II (400 MHz) etwa 30 Minuten (ca. 35 ms pro Ereignis).

Durch die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse können die Informationen der verschiedenen Detektorkomponenten kombiniert werden, wodurch insbesondere Photonen, Elektronen und Myonen identifiziert werden können und eine detailliertere Unterscheidung der verschiedenen Zerfälle möglich wird. Für die Bewertung der Ereignisse ist der Level 3 in 16 *Filter* unterteilt. Deren Aufgabe ist jeweils das Überprüfen der Ereignisse auf die Signatur eines einzelnen Zerfalls bzw. einer Gruppe von Zerfällen mit sehr ähnlicher Topologie oder die Auswahl von Ereignissen zu Test- oder Kalibrationszwecken. Zur Optimierung der Rechenzeit werden die Ereignisse anhand der Entscheidung des Level 2-Triggersupervisor nur den relevanten Filtern zugewiesen.

Für die Suche nach physikalischen Zerfällen arbeiten die Filter meist nach folgendem Schema: Zunächst werden die benötigten Daten eingelesen und die Mindestanforderungen für den jeweils gesuchten Zerfall (Spuren im Spektrometer, Schauer im LKr, usw.) überprüft. Sofern es der jeweilige Zerfall erfordert, wird versucht Photonen, Elektronen oder Myonen zu identifizieren. Sind alle erforderlichen Zerfallsprodukte vorhanden, werden einige einfache physikalische Größen (Zerfallsvertex, invariante Masse, Impulsverhältnis, usw.) bestimmt und durch geeignet gewählte Bedingungen an diese Größen schließlich die gewünschten Ereignisse selektiert. Die für diese Arbeit relevanten Bedingungen des *radiativen Hyperon-Filters* werden im Abschnitt 6.1.3 genauer erklärt.

⁸Diese Zeitspanne hat sich in den Jahren 2003 bis 2007 durch zusätzlichen Speicherplatz schrittweise auf mehrere Tage verlängert.

Erfüllt ein Ereignis die Kriterien mindestens eines Filters, so wird seine permanente Speicherung veranlasst, ansonsten geht das Ereignis verloren. Zur Kontrolle der Arbeitsweise und Effizienz der Filter werden zusätzlich für jeden Filter sogenannte *Autopass*-Ereignisse gespeichert. Dies sind jeweils 2% der Ereignisse, die von einem Filter bearbeitet werden. Sie werden unabhängig von der Entscheidung des jeweiligen Filters gespeichert.

Im Jahr 2002 wurden von fünf Filtern Daten zu Test- und Kalibrationszwecken selektiert. Elf Filter dienten der Suche nach verschiedenen Zerfällen:

- $K_S \rightarrow \gamma\gamma$,
- $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $K_S \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$,
- $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$,
- $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$,
- Zerfälle mit 2 Leptonen (Elektron oder Myon):
 $K_S \rightarrow l^+l^-$, $K_S \rightarrow \pi^0l^+l^-$,
 $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$, $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$,
 $K_S \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ($l = e, \mu$),
- semileptonische Hyperonzerfälle:
 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+l^-\bar{\nu}_l$, $\Lambda \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$
($l = e, \mu$),
- (radiative) Hyperonzerfälle:
 $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$,
 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda e^+e^-$,
- Zerfälle mit $\Delta S = 2$:
 $\Xi^0 \rightarrow p\pi^-$,
- sonstige Zerfälle mit zwei geladenen Zerfallsprodukten:
 $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $K_S \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu_l$
($l = e, \mu$),
- Zerfälle mit 4 geladene Teilchen,
- K_{e3} -Zerfälle ($K_S \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$) im speziellem Datenformat.

3.5. Die Daten des Jahres 2002

Im Jahr 2002 wurden Daten vom 17. Juni bis 18. September aufgezeichnet. Zur einfacheren Handhabung sind die Daten in *Runs* unterteilt. Ein Run ist eine stabile Periode der Datennahme von typischerweise 8 Stunden Länge oder bis zum Auftreten eines Problems mit dem Protonenstrahl, der Strahlführung, einer Detektorkomponente o.ä.. Die Runs werden durchgehend nummeriert, so dass 2002 die Runs 13000 bis 14186 aufgezeichnet wurden. Die Verwendung der Runs für diese Arbeit wird in Abschnitt 6.2 diskutiert.

4. Rekonstruktion der Ξ^0 -Zerfälle

Voraussetzung für die Analyse der Daten ist die Rekonstruktion der relevanten physikalischen Größen. Für diese Arbeit sind besonders die Daten des Spektrometers und des elektromagnetischen Kalorimeters wichtig. Beide Rekonstruktionen sind zugleich deutlich aufwendiger als die der anderen Detektorkomponenten und werden im Folgenden kurz erläutert. Zusätzlich werden die weiteren benötigten kinematischen Größen und die Rekonstruktion der Ξ^0 -Zerfälle beschrieben.

4.1. Das Koordinatensystem

Der am Target erzeugte Teilchenstrahl bildet auf natürliche Weise eine ausgezeichnete Achse im Detektor. Für das NA48-Experiment wurde allerdings der K_L -Strahl als Koordinatenachse gewählt. Um aufwendige Änderungen der Software zu vermeiden, wurde diese Definition beibehalten. Damit verläuft die z -Achse entlang des ehemaligen K_L -Strahls, mit der positiven Richtung vom Target zum Detektor weisend (Abbildung 3.2 und 3.3). In positiver z -Richtung blickend verläuft die positive Richtung der x -Achse nach links und die der y -Achse nach oben, wodurch ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt etwa auf der Höhe des K_S -Targets. Dieses wurde im Jahr 2002 für den zusätzlichen Photonabsorber etwas verschoben, so dass sein Mittelpunkt auf der Position¹ $\vec{r}_{\text{Target}} = (-0,09 \text{ cm}; 7,41 \text{ cm}; -23,4 \text{ cm})$ liegt. Die Koordinaten einiger Detektorkomponenten gibt Abbildung 3.4 wieder.

4.2. Rekonstruktion der LKr-Daten

Eine detaillierte Beschreibung der Schauerrekonstruktion ist in [Una195] zu finden. Zusammenfassen lassen sich die einzelnen Schritte wie folgt:

- Die Zellen werden nach lokalen Maxima in der Energiedeposition abgesucht. Ein lokales Maximum liegt vor, wenn die Energie E_Z einer Zelle größer als die Energien ihrer acht Nachbarzellen ist und zusätzlich zur Unterdrückung statistischer Fluktuationen $E_Z > 180 \text{ MeV} + 1,8 E_{\text{mit}}$ gilt, wobei E_{mit} die mittlere Energie der Nachbarzellen ist. Ist eine der Nachbarzellen eine *tote* Zelle², so werden statt der toten Zelle deren Nachbarzellen herangezogen, um das Aufteilen eines Schauers in zwei separate Schauer zu verhindern.

¹Die exakte Position wurde nachträglich aus den Daten bestimmt (Abschnitt 5.3).

²Als „tot“ gilt eine defekte Zelle oder eine Zelle, die ein ungewöhnliches Verhalten zeigt.

- Ein gefundenes Maximum wird als potentieller Schauer interpretiert und seine Energie und Zeit zunächst durch die Energie bzw. die Zeit der Zelle des Maximums abgeschätzt. Die Schauerposition wird durch den Energieschwerpunkt, berechnet aus dem Maximum und dessen Nachbarzellen, bestimmt. Befindet sich innerhalb dieses 3×3 Zellen großen Bereichs eine tote Zelle, so wird die Schwerpunktsbestimmung auf 5×5 Zellen ausgedehnt.
- Die Zellen in einem Radius von 11 cm um einen gefundenen Schauer und in einem Zeitfenster von ± 20 ns um dessen abgeschätzter Zeit werden dem jeweiligen Schauer zugeordnet. Wird eine Zelle mehreren Schauern zugewiesen, so wird ihre Energie anhand von energieabhängig simulierten Schauerprofilen und der abgeschätzten Schauerenergien auf die verschiedenen Schauer verteilt. Der Energiebeitrag toter Zellen zum Schauer wird ebenfalls aus den simulierten Schauerprofilen abgeschätzt. Aus den Energien der zugeordneten Zellen wird erneut Schauerenergie und Schauerposition bestimmt.
- Sind zwei Schauer weniger als 11 cm voneinander entfernt oder liegt eine tote Zelle in dem 5×5 Zellen großen Bereich um die Schauerposition, so wird eine zweite Iteration der Energie- und Positionsbestimmung durchgeführt, um die Unsicherheiten durch die verwendeten Energieprofile zu reduzieren.

Ist der Abstand zweier Schauer kleiner als 10 cm und die Energie eines Schauers kleiner als 1,5 GeV, so wird der Schauer mit der kleineren Energie entfernt und dessen Energie den umliegenden Schauern hinzugefügt. So wird das Rekonstruieren von Schauern aufgrund statistischer Fluktuationen verringert.

- Als weitere charakteristische Größe wird die Schauerbreite in beiden Koordinaten ($R_{\text{rms},x}, R_{\text{rms},y}$) berechnet. Sie ergibt sich in x (und analog in y) aus der Energie E_i und der Position (x_i, y_i) der Zellen i innerhalb eines 5×5 Zellen großen Bereichs um die Schauerposition (x_s, y_s) zu

$$R_{\text{rms},x} = \sqrt{\frac{\sum_i (x_i - x_s)^2 E_i}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i (x_i - x_s) E_i}{\sum_i E_i} \right)^2}. \quad (4.1)$$

- Folgende Effekte, die die Energie, Breite und Position der Schauer beeinflussen, werden korrigiert:
 - Verzerrungen des elektrischen Feldes in y -Richtung und Abhängigkeit der Energiemessung in x -Richtung (\rightarrow Korrektur von Schauerenergie und -breite in Abhängigkeit der Schauerposition),
 - Verzerrung des elektrischen Feldes durch Ansammlung der langsam driftenden Ionen (\rightarrow Korrektur der Energie in Abhängigkeit der radialen Position im LKr und der Zeit des Ereignisses innerhalb des Bursts),
 - Energieverluste durch ein nur teilweises Registrieren des Schauers am Rand des aktiven Kalorimetervolumens.

4.3. Rekonstruktion der Spektrometerdaten

Die Rekonstruktion der Spektrometerdaten ist in [Chez99] erläutert. Ihr Ablauf ist folgendermaßen:

- Die Ebenen der Driftkammern werden nach zwei benachbarten Drähten, die beide ein Signal angezeigt haben, durchsucht. Jedes gefundene Paar wird als *Treffer* definiert und die Koordinate (senkrecht zum Draht) aus dem Mittelwert der Drahtpositionen bestimmt.
- Treffer in der gleichen Ebene (x, y, u bzw. v) in der 1. und 2. Driftkammer werden zu *Segmenten*, d.h. zu Projektionen der möglichen Flugbahnen in der x - z - oder y - z -Ebene, zusammengefasst. Segmente, die nicht auf die Öffnung des Magneten oder in die Zerfallsregion zeigen, werden verworfen.
- Die Segmente der vier Ebenen werden miteinander kombiniert und die möglichen *Spurpunkte* in der 1. und 2. Driftkammer aus den Schnittpunkten der Segmente berechnet. Dabei werden zwei Varianten unterschieden:
 - eine Kombination von mindestens drei Segmenten, die in beiden Driftkammern je einen gemeinsamen Schnittpunkt besitzen,
 - ein Segmentpaar aus den Ebenen x und y bzw. u und v , zu dem es je einen weiteren Treffer in beiden Driftkammern (aus unterschiedlichen Ebenen) mit je einem gemeinsamen Schnittpunkt gibt.

Die Koordinaten der Spurpunkte werden bestimmt, und es wird überprüft, ob sie innerhalb des aktiven Volumens der Driftkammern liegen.

- Analog werden die Spurpunkte in Driftkammer 4 aus mindestens 3 innerhalb des aktiven Volumens in einem Punkt zusammenfallenden Treffern verschiedener Ebenen gebildet. Driftkammer 3 wird zunächst nicht betrachtet.
- Die erfolgreich in Driftkammer 1 und 2 kombinierten Segmente werden mit den Spurpunkten aus der vierten Driftkammer zu *Spuren* kombiniert. Eine erste Anpassung der Spurparameter (Impuls und Positionen) wird durchgeführt. Drift- und Signallaufzeiten in den einzelnen Ebenen werden abgeschätzt und mit diesen der Auftreffzeitpunkt des Teilchens ermittelt. Die Zeiten der einzelnen Spurpunkte einer Spur werden auf Konsistenz überprüft und zu der Zeit der Spur kombiniert.
- Durch die Kombination der ermittelten Zeiten werden die Position der Spurpunkte in den Ebenenpaaren (x,y) und (u,v) genauer bestimmt und aus der Kombination der beiden Ebenenpaare zusätzlich die Richtung (Steigung in x und y) innerhalb der Driftkammer ermittelt. Position und Richtung werden zu einer *Minispur* zusammengefasst.

- Mit den Informationen der Minispuren werden die Spurparameter erneut angepasst und überprüft, ob die Richtung der Gesamtspur mit denen der Minispuren verträglich ist. Anschließend werden zu den Spuren passende Treffer in der 3. Driftkammer gesucht und die Spurparameter ggf. mit dem zusätzlichen Spurpunkt nochmals angepasst.
- Werden mehrere Spuren mit demselben Spurpunkt rekonstruiert, was im Rekonstruktionsalgorithmus nicht ausgeschlossen ist, so ist anzunehmen, dass einige dieser Spuren fehlerrekonstruiert sind. Um solche *Geisterspuren* zu identifizieren, werden die Spurpunkte der 4. Driftkammer überprüft und bei Mehrfachverwendung die Spuren ohne einen Spurpunkt bzw. mit den wenigsten Treffern in der 3. Driftkammer verworfen.

Nach der Rekonstruktion der Spuren werden zusätzlich mögliche Zerfallsvertizes für Kombinationen von zwei und vier Spuren bestimmt. Dazu werden die Spuren von der ersten Driftkammer in die Zerfallsregion extrapoliert und der Zerfallsvertex als der Punkt des kleinsten Abstandes zwischen den Spuren definiert (vergleiche Abschnitt 4.5.2). Um auch die Einflüsse des inhomogenen Magnetfeldes in der Zerfallsregion und möglicher Vielfachstreuung am Kevlar-Fenster, Helium oder Driftkammermaterial auf die Flugbahnen zu berücksichtigen, wird statt einer einfachen geradlinigen Extrapolation ein sogenannter *Kalman-Filter* [Früh87] verwendet. Man erhält so auch die tatsächlichen Teilchenimpulse am Vertex. Vergleiche zwischen dieser Methode und einer geradlinigen Extrapolation mit simulierten $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfällen zeigen, dass die Verwendung des Kalman-Filters zu einer für Pionen um etwa 25% und für Elektronen um einen Faktor 3 verbesserten Auflösung in der Bestimmung der Impulskomponenten p_x und p_y am Vertex führt [Chez02].

Die Vertizes werden allerdings nicht für alle Spurkombinationen gespeichert. Im Fall von zwei Spuren ist der Vertex nur für Spurpaare verfügbar, deren Zeitdifferenz weniger als 25 ns und deren Abstand am Vertex weniger als 10 cm beträgt.

4.4. Kalibration der Energie- und Impulsmessung

Die absolute Kalibration des Spektrometers und des elektromagnetischen Kalorimeters erfolgt mit gemessenen K_S -Zerfällen in zwei Pionen [Miku02].

Das LKr wird mittels des Zerfalls $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ (mit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) kalibriert. Dazu wird unter der Annahme des Zerfalls $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ die z -Koordinate z_K des Zerfallsvertex aus

$$z_K = z_{\text{LKr}} - \frac{1}{m_K} \sqrt{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=i+1}^4 E_i E_j |\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2} \quad (4.2)$$

(Abschnitt 4.5.2) berechnet, wofür die gemessenen Photonenergien E_i und deren Positionen \vec{r}_i im LKr, sowie die nominelle Kaonmasse m_K als Eingangsparameter benötigt werden. Durch das Kollimatorsystem besitzt die Vertexverteilung eine untere Grenze, die zur Kalibration der Energiemessung mit der Position des letzten

Kollimators in Übereinstimmung gebracht wird. Die Berücksichtigung der endlichen Auflösung der Vertexverteilung in den Daten erfolgt durch den Vergleich mit simulierten Zerfällen.

Für das Spektrometer wird dagegen der Zerfall $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ genutzt. Die invariante Masse der beiden Pionen kann direkt aus den im Spektrometer gemessenen Impulsen berechnet werden (Abschnitt 4.5.1). Die Kalibration der Impulsmessung erfolgt hier über die Forderung, dass die berechnete mittlere invariante Masse mit der nominellen Kaonmasse übereinstimmen soll.

4.5. Kinematische Variablen

Für die nachfolgend beschriebene Rekonstruktion der Ξ^0 -Zerfälle werden weitere physikalische Größen benötigt:

4.5.1. Invariante Masse

Eine der wichtigsten Größen zur Identifizierung eines Zerfalls ist die invariante Masse des (angenommenen) Mutterteilchens, für deren Berechnung die Energien und Impulse aller Zerfallsprodukte benötigt werden. Bei der Bestimmung von Energie und Impuls ist zwischen geladenen Teilchen und Photonen zu unterscheiden:

Die Energie der Photonen E_γ , sowie ihr Auftreffpunkt \vec{r}_{LKr} werden im LKr direkt gemessen. Mit der Energie ist auch der Impulsbetrag $|\vec{p}_\gamma| = E_\gamma$ bekannt. Aufgrund der fehlenden direkten Messung kann die Flugrichtung nur in Verbindung mit dem einzigen weiteren rekonstruierbaren Punkt der Photonflugbahn, dem Zerfallsvertex \vec{r}_{Vertex} des Mutterteilchens (Abschnitt 4.6.3), bestimmt werden, so dass

$$\vec{p}_\gamma = E_\gamma \frac{\vec{r}_{\text{LKr}} - \vec{r}_{\text{Vertex}}}{|\vec{r}_{\text{LKr}} - \vec{r}_{\text{Vertex}}|} \quad (4.3)$$

gilt. Damit ist der Photonimpuls \vec{p}_γ allerdings nicht allgemein gültig bestimmt, sondern er hängt vom jeweiligen Zerfallsvertex ab.

Für geladene Teilchen liefert das Spektrometer die relevanten Informationen: den Impulsbetrag p_\pm sowie die Richtung der Spur in Form von Steigungen bezüglich der z -Achse in x -Richtung $\frac{dx}{dz}$ und y -Richtung $\frac{dy}{dz}$ an der Position der ersten und vierten Driftkammer. Damit ergibt sich der Impuls \vec{p}_\pm zu

$$\vec{p}_\pm = \frac{p_\pm}{\sqrt{\left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2 + 1}} \left(\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, 1 \right). \quad (4.4)$$

Durch die Magnetfelder des Spektrometers und der Zerfallsregion sind die Impulskomponenten ortsabhängig, was in der Analyse durch die jeweils korrekte Wahl der Steigungen zu berücksichtigen ist. Ansonsten ist der Impuls, im Gegensatz zum Photonimpuls, vollständig definiert und unabhängig vom betrachteten Zerfall. Die Energie E_\pm geladener Teilchen wird insbesondere aufgrund der nur sehr mäßigen

Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters (Gleichung 3.4) aus dem im Vergleich sehr gut gemessenen Impuls und einer Massenhypothese m_{\pm} zu

$$E_{\pm} = \sqrt{p_{\pm}^2 + m_{\pm}^2} \quad (4.5)$$

bestimmt. So ist hier die Energie E_{\pm} vom jeweils betrachteten Zerfall abhängig.

Aus den Impulsen \vec{p}_i und Energien E_i der Zerfallsprodukte errechnet sich dann die invariante Masse des Mutterteilchens m zu

$$m^2 = E^2 - \vec{P}^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2, \quad (4.6)$$

mit der Energie E und dem Impuls \vec{P} des Mutterteilchens.

4.5.2. Zerfallsvertex

Ein weiteres Kriterium zur Überprüfung möglicher Zerfälle ist der potentielle Zerfallsvertex, der auch für die Rekonstruktion weiterer Größen, z.B. der Photonimpulse (Abschnitt 4.5.1), benötigt wird. Es lassen sich zwei Varianten unterscheiden:

Zwei-Spur-Vertex

Eine Möglichkeit der Vertexbestimmung bietet die Extrapolation der Flugbahnen der beteiligten Teilchen. Nach diesem Prinzip wird für Paare aus geladenen Teilchen der mögliche Vertex bereits bei der Rekonstruktion der Spektrometerdaten unter Berücksichtigung möglicher Magnetfelder und Vielfachstreuung bestimmt (Abschnitt 4.3). Liegen dagegen dagegen neutrale Teilchen (hier Ξ^0 und Λ) vor, so ist die folgende geradlinige Extrapolation ausreichend:

Voraussetzung ist die Kenntnis der Flugrichtungen \vec{v}_i , die zur Vereinfachung auf Eins normiert seien ($|\vec{v}_i| = 1$), und je eines Punktes \vec{r}_i der Flugbahnen zweier beteiligter Teilchen. Die Flugbahnen lassen sich dann durch Geraden der Form

$$\vec{g}_i(t_i) = \vec{r}_i + t_i \vec{v}_i, \quad \text{mit } t_i \in \mathbb{R}, i = 1, 2, \quad (4.7)$$

beschreiben. Der Punkt des kleinsten Abstandes zwischen den Geraden ist dann durch die Parameter $t_{i,\min}$ charakterisiert, die mit einfacher analytischer Geometrie zu

$$t_{i,\min} = \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \cdot \vec{v}_j (\vec{v}_i \cdot \vec{v}_j) - (\vec{r}_i - \vec{r}_j) \cdot \vec{v}_i}{1 - (\vec{v}_i \cdot \vec{v}_j)^2}, \quad \text{mit } i, j = 1, 2 \text{ und } i \neq j, \quad (4.8)$$

berechnet werden können. Aus diesen folgt der gesuchte Vertex \vec{r}_{Vertex} zu

$$\vec{r}_{\text{Vertex}} = \frac{1}{2} (\vec{r}_1 + t_{1,\min} \vec{v}_1 + \vec{r}_2 + t_{2,\min} \vec{v}_2). \quad (4.9)$$

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass beide Teilchen tatsächlich aus dem gleichen Zerfall stammen, gibt der geometrische Abstand d_{cda} zwischen den Geraden³:

$$d_{\text{cda}} = |\vec{r}_1 + t_{1,\min} \vec{v}_1 - (\vec{r}_2 + t_{2,\min} \vec{v}_2)|. \quad (4.10)$$

³In der Kollaboration hat sich der Ausdruck „closest distance of approach“ (cda) eingebürgert, korrekt wäre „distance of closest approach“.

Neutraler Vertex

Die zweite Variante bestimmt den Vertex unter der Annahme eines Zerfalls. Ausgangspunkt ist die invariante Masse (Gleichung 4.6), die im Wesentlichen durch die Teilchenenergien, gemessene Positionen im Detektor und den Abstand des Vertex zum Detektor ausgedrückt wird. Durch Umstellen der Gleichung kann dann mit der Masse des Mutterteilchens der Vertex bestimmt werden. Diese Methode findet meist Anwendung bei Zerfällen in Photonen (daher „neutraler Vertex“).

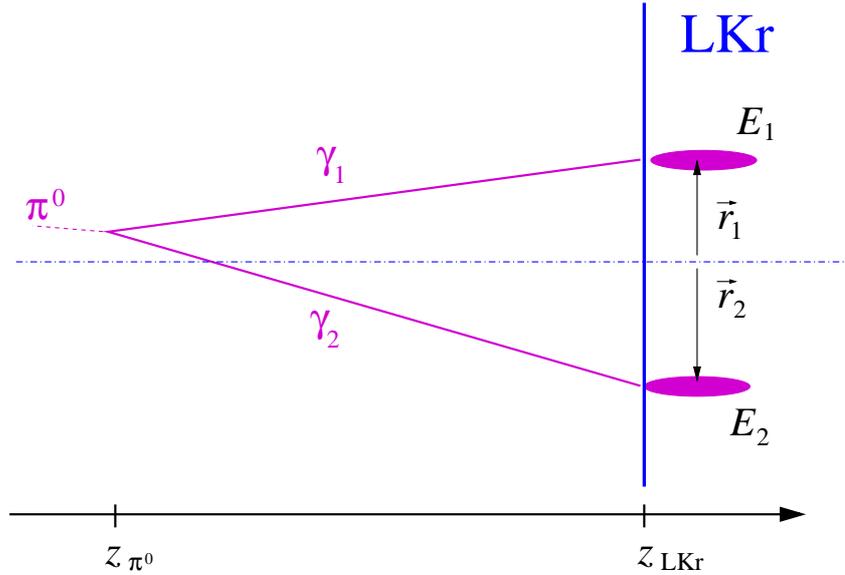


Abbildung 4.1: Der neutrale π^0 -Zerfallsvertex.

Für das einfachste Beispiel, den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (Abbildung 4.1), ist die Berechnung im Anhang B.1 angegeben. Die Pionmasse m_{π^0} ergibt sich dabei aus den Photonenergien E_{γ_i} , den Photonpositionen im LKr \vec{r}_{γ_i} , der z -Koordinate der Kalameteroberfläche z_{LKr} sowie der z -Koordinate des Vertex z_{π^0} zu

$$m_{\pi^0} \approx \frac{\sqrt{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}} |\vec{r}_{\gamma_1} - \vec{r}_{\gamma_2}|}{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})}. \quad (4.11)$$

Durch Umstellen der Gleichung ergibt sich dann die z -Koordinate des Vertex zu

$$z_{\pi^0} = z_{\text{LKr}} - \frac{\sqrt{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}} |\vec{r}_{\gamma_1} - \vec{r}_{\gamma_2}|}{m_{\pi^0}}. \quad (4.12)$$

Die x - und y -Koordinaten sind auf diesem Weg nicht zu bestimmen, sie müssen aus zusätzlichen Informationen oder Annahmen gewonnen werden.

Analog kann auf diese Weise auch für andere Zerfälle der Vertex berechnet werden, z.B. für die hier betrachteten Hyperonzerfälle:

- $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ oder $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$:

$$z_{\Xi^0/\Sigma^0} = z_{\text{LKr}} - \sqrt{\frac{E_\gamma |\vec{p}_\Lambda|}{m_{\Xi^0/\Sigma^0}^2 - m_\Lambda^2 - 2E_\gamma(E_\Lambda - |\vec{p}_\Lambda|)}} |\vec{r}_\gamma - \vec{r}_\Lambda|, \quad (4.13)$$

- $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (mit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ (mit $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$):

$$z_{\Xi^0} = z_{\text{LKr}} - \sqrt{\frac{E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}|\vec{r}_{\gamma_1} - \vec{r}_{\gamma_2}|^2 + E_{\gamma_1}|\vec{p}_\Lambda||\vec{r}_{\gamma_1} - \vec{r}_\Lambda|^2 + E_{\gamma_2}|\vec{p}_\Lambda||\vec{r}_{\gamma_2} - \vec{r}_\Lambda|^2}{m_{\Xi^0}^2 - m_\Lambda^2 - 2(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})(E_\Lambda - |\vec{p}_\Lambda|)}}. \quad (4.14)$$

für die zusätzlich die Energie E_Λ und die extrapolierte Position \vec{r}_Λ des Λ im LKr benötigt werden.

4.5.3. Tatsächlicher und virtueller Auftreffpunkt geladener Teilchen im LKr

Für geladene Teilchen wird für weitere Berechnungen der *tatsächliche* sowie der *virtuelle* Auftreffpunkt im elektromagnetischen Kalorimeter benötigt.

Mit dem *tatsächlichen* Auftreffpunkt wird der Schnittpunkt von realer Flugbahn und der Kalorimeteroberfläche bezeichnet. Dieser errechnet sich aus der Extrapolation der gemessenen Spurparametern in der vierten Driftkammer:

$$\begin{aligned} x_{\text{tatLKr}} &= x_{\text{DCH4}} + \left. \frac{dx}{dz} \right|_{\text{DCH4}} (z_{\text{LKR}} - z_{\text{DCH4}}), \\ y_{\text{tatLKr}} &= y_{\text{DCH4}} + \left. \frac{dy}{dz} \right|_{\text{DCH4}} (z_{\text{LKR}} - z_{\text{DCH4}}), \\ z_{\text{tatLKr}} &= z_{\text{LKR}}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Dabei geben x_{DCH4} , y_{DCH4} und z_{DCH4} die Koordinaten des Spurpunkts und $\left. \frac{dx}{dz} \right|_{\text{DCH4}}$ bzw. $\left. \frac{dy}{dz} \right|_{\text{DCH4}}$ die Steigungen der Spur jeweils in der vierten Driftkammer, sowie z_{LKR} die z -Koordinate der Kalorimeteroberfläche an.

Der *virtuelle* Auftreffpunkt ist dagegen der Punkt, den das Teilchen ohne jegliche Ablenkung (durch Spektrometermagneten, Magnetfeld innerhalb der Zerfallsregion, usw.) von seinem Entstehungsort aus auf der Kalorimeteroberfläche treffen würde. Man erhält diesen Punkt ebenfalls mit Gleichung 4.15, lediglich die in Driftkammer 4 gemessenen Größen sind durch die entsprechenden Spurparameter am Vertex ($\left. \frac{dx}{dz} \right|_{\text{Vertex}}$, $\left. \frac{dy}{dz} \right|_{\text{Vertex}}$, x_{Vertex} , y_{Vertex} und z_{Vertex}) zu ersetzen.

4.5.4. Energieschwerpunkt im LKr (cog)

Eine weitere benötigte Größe ist der Energieschwerpunkt des Zerfalls im LKr \vec{r}_{cog} (*center of gravity*). Anschaulich entspricht der Energieschwerpunkt der Stelle, an der das Mutterteilchen das Kalorimeter treffen würde und ist somit die zum virtuellen Auftreffpunkt der geladenen Teilchen analoge Größe (Abbildung 4.2). Berechnet wird der Energieschwerpunkt als energiegewichtete Summe der (extrapolierten) Positionen im LKr aller Zerfallsprodukte:

$$\vec{r}_{\text{cog}} = \frac{\sum_i E_i \vec{r}_i}{\sum_i E_i}. \quad (4.16)$$

Dabei sind im Falle eines Photons E_i und \vec{r}_i die im Kalorimeter gemessene Energie bzw. Position. Für geladene Teilchen ist E_i die Energie nach Gleichung 4.5 und \vec{r}_i der virtuelle Auftreffpunkt im LKr.

4.6. Ξ^0 -Rekonstruktion

Abschließend wird die Rekonstruktion der hier untersuchten Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ diskutiert⁴. In Tabelle 4.1 sind dazu einige relevante Parameter zusammengefasst, aus denen sich folgende Punkte ergeben:

- Die Zerfallsprodukte π^0 und Σ^0 legen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer keine messbare Strecke zurück, so dass der π^0 - bzw. Σ^0 -Zerfallsvertex mit dem Ξ^0 -Vertex in einem Punkt zusammenfällt. Das Λ zerfällt dagegen im Mittel nach einigen Metern Flugstrecke, aber vor Erreichen des Detektors.
- Die dominanten Zerfälle von π^0 und Σ^0 sind $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bzw. $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. Das Betrachten weiterer Kanäle führt wegen der zu erwartenden kleinen Ereigniszahlen zu keinem nennenswerten Gewinn und unterbleibt daher.
- Das Λ besitzt mit $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ zwei Zerfallskanäle mit großen Verzweungsverhältnissen. Der Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ist durch die zwei im Spektrometer messbaren geladenen Hadronen sehr einfach zu rekonstruieren (Abschnitt 4.6.2). Im Fall $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ ist die Rekonstruktion zwar prinzipiell möglich, erfordert aber durch das Neutron die Verwendung des hadronischen Kalorimeters. Dadurch ist eine deutlich schlechtere Qualität der Rekonstruktion und Selektion als im Fall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ zu erwarten, weshalb hier nur der Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ berücksichtigt wird.

Somit sind insgesamt die folgenden Zerfallsketten zu rekonstruieren:

$$\begin{aligned} \Xi^0 &\rightarrow \Lambda\gamma, & \Lambda &\rightarrow p\pi^-; \\ \Xi^0 &\rightarrow \Lambda\pi^0, & \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma, & \Lambda &\rightarrow p\pi^-; \\ \Xi^0 &\rightarrow \Sigma^0\gamma, & \Sigma^0 &\rightarrow \Lambda\gamma, & \Lambda &\rightarrow p\pi^-. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Da in allen drei Fällen ein Λ und ein bzw. zwei Photonen entstehen, bietet es sich an, zunächst Λ - und Photonkandidaten zu definieren, ohne die Besonderheiten der einzelnen Ξ^0 -Zerfälle zu berücksichtigen und anschließend Λ - und Photonkandidaten zu den gesuchten Ξ^0 -Kandidaten zu kombinieren.

⁴Neben den Ξ^0 -Zerfällen werden auch die entsprechenden $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle betrachtet. Ihre Rekonstruktionen unterscheiden sich lediglich durch das Invertieren der Teilchenladungen. Daher wird zur besseren Lesbarkeit des Textes nicht explizit zwischen Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ unterschieden, d.h. es sind stets beide Fälle gemeint.

typische Ξ^0 -Energien	70 GeV – 220 GeV
typische γ -Faktoren	$\gamma = \frac{E}{m} \approx 50 - 150$
mittlere Lebensdauern [PDG06]	$\tau_{\Xi^0} = (2,90 \pm 0,09) \cdot 10^{-10} \text{ s} \Rightarrow c\tau_{\Xi^0} = 8,71 \text{ cm}$ $\tau_{\Sigma^0} = (7,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-20} \text{ s} \Rightarrow c\tau_{\Sigma^0} = 22,2 \text{ fm}$ $\tau_{\pi^0} = (8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17} \text{ s} \Rightarrow c\tau_{\pi^0} = 25,1 \text{ nm}$ $\tau_{\Lambda} = (2,63 \pm 0,02) \cdot 10^{-10} \text{ s} \Rightarrow c\tau_{\Lambda} = 7,89 \text{ cm}$
Verzweigungsverhältnisse [PDG06]	$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) = (99,523 \pm 0,013)\%$ $\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = (1,17 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$ $\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma) = (3,33 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$
	$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98,798 \pm 0,032)\%$
	$\text{BR}(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = 100\%$
	$\text{BR}(\Lambda \rightarrow p\pi^-) = (63,9 \pm 0,5)\%$
	$\text{BR}(\Lambda \rightarrow n\pi^0) = (35,8 \pm 0,5)\%$

Tabelle 4.1: Einige Parameter der Ξ^0 -Zerfälle sowie ihrer Folgezerfälle.

4.6.1. Definition der Photon-Kandidaten

Vernachlässigt man Konversionen im Detektormaterial, so hinterlassen Photonen lediglich einen Schauer im LKr. Entsprechend wird jeder Schauer, dem keine Spur im Spektrometer zuzuordnen ist, d.h. der zu den tatsächlichen Auftreffpunkten aller Spuren einen ausreichend großen Abstand aufweist, als Photonkandidat identifiziert.

4.6.2. Definition der Λ -Kandidaten

Zum Nachweis der Λ mittels ihres Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ bedarf es zwei entgegengesetzt geladener Spuren im Spektrometer. Neben anderen Kriterien zur Untergrundunterdrückung werden die Λ -Kandidaten durch die invariante Masse der beiden Spuren identifiziert (Abschnitt 4.5.1). Allerdings hinterlassen weder Protonen noch Pionen eine besondere Signatur im Detektor anhand derer sie für die benötigte Massenhypothese unterschieden werden könnten. Die Lorentz-Transformation des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ vom Λ -Ruhesystem in das Laborsystem führt aber dazu, dass das Proton aufgrund der großen Masse einen wesentlich größeren Impuls als das Pion erhält. Daher wird bei einem gegebenen Spurpaar die Spur mit dem größeren Impuls als Proton, die mit dem kleineren Impuls als Pion angenommen. Die Ladung der Spuren erlaubt dann die Unterscheidung von Λ^- - und $\bar{\Lambda}$ -Kandidat.

Der Impuls und die Energie der gefundenen Λ -Kandidaten wird aus den gemessenen Spurimpulsen berechnet:

$$\vec{p}_{\Lambda} = \vec{p}_p + \vec{p}_{\pi^-} \quad \text{und} \quad E_{\Lambda} = \sqrt{(\vec{p}_p + \vec{p}_{\pi^-})^2 + m_{\Lambda}^2}. \quad (4.18)$$

Die Berechnung der Λ -Energie aus Impuls und nomineller Λ -Masse m_Λ , anstatt aus Proton- und Pionenergie, dient der Korrektur der Impulsauflösung und führt zu einer verbesserten Auflösung der invarianten $\Lambda\gamma$ - bzw. $\Lambda\pi^0$ -Massen. Der Zerfallsvertex ergibt sich nach Abschnitt 4.3 aus der Extrapolation der beiden Spuren.

4.6.3. Definition der Ξ^0 -Kandidaten

Die Λ - und Photonkandidaten eines Ereignisses werden entsprechend der gesuchten Ξ^0 -Zerfälle kombiniert und die Ξ^0 -Kandidaten wiederum mittels ihrer invarianten Massen identifiziert. Deren Berechnung erfordert allerdings den vollständigen Photonimpuls und somit die Kenntnis des Ξ^0 -Zerfallsvertex (Abschnitt 4.5.1).

Der Ξ^0 -Zerfallsvertex

Der Ξ^0 -Vertex wird als Zwei-Spur-Vertex aus Λ - und Ξ^0 -Flugbahn bestimmt (Abschnitt 4.5.2, Abbildung 4.2). Für das Λ ist die Flugrichtung durch den bekannten Impuls gegeben und mit dem Vertex ist ein Punkt der Flugbahn bekannt. Der aus der jeweiligen Λ -Photonen-Kombination errechnete Energieschwerpunkt (Gleichung 4.16) ergibt einen Punkt der Flugbahn des (potentiellen) Ξ^0 . Um die Flugrichtung festzulegen, wird das Target als Ausgangspunkt der Ξ^0 -Flugbahn angenommen.

Alternativ könnte der Ξ^0 -Vertex auch als neutraler Vertex nach Gleichung 4.13 bzw. 4.14 ermittelt werden. Dazu müsste allerdings eine invariante Masse als Eingangsparameter genutzt werden, die dann nicht mehr als Selektionskriterium verwendet werden könnte. Im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ käme dazu nur die Ξ^0 -Masse selbst in Frage. Um dies zu vermeiden, wird die oben angegebene Methode benutzt.

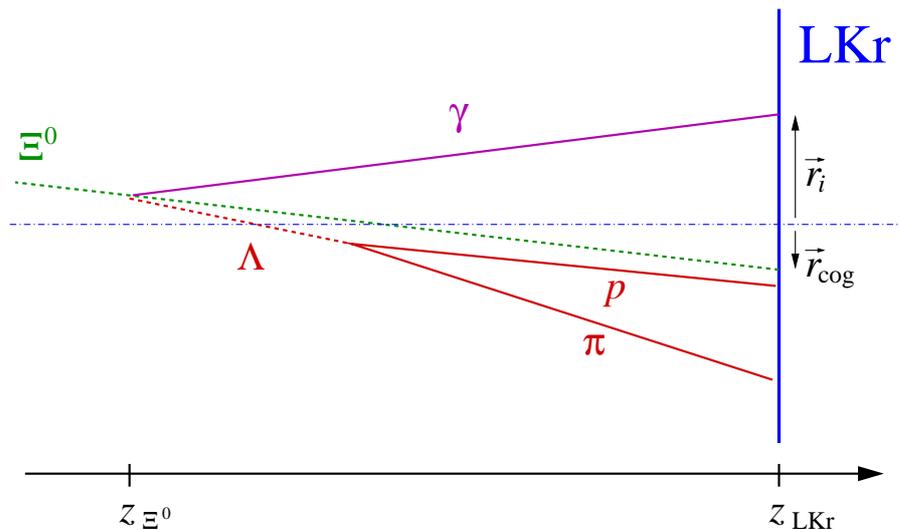


Abbildung 4.2: Rekonstruktion des Ξ^0 -Zerfallsvertex am Beispiel $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$.

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$

Die Identifizierung der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ erfordert lediglich die Kombination aus einem Λ und einem Photon, deren invariante Masse im Rahmen der Auflösung mit der Ξ^0 -Masse übereinstimmt.

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$

Für die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ ist die Kombination aus einem Λ und zwei Photonen erforderlich (Abbildung 4.3). Für die Entscheidung, welches der beiden Photonen dem Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ bzw. $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ zuzuordnen ist, wird ausgenutzt, dass die Kinematik der beiden Zerfälle ein Vertauschen der Photonen nicht zulässt. Bilden alle drei Teilchen eine invariante Masse gleich der Ξ^0 -Masse, so kann nur eine der beiden Kombinationen aus Λ und Photon die nominelle Σ^0 -Masse ergeben (Anhang B.2). Dementsprechend wird hier nur die Λ -Photon-Kombination als möglicher Σ^0 -Kandidat betrachtet, deren invariante Masse der nominellen Σ^0 -Masse m_{Σ^0} am nächsten liegt. Die Identifizierung der Σ^0 -Kandidaten erfolgt wie in den anderen Fällen anhand der invariante Masse. Impuls und Energie wird gemäß

$$\vec{p}_{\Sigma^0} = \vec{p}_{\Lambda} + \vec{p}_{\gamma} \quad \text{und} \quad E_{\Sigma^0} = \sqrt{(\vec{p}_{\Lambda} + \vec{p}_{\gamma})^2 + m_{\Sigma^0}^2} \quad (4.19)$$

ermittelt. Anschließend werden Σ^0 -Kandidat und zweites Photon als möglicher Ξ^0 -Kandidat überprüft.

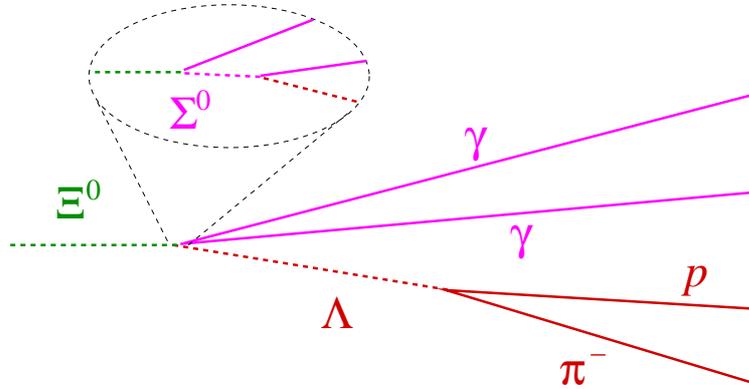


Abbildung 4.3: Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$.

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Im Fall von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ist wiederum ein Λ mit zwei Photonen zu kombinieren (Abbildung 4.4). Zunächst wird die invariante Masse der beiden Photonen bestimmt um das π^0 nachzuweisen. Ist dies erfolgreich, so wird Energie und Impuls des π^0 -Kandidaten ermittelt:

$$E_{\pi^0} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \quad \text{und} \quad \vec{p}_{\pi^0} = \sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2} \frac{\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2}}{|\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2}|}. \quad (4.20)$$

Dazu wird hier allerdings der π^0 -Impuls mit der nominellen π^0 -Masse m_{π^0} korrigiert, da in diesem Fall die beiden Photonenergien und nicht die Impulse direkt gemessen wurden. Aus Λ^- - und π^0 -Kandidaten werden dann wie im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ die Ξ^0 -Kandidaten identifiziert.

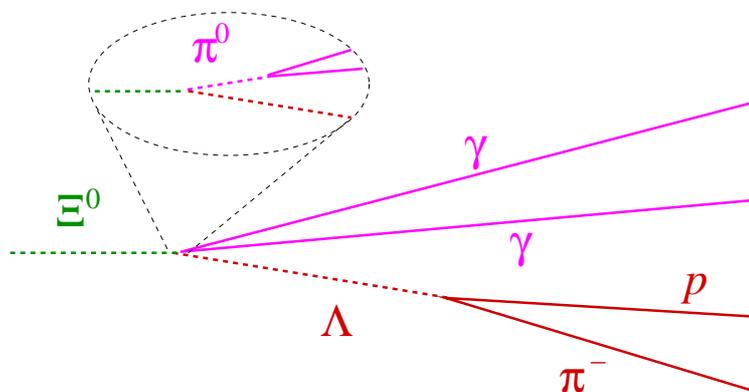


Abbildung 4.4: Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$.

5. Die Monte–Carlo–Simulation

Neben den Daten ist die Simulation des Detektorverhaltens für die betrachteten Zerfälle eine weitere wichtige Informationsquelle. Zum einen dient sie z.B. der Bestimmung der *Detektorakzeptanz*, zum anderen lässt sich mit ihr sehr einfach Untergrund in der Selektion aus fehlidentifizierten Zerfälle ermitteln (Abschnitt 6.4.2). In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Arbeitsweise der verwendeten Simulation gegeben, sowie einige für die Arbeit relevante Details näher beschrieben.

5.1. Übersicht

Zur Simulation des experimentellen Aufbaus wird ein in der Kollaboration selbst entwickeltes Programmpaket (*NASIM 033* [DeBe00]) verwendet. Dies besteht aus Komponenten, die den Teilchenstrahl vom Target, den Zerfall des Mutterteilchens und eventuelle Folgezerfälle, sowie den Detektor selbst (Geometrie, Material und Verhalten) simulieren.

Wie die aufgezeichneten Daten ist auch die Simulation in Form von Ereignissen organisiert. In jedem Ereignis wird genau ein Mutterteilchen (K_S , K_L , Ξ^0 , $\bar{\Xi}^0$ oder Λ) mit einem vorgegeben Zerfallsmodus inklusive eventueller Folgezerfälle unter den Detektorbedingungen einer gegebenen Runnummer generiert. Ein Überlappen von mehreren Zerfällen oder zusätzliche nicht zum Zerfall gehörende zufällige Teilchen werden (standardmäßig) nicht berücksichtigt. Die Simulation eines Ereignisses startet mit der Festlegung der kinematischen Größen des Mutterteilchens. Die Energie wird gemäß des für den jeweiligen Teilchentyp aus den Daten entnommenen *Energiespektrums* (Abschnitt 5.2) ausgelost. Die Flugrichtung ist durch Target und Kollimatorsystem begrenzt, und wird innerhalb des dadurch erlaubten Kegels gleichverteilt gewählt (Abschnitt 5.3). Mit Energie und bekannter Lebensdauer τ (Tabelle 5.1) wird dann die Flugstrecke, und damit der Vertex, gemäß des exponentiellen Zerfallsgesetzes ermittelt.

Der eigentliche Zerfall wird durch die als *Generatoren* bezeichneten Programmkomponenten organisiert. Sie betrachten den jeweiligen Zerfall zunächst in dessen Ruhesystem, bestimmen Energien und Impuls der Zerfallsprodukte entsprechend der bekannten Zerfalleigenschaften (Phasenraum, Matrixelemente, Zerfallsasymmetrien, usw.) und transformieren anschließend alle kinematischen Größen in das Laborsystem (Abschnitt 5.5). Diese Werte werden gespeichert und die Vorgehensweise für eventuelle Folgezerfälle wiederholt. Danach wird der Weg der Zerfallsprodukte durch die Zerfallsregion und den Detektor ermittelt. Treffen sie dabei auf Detektormaterial, so wird ihre Wechselwirkung mit diesem durch das Softwarepa-

	Masse / (MeV/c ²)	Lebensdauer / s	$c\tau$ / cm
Ξ^0	1314,83	$2,90 \cdot 10^{-10}$	8,71
Σ^0	1192,642	0	0
Λ	1115,683	$2,63 \cdot 10^{-10}$	7,89
Proton	938,272	∞	∞
π^0	134,977	0	0
π^\pm	139,570	$2,603 \cdot 10^{-8}$	780,4

Tabelle 5.1: In der Simulation verwendete Teilchenmassen und Lebensdauern [PDG06]. Die Σ^0 - und π^0 -Lebensdauern werden nicht berücksichtigt, da sie nur zu sehr kleinen Flugstrecken ($\lesssim 4 \mu\text{m}$) führen.

ket *GEANT 3* [Gean94] simuliert, das unter anderem Photonkonversionen, Elektron-Positron-Annihilationen, Bremsstrahlung, Compton-Streuung, Vielfachstreuung und hadronische Wechselwirkungen berücksichtigt. Desweiteren werden die zu erwartenden Signale der einzelnen Detektorkomponenten erzeugt, wobei die aus den Daten bestimmten Auflösungen der einzelnen Komponenten durch entsprechendes Verschmieren der Signale berücksichtigt werden. Zusätzlich werden in einigen Fällen, z.B. bei den Driftkammern (Abschnitt 5.4), die Effizienzen simuliert, mit denen die Signale erfasst werden.

Einige Punkte der Detektorsimulation werden allerdings gesondert behandelt, Details sind in [DeBe00] zu finden. So werden z.B.

- die Schauer der beiden Kalorimeter nicht bei jedem Ereignis neu generiert sondern zur Zeitersparnis aus vorab generierten Bibliotheken entnommen,
- die Zeitinformationen in einigen Komponenten nicht oder nur schlecht simuliert, so dass sie für eine Analyse nicht genutzt werden können,
- für die Analysen nicht relevante Komponenten, wie das neutrale Hodoskop, nicht berücksichtigt,
- die Zerfälle der geladenen Pionen (nur $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$) durch *GEANT 3* simuliert, um Zerfälle innerhalb des Detektorvolumens zusammen mit den Wechselwirkungen der Pionen und Myonen korrekt zu beschreiben. Die Pionzerfälle werden allerdings nur bis zum LKr simuliert.

Auf die Bestimmung der Detektorantwort erfolgt die Simulation des Triggersystems. Für das Jahr 2002 wird lediglich die zweite Triggerstufe, d.h. die Massbox, berücksichtigt. Die Entscheidung des Triggers wird auch hier für jedes Ereignis in einem speziellen Datenwort durch Setzen entsprechender Bits kodiert. Ereignisse, die zu keiner positiven Triggerentscheidung führen, werden aber nicht verworfen. Die Rekonstruktion und Speicherung (im *COMPACT*-Format) der simulierten Daten erfolgt wie die der realen Daten. Zusätzlich werden auch die wahren generierten Werte (ohne Verschmierung) gespeichert.

5.2. Das Ξ^0 -Energiespektrum

Die Energieverteilung der am Target produzierten Teilchen lässt sich nicht aus allgemeinen Prinzipien ableiten, sondern kann nur experimentell bestimmt werden. Die Energieverteilung der Ξ^0 wurde daher aus den vorliegenden Daten ermittelt, indem $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen (Abschnitt 6.1) selektiert und mit einer Simulation mit gleichverteilter Ξ^0 -Energie verglichen wurden [Moos05]. Die Abweichung zwischen den rekonstruierten Verteilungen aus Daten und Simulation ergibt dann das gesuchte Energiespektrum am Target, das für die Teilchengenerierung in Abhängigkeit des Impulses p durch die empirische Formel

$$\frac{d^2N}{dp d\Omega} = (a_1p - a_2p^2 + a_3p^3) e^{-(a_4p + a_5p^2)}, \quad (5.1)$$

mit dem Parametern a_1 bis a_5 beschrieben wird. Da sich die Spektren von Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ unterscheiden (Abschnitt 2.3), wurden die Parameter getrennt für Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ angepasst (Tabelle 5.2).

Die Energieverteilung der letztlich selektierten Ξ^0 weicht allerdings deutlich vom Spektrum nach Gleichung 5.1 ab, da die meisten niederenergetischen Ξ^0 bereits im Kollimatorsystem zerfallen und ihre Zerfallsprodukte dort absorbiert werden. Die Wahrscheinlichkeit W_{Zer} , dass ein Ξ^0 mit dem Impulses p in einer Region mit den Grenzen z_{beg} und z_{end} zerfällt, ist durch

$$W_{\text{Zer}} = e^{-\lambda(z_{\text{beg}} - z_{\text{target}})}(1 - e^{-\lambda(z_{\text{end}} - z_{\text{beg}})}), \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{m_{\Xi^0}}{pc\tau_{\Xi^0}}, \quad (5.2)$$

gegeben, wodurch die hier vorliegende Zerfallsregion ($z_{\text{beg}} = 6 \text{ m}$, $z_{\text{end}} = 90 \text{ m}$) die Energieverteilung entsprechend Abbildung 5.2 (rote Kurve) modifiziert. Ferner werden die meisten Ξ^0 -Zerfälle mit sehr hoher Energie oder einem Vertex nahe am Detektor nicht als solche erkannt, da das Proton sehr häufig undetektiert in der Strahlröhre verbleibt. Entsprechend liegt für Ξ^0 -Zerfälle mit sehr kleiner bzw. sehr großer Ξ^0 -Energie E_{Ξ^0} oder einem Vertex z_{Ξ^0} nahe am Detektor nur eine verschwindend geringe Detektorakzeptanz vor (Abbildungen 5.1), so dass die Simulation dieser Zerfälle nicht zwingend erforderlich ist. Es werden daher nur Zerfälle mit

$$2,5 \text{ m} < z_{\Xi^0} < 70,0 \text{ m} \quad \text{und} \quad 30 \text{ GeV} < E_{\Xi^0} < 300 \text{ GeV} \quad (5.3)$$

generiert. Diese Einschränkungen sind allerdings in der Selektion zu beachten.

Parameter	Ξ^0 -Strahl	$\bar{\Xi}^0$ -Strahl
$a_1/(c/\text{GeV})^2$	0,6886	0,8152
$a_2/(c/\text{GeV})^3$	$1,479 \cdot 10^{-2}$	$3,360 \cdot 10^{-3}$
$a_3/(c/\text{GeV})^4$	$1,558 \cdot 10^{-4}$	$-1,922 \cdot 10^{-7}$
$a_4/(c/\text{GeV})$	$3,713 \cdot 10^{-2}$	$2,394 \cdot 10^{-2}$
$a_5/(c/\text{GeV})^2$	$7,015 \cdot 10^{-6}$	$3,246 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.2: Parameter des Ξ^0 - bzw. $\bar{\Xi}^0$ -Energiespektrums.

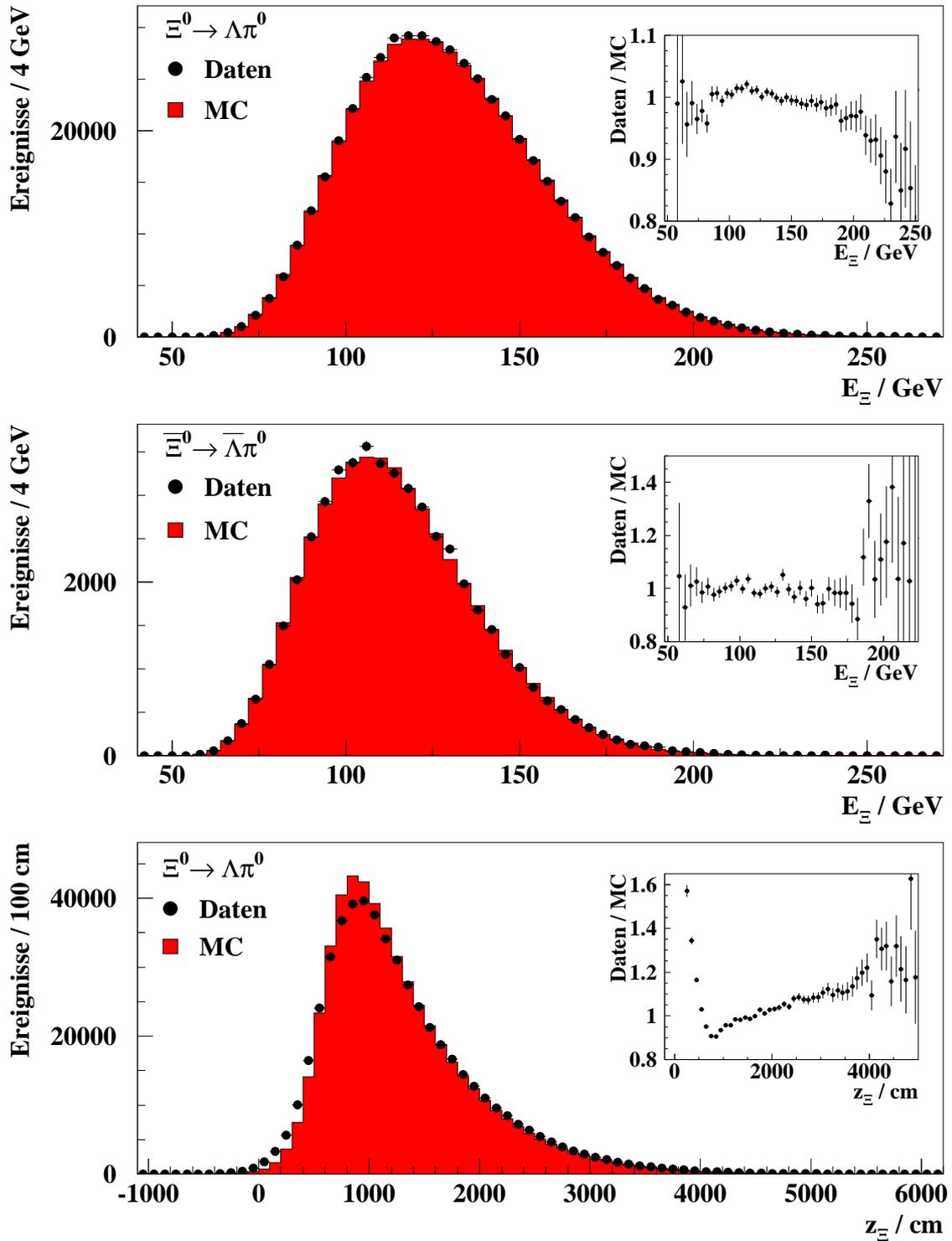


Abbildung 5.1: Energieverteilung selektierter $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ - (oben) und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ -Zerfälle (Mitte), sowie Vertexverteilung der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Zerfälle (unten) aus Minimum Bias-Ereignissen und Simulation nach allen übrigen Selektionsbedingungen (siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz). Die Anzahl der simulierten Ereignisse ist auf die Zahl der Datenereignisse skaliert. Die Steigung im Vergleich der Vertexverteilungen folgt aus der bisher zu klein gemessenen Ξ^0 -Lebensdauer [Maro05].

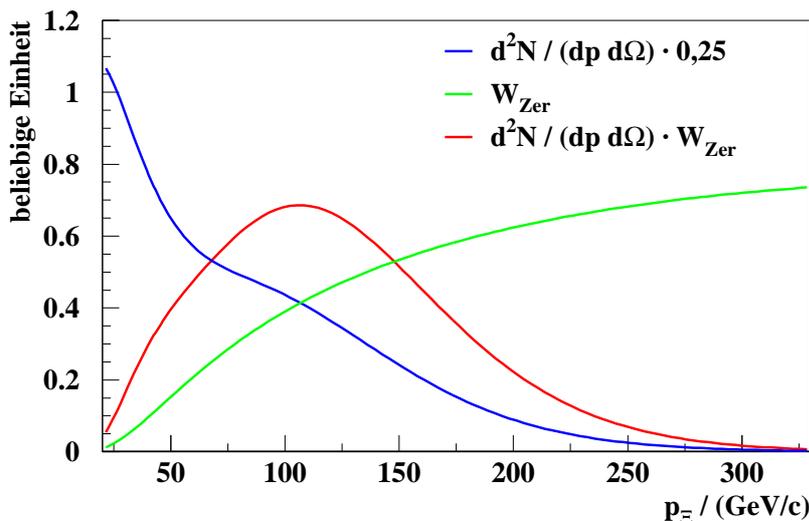


Abbildung 5.2: Verteilung des Ξ^0 -Energiespektrums $\frac{d^2N}{dp d\Omega}$ (blau, mit Faktor 0,25 skaliert), der Wahrscheinlichkeit W_{Zer} mit $z_{\text{beg}} = 6 \text{ m}$ und $z_{\text{end}} = 90 \text{ m}$ (grün) und der modifizierten Energieverteilung $\frac{d^2N}{dp d\Omega} \cdot W_{\text{Zer}}$ (rot).

5.3. Der Ξ^0 -Strahl

Der Ξ^0 -Strahl ist im Wesentlichen durch das Target und die Kollimatoren definiert, allerdings hängt die Güte der Simulation aufgrund der langen Zerfallsregion merklich von den berücksichtigten Details ab.

Der effektive Targetmittelpunkt (d.h. der Mittelpunkt der Wechselwirkungszone des Protonstrahls im Target) sowie die Kollimatorpositionen wurden mit Hilfe von $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfällen ermittelt [Picc03]. Der effektive Targetmittelpunkt ergab sich im NA48-Koordinatensystem zu $\vec{r}_{\text{Target}} = (-0,09 \text{ cm}, 7,41 \text{ cm}, -23,4 \text{ cm})$. Um die endliche Ausdehnung des Targets und des Protonstrahls zu berücksichtigen, wird der Produktionsort der einzelnen Ξ^0 in Form einer zweidimensionalen Gaußverteilung mit $\sigma_{x,y} = 0,25 \text{ mm}$ um \vec{r}_{Target} generiert. Die Wahl der Ξ^0 -Flugrichtung erfolgt gleichverteilt innerhalb des durch die Kollimatoren definierten Kegels.

Eine geeignete Variable für den Vergleich des simulierten Ξ^0 -Strahls mit den Daten ist der Energieschwerpunkt \vec{r}_{cog} der Ξ^0 im LKr (Abbildung 5.3). Es zeigt sich, dass der simulierte Ξ^0 -Strahl gegenüber den Daten zu schmal ist. In anderen Analysen wurde diese Tatsache als nicht problematisch eingestuft und daher nicht korrigiert [Maro05, Moos05, Picc03]. Dagegen ist für die Messung der Zerfallsasymmetrien eine bessere Beschreibung des Ξ^0 -Strahls erforderlich (Abschnitt 8.6.1). Eine mögliche Ursache für die mäßige Beschreibung des Strahls könnte der 2002 installierte aber nicht in der Simulation berücksichtigte Photonabsorber sein, an dem z.B. durch Neutronen vom Target zusätzliche Ξ^0 produziert werden können, denen dann ein etwas größerer Öffnungswinkel als den vom Target stammenden Ξ^0 zur Verfügung steht [Imbe06]. Ferner ist die Form des Ξ^0 -Strahls stark vom Protonstrahl abhängig. Schwankt dessen Position oder Durchmesser während der Datennahme, so führt

dies, über alle Daten integriert, zu einer Verbreiterung des Ξ^0 -Strahls. Die genauen Ursachen und die Möglichkeiten einer realistischeren Modellierung des Ξ^0 -Strahls werden noch untersucht.

Um eine zeitaufwendige Anpassung der Strahlsimulation zu umgehen, werden die mit der bestehenden Strahlmodellierung simulierten Ereignisse umgewichtet. Dazu wird ausgenutzt, dass der Strahl auf das LKr-Zentrum ausgerichtet ist und der simulierte Strahl keine innere Struktur besitzt. So kann die Gewichtung als Funktion des Abstands der Ξ^0 vom Kalorimeterzentrum vorgenommen werden, weshalb das Gewicht G_{cog} aus dem Verhältnis der Beträge des Energieschwerpunkts r_{cog} rekonstruierter $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und Simulation (Abbildung 5.3) gebildet wird. Für $0 \text{ cm} \leq r_{\text{cog}} \leq 3,75 \text{ cm}$ stimmen Simulation und Daten mit einem Unterschied von weniger als 5% gut überein und weichen ab $r_{\text{cog}} \gtrsim 4 \text{ cm}$ deutlich voneinander ab. Für $r_{\text{cog}} \gtrsim 7 \text{ cm}$ ist die Abweichung hauptsächlich durch Ereignisse in den Daten bedingt, die am Kollimator produziert wurden und in der Simulation kaum vorhanden sind. Deshalb werden für die Analyse nur Zerfälle mit

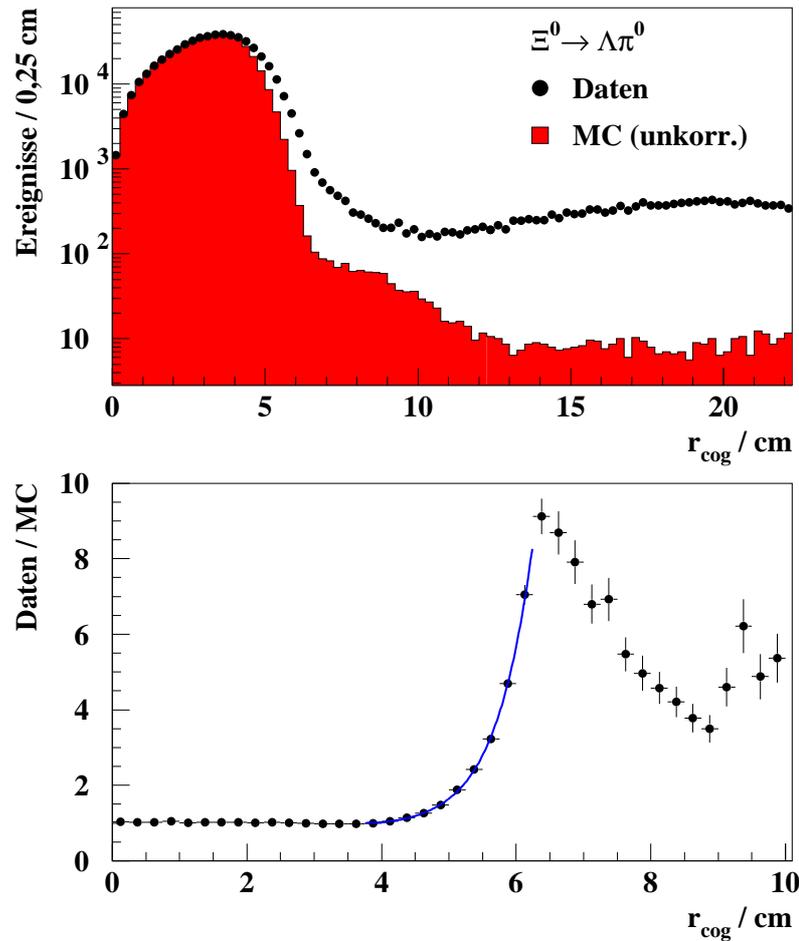


Abbildung 5.3: Betrag des Energieschwerpunktes r_{cog} für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und unkorrigierter Simulation (oben), sowie Verhältnis der beiden Verteilungen mit angepasster Funktion 5.4 (unten).

Parameter	b_1	b_2	b_3
Ξ^0 -Strahl	0,3148	0,03899	0,01560
$\bar{\Xi}^0$ -Strahl	0,3440	0,00360	0,02001

Tabelle 5.3: Parameter zur Anpassung des Ξ^0 - bzw. $\bar{\Xi}^0$ -Strahls.

$r_{\text{cog}} < 6$ cm herangezogen und nur Ereignisse im Intervall $3,75 \text{ cm} \leq r_{\text{cog}} \leq 6,0$ cm gewichtet. Die Gewichtsfunktion G_{cog} ist durch

$$G_{\text{cog}}(r_{\text{cog}}) = 1 + b_1 \left(\frac{r_{\text{cog}}}{\text{cm}} - 3,75 \right)^2 + b_2 \left(\frac{r_{\text{cog}}}{\text{cm}} - 3,75 \right)^4 + b_3 \left(\frac{r_{\text{cog}}}{\text{cm}} - 3,75 \right)^6 \quad (5.4)$$

gegeben, die zuzüglich einer im Intervall $0 \text{ cm} \leq r_{\text{cog}} \leq 3,75$ cm ermittelten Normierung an das Verhältnis der r_{cog} -Verteilungen für $3,75 \text{ cm} \leq r_{\text{cog}} \leq 6,5$ cm angepasst wurde (Abbildung 5.3). Die Parameter b_i werden getrennt für Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ bestimmt (Tabelle 5.3). Zwar sollte die Strahlgeometrie durch Target und Kollimatoren definiert und unabhängig von der Teilchenart sein, da aber die bisherige Anpassung der Simulation mit dem nur mäßig beschriebenen Strahl durchgeführt wurde, sind geringe Unterschiede zwischen den Gewichtsfaktoren von Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ aufgrund der unterschiedlichen Energiespektren nicht auszuschließen.

Nach Abbildung 5.3 variiert G_{cog} für $3,75 \text{ cm} \leq r_{\text{cog}} \leq 6,5$ cm zwischen 1 und etwa 6. Da nur wenige Ereignisse hohe Gewichte erhalten, ergibt sich über alle Ereignisse gemittelt ein Gewichtsfaktor von etwa 1,08 (für Ξ^0) bzw. 1,07 (für $\bar{\Xi}^0$).

5.4. Die Driftkammerineffizienzen

Wie bereits erwähnt, werden für die Simulation der Driftkammern auch die Drahteffizienzen berücksichtigt. Bis 2001 wurden dazu die mittleren Effizienzen der einzelnen Signaldrähte bestimmt und in der Simulation genutzt, wobei eine mögliche Variation der Effizienz entlang der Drähte vernachlässigt wurde.

Im Jahr 2002 ergaben sich während der Datennahme durch die neu gebaute Driftkammerelektronik und einige fehlerhafte Abschlusswiderstände große Schwankungen in den Drahteffizienzen. In der Regel waren davon jeweils 16 nebeneinander liegende Drähte, die vom selben Modul ausgelesen wurden, betroffen. Die Ineffizienzen variierten stark entlang der Drähte und waren zeitabhängig. Die Abbildung 5.4 gibt ein typisches Beispiel der Effizienzverteilung. Auswirkungen hatten die Ineffizienzen vor allem auf Triggerebene. Insbesondere war die Massbox durch ihren einfachen Algorithmus und aufgrund der fehlenden Signale in den ineffizienten Bereichen oft nicht in der Lage alle Spuren eines Ereignisses zu rekonstruieren, was zu Triggerineffizienzen von bis zu 25% führte (Abschnitt 7.2.1). Dagegen erwies sich die volle Rekonstruktion (Abschnitt 4.3) als weit weniger empfindlich.

Für ihre Berücksichtigung in der Simulation wurden die Effizienzen für jede der acht Drahtreihen der ersten, zweiten und vierten Driftkammer Run-abhängig und

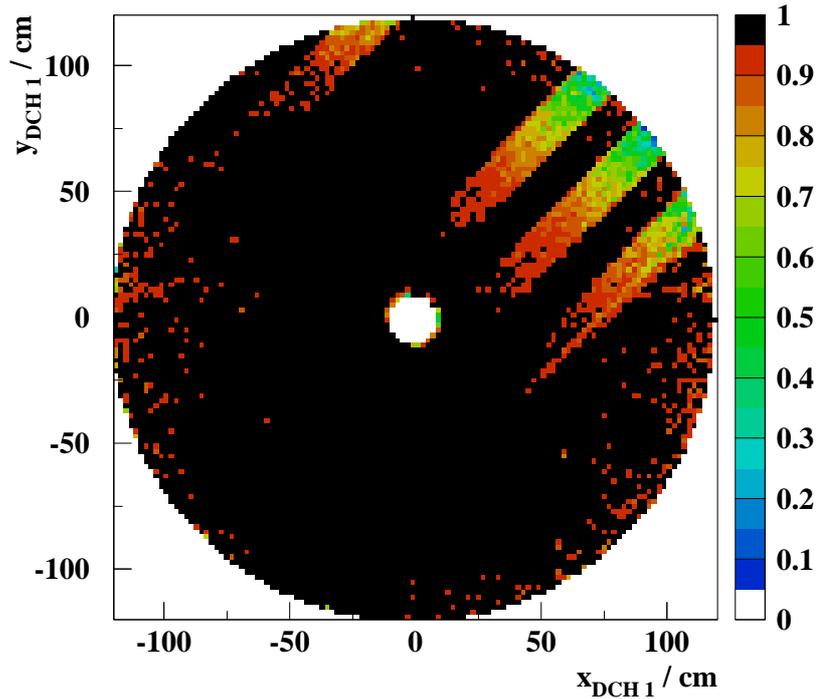


Abbildung 5.4: Effizienzen der ersten Signaldrahtreihe der Ebene u in der vierten Driftkammer während des Runs 14019.

in einem Raster von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ aus $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfällen bestimmt (Abbildung 5.4) [Clem04]. Entsprechend dieser *Effizienzkarten* werden dann die Signale der einzelnen Drähte nur mit der am Durchtrittsort des Teilchens gemessenen Effizienz generiert. Die Zeitabhängigkeit der Ineffizienzen wird dadurch gewährleistet, dass die Ereignisse unter den Bedingungen jedes Runs und mit einer der Rungröße entsprechenden Anzahl generiert werden. Als Maß für die Rungröße wird die Zahl der im jeweiligen Run auf das Target geschossenen Protonen verwendet. So werden Unterschiede sowohl in der Länge der Runs als auch in den Intensitäten des Protonenstrahls ohne Beeinflussung durch die Triggerineffizienzen berücksichtigt.

5.5. Die Simulation der Ξ^0 -Zerfälle

Da in dieser Analyse ausschließlich Zwei-Körper-Zerfälle auftreten, sind die hier verwendeten Generatoren zur Simulation der eigentlichen Zerfälle nahezu identisch. Daher werden zunächst der prinzipielle Aufbau der Generatoren (Abschnitt 5.5.1) und anschließend die Unterschiede für die einzelnen Ξ^0 -Zerfälle diskutiert:

5.5.1. Der Generator für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow B X$

Im Fall eines Zwei-Körper-Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow B X$ sind Energien und Impulse der Zerfallsprodukte $B (= \Lambda, \Sigma^0)$ und $X (= \pi^0, \gamma)$ im Ξ^0 -Ruhesystem bereits durch die

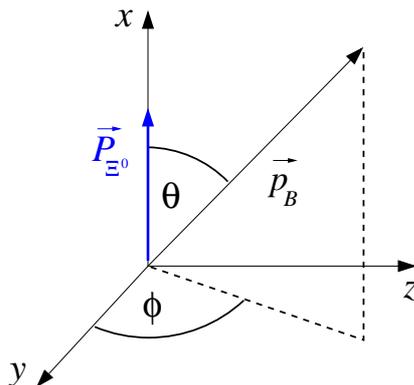


Abbildung 5.5: Definition des Λ -Impulses im Ξ^0 -Ruhsystem.

Teilchenmassen m_{Ξ^0} , m_B und m_X festgelegt:

$$E_B = \frac{m_{\Xi^0}^2 + m_B^2 - m_X^2}{2m_{\Xi^0}}, \quad E_X = \frac{m_{\Xi^0}^2 - m_B^2 + m_X^2}{2m_{\Xi^0}} \quad \text{und} \quad \vec{p}_B = -\vec{p}_X. \quad (5.5)$$

Lediglich die Richtung der Impulse ist nicht fest vorgegeben. Um diese festzulegen, wird die Ξ^0 -Polarisation \vec{P}_{Ξ^0} als Bezugsrichtung gewählt (hier gleich der x -Achse, Abschnitt 5.5.3), und die Impulse werden mit den Winkeln $\theta \in [0, \pi]$ und $\phi \in [0, 2\pi]$ entsprechend Abbildung 5.5 beschrieben:

$$\vec{p}_B = -\vec{p}_X = \sqrt{E_B^2 - m_B^2} \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \sin\phi \\ \sin\theta \cos\phi \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Die zu generierenden Verteilungen der Winkel ergeben sich dann aus Abschnitt 2.5, d.h. der Winkel θ wird entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$w(\theta) = \frac{1}{2}(1 + \alpha_{\Xi^0} |\vec{P}_{\Xi^0}| \cos\theta) \quad (5.7)$$

(Gleichung 2.12) zwischen 0 und π und der Winkel ϕ gleichverteilt zwischen 0 und 2π generiert, wobei α_{Ξ^0} die Zerfallsasymmetrie des jeweiligen Ξ^0 -Zerfalls ist.

Anschließend werden die Zerfallsprodukte in das Laborsystem transformiert, die Polarisation des neu entstandenen Baryons bestimmt (Gleichung 2.16 bzw. 2.17) und unter Berücksichtigung der Lebensdauer die eventuellen Folgezerfälle analog generiert (Abschnitt 5.5.2). Die einzelnen Ξ^0 -Zerfälle weisen dabei folgende Unterschiede auf:

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Der Zerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ist von den betrachteten Zerfällen der am besten vermessene. Die gemessenen Werte der Zerfallsparameter, die in der Simulation genutzt werden, sind

$$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} = -0,411, \quad \beta_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} = 0,327 \quad \text{und} \quad \gamma_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} = 0,85 \quad (5.8)$$

[PDG06]. Die Parameter $\beta_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0}$ und $\gamma_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0}$ werden für die Berechnung der Λ -Polarisation nach Gleichung 2.16 benötigt.

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$

Im Fall der radiativen Zerfälle entfallen die Parameter β und γ , so dass in die Simulation nur der Parameter α mit dem gemessenen Wert von

$$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} = -0,73 \quad (5.9)$$

eingeht [PDG06]. Die Λ -Polarisation ergibt sich im diesen Fall nach Gleichung 2.17.

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$

Der zweite betrachtete radiative Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ wird völlig analog zu $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ generiert. Es wird lediglich das Λ durch das Σ^0 ersetzt und der gemessene Wert der $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Zerfallsasymmetrie von

$$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} = -0,63 \quad (5.10)$$

verwendet [PDG06]. Der nachfolgende Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ wird ebenfalls analog zu $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ behandelt. Er weist als rein elektromagnetischer Übergang aber keine Zerfallsasymmetrie auf, weshalb die Verteilung des Winkels θ isotrop generiert wird.

5.5.2. Die Generatoren der Zerfälle $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

Der Zerfall $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ist ebenfalls ein hadronischer Hyperonzerfall. Er wird daher wie die obigen Ξ^0 -Zerfälle behandelt, lediglich die Teilchenmassen sind entsprechend auszutauschen (Abschnitt 5.5.1). Seine Zerfallsasymmetrie ist vergleichsweise präzise gemessen und wird mit

$$\alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} = 0,642 \quad (5.11)$$

in der Simulation berücksichtigt [PDG06]. Die Parameter $\beta_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}$ und $\gamma_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}$ entfallen hier, da sie nur die hier nicht relevante Protonpolarisation beeinflussen.

Der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ wird aufgrund der kleinen π^0 -Lebensdauer (Tabelle 5.1) am Ξ^0 -Vertex und als Zwei-Körper-Zerfall analog zu Abschnitt 5.5.1 aber mit einem gleichverteiltem Winkel θ (elektromagnetischer Zerfall) simuliert.

5.5.3. Ξ^0 -Polarisation

Wie bereits im Abschnitt 2.3 diskutiert, sind die beim NA48-Experiment erzeugten Ξ^0 polarisiert. Eine direkte Messung der Ξ^0 -Polarisation aus den vorhandenen Daten liegt bisher noch nicht vor. Der zu erwartende Wert kann aber z.B. mit der Messung des KTeV-Experimentes abgeschätzt werden [Abou07]. Dies verwendete im Vergleich zum NA48-Experiment den gleichen Produktionswinkel (4,8 mrad) sowie die doppelte Projektilenergie (800 GeV) und selektierte Ξ^0 mit etwa doppelter Energie

($\sim 200 \text{ GeV} - 400 \text{ GeV}$). Somit betrachten beide Experimente einen vergleichbaren x_F -Bereich und sollten eine ähnliche Ξ^0 -Polarisation aufweisen (Abschnitt 2.3). Als mittlere Polarisation fand das KTeV-Experiment

$$P_{\Xi^0} = -0,097 \pm 0,014 \quad \text{und} \quad P_{\Xi^0} = 0,000 \pm 0,018. \quad (5.12)$$

Die Ξ^0 -Polarisation wurde auch in einem früheren Experiment von Heller et al. für verschiedene Produktionswinkel (3,5 mrad, 7,2 mrad und 9,8 mrad) bei einer Projektilenergie von 400 GeV gemessen [Hell83]. Für die beiden kleineren Winkel wurde in Abhängigkeit des Ξ^0 -Impulses bzw. Transversalimpulses ebenfalls Polarisationen von etwa -10% bis -15% gemessen.

Für das NA48-Experiment ist somit eine Polarisation von $P_{\Xi^0} \approx -10\%$ und $P_{\Xi^0} \approx 0\%$ zu erwarten. Da der nominelle Protonstrahl und Ξ^0 -Strahl innerhalb der y - z -Ebene des Laborsystems liegen, sollte der Polarisationsvektor nach Gleichung 2.7 parallel zur x -Achse liegen, weshalb hier $\vec{P}_{\Xi^0} = (-0,1; 0; 0)$ und $\vec{P}_{\Xi^0} = \vec{0}$ angenommen wird. Die Abhängigkeit vom Impuls oder Transversalimpuls wird allerdings nicht berücksichtigt.

5.5.4. Zahl der simulierten Zerfälle

Mit der beschriebenen Simulation werden für die Runs 13649 bis 14186, sofern sie für die Analyse verwendbar sind, insgesamt jeweils $300 \cdot 10^6$ Ereignisse für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$, $100 \cdot 10^6$ Ereignisse für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, $50 \cdot 10^6$ Ereignisse für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, sowie jeweils $10 \cdot 10^6$ Ereignisse für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ generiert. Für Runs ≤ 13648 liegen aufgrund zu niedriger Ereigniszahlen keine Effizienzverteilungen für die Driftkammern vor (Abschnitt 5.4), so dass diese Runs nicht berücksichtigt werden (Abschnitt 6.2).

5.6. Vergleich der Daten mit den Simulationen

Zur Überprüfung der Simulation werden hier einige kinematische Variablen der selektierten Ereignisse aus Daten und Simulationen miteinander verglichen (Abbildungen 5.1 und 5.6 bis 5.12). Um Effekte durch Triggerineffizienzen möglichst zu vermeiden, werden die Minimum Bias-Ereignisse zum Vergleich herangezogen, da diese für den größten Teil der Daten eine Triggereffizienz nahe 100% zeigen. Der in der Analyse genutzte radiative Hyperontrigger weist dagegen Ineffizienzen von etwa 10% – 20% auf (Abschnitt 7.2.1). Für die Vergleiche stehen aus den Minimum Bias-Ereignissen etwa 513.000 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle, 6.800 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle sowie 2.000 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfälle zur Verfügung. Die Ξ^0 -Zerfälle wurden wegen ihrer geringen Anzahl hier nicht weiter betrachtet.

Zum Erstellen der Verteilungen werden jeweils alle Selektionskriterien berücksichtigt (Kapitel 6), ausgenommen der Kriterien, die direkt auf die jeweils gezeigte Variable angewendet werden. Zusätzlich werden für jede Verteilung die simulierten Ereignisse auf die Zahl der in den Daten gefundenen Ereignisse skaliert.

Insgesamt ergeben sich für Positionen, Energien und Impulse der Zerfallsprodukte akzeptable Übereinstimmungen zwischen Daten und Simulation. Der simulierte Ξ^0 -Strahl zeigt in den Projektionen auf die x - bzw. y -Achse größere Abweichungen zu den gemessenen Daten (Abbildung 5.11 und 5.12, unten). Dies zeigt, dass die vorgenommene Gewichtung der simulierten Ereignisse (Abschnitt 5.3) zwar eine Verbesserung aber keine optimale Beschreibung liefert. Die hier verbleibenden Abweichungen werden im Verlauf der Analyse auf einen möglichen Einfluss auf das Resultat untersucht (Abschnitt 8.6.1).

Die Vergleiche der invarianten Massen (Abbildung 5.9 und 5.10) und der Vertexverteilung (Abbildung 5.1, unten) zeigen, dass die in der Simulation verwendeten Auflösungen des Spektrometers und Kalorimeters gegenüber den realen Begebenheiten etwas zu klein sind. Die entsprechenden Parameter der Simulation wurden von den vorhergehenden Jahren übernommen, eine Neuanpassung für die Daten des Jahres 2002 fand nicht statt. Ferner zeigen die invarianten Massen, die unter Beteiligung von Photonen bestimmt werden, sowohl in den Daten als auch in den Simulationen Abweichungen gegenüber den aktuellen PDG-Werten (Tabelle 5.4). Die wesentliche Ursache sind die durch die Ausläufer der Hadronschauer im LKr etwas zu groß gemessenen Photonenergien [Imbe04]. Da dieser Effekt qualitativ in den Simulationen reproduziert wird, zeigen auch diese eine ähnliche Abweichung ($200 - 300 \text{ keV}/c^2$) von den PDG-Werten. Unterschiede von $\lesssim 100 \text{ keV}/c^2$ in den Massen aus Daten und Simulationen sollten durch nicht berücksichtigte systematische Effekte bzw. durch nicht perfekte Simulationen zu erklären sein. Dagegen zeigt die Ξ^0 -Masse einen Unterschied von etwa $500 \text{ keV}/c^2$ zwischen Daten und Simulationen. Dies ist auch in anderen Analysen zu beobachten [Maro05, Moos05, Picc03], was die Vermutung nahe legt, dass die bisher gemessene Ξ^0 -Masse um etwa $400 - 500 \text{ keV}/c^2$ (≈ 2 Standardabweichungen des PDG-Werts [PDG06]) zu klein gemessen wurde. Ein möglicher Einfluss der geringeren Auflösung und Ξ^0 -Masse auf das Resultat wird im Abschnitt 8.4 betrachtet.

Zerfall	Masse / (MeV/c^2)			
		Daten	MC	PDG
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	m_Λ	$1115,691 \pm 0,004$	$1115,637 \pm 0,010$	$1115,683 \pm 0,006$
	m_{π^0}	$135,467 \pm 0,006$	$135,302 \pm 0,003$	$134,9766 \pm 0,0006$
	m_{Ξ^0}	$1315,584 \pm 0,008$	$1315,102 \pm 0,007$	$1314,83 \pm 0,20$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	m_{Ξ^0}	$1315,527 \pm 0,060$	$1315,072 \pm 0,016$	$1314,83 \pm 0,20$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	m_{Σ^0}	$1192,747 \pm 0,056$	$1192,865 \pm 0,003$	$1192,642 \pm 0,024$
	m_{Ξ^0}	$1315,671 \pm 0,082$	$1315,001 \pm 0,008$	$1314,83 \pm 0,20$

Tabelle 5.4: Invariante Massen von Λ , π^0 , Σ^0 und Ξ^0 bestimmt mit den Zerfällen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ aus Daten und Simulationen mit ausschließlich statistischen Unsicherheiten, sowie deren aktuelle PDG-Werte [PDG06]. Die hier nicht aufgeführten Ξ^0 -Zerfälle ergeben ähnliche Werte.

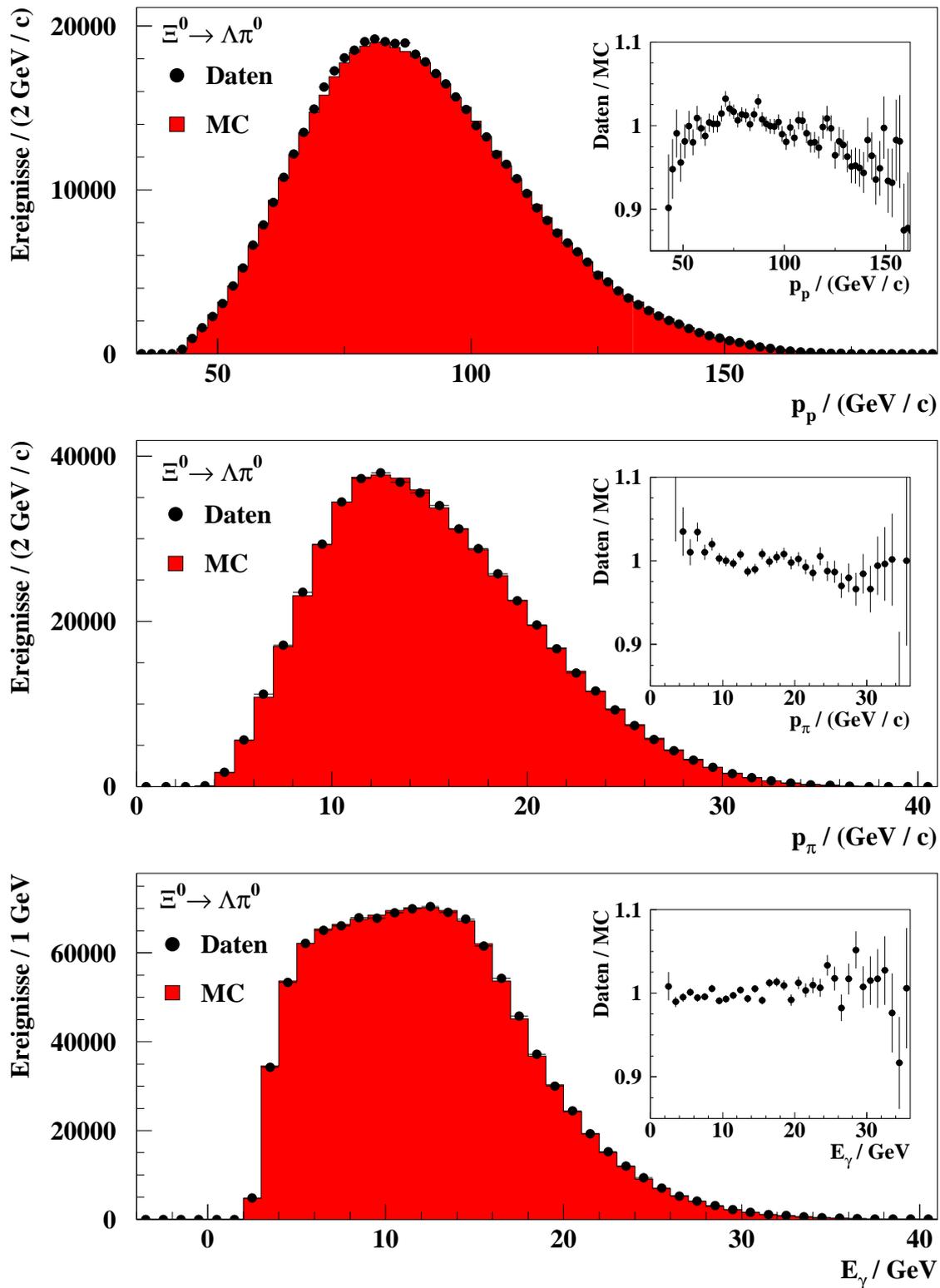


Abbildung 5.6: Verteilungen der Proton- (oben), bzw. Pionimpulse (Mitte) und der Photonenergien (unten) für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

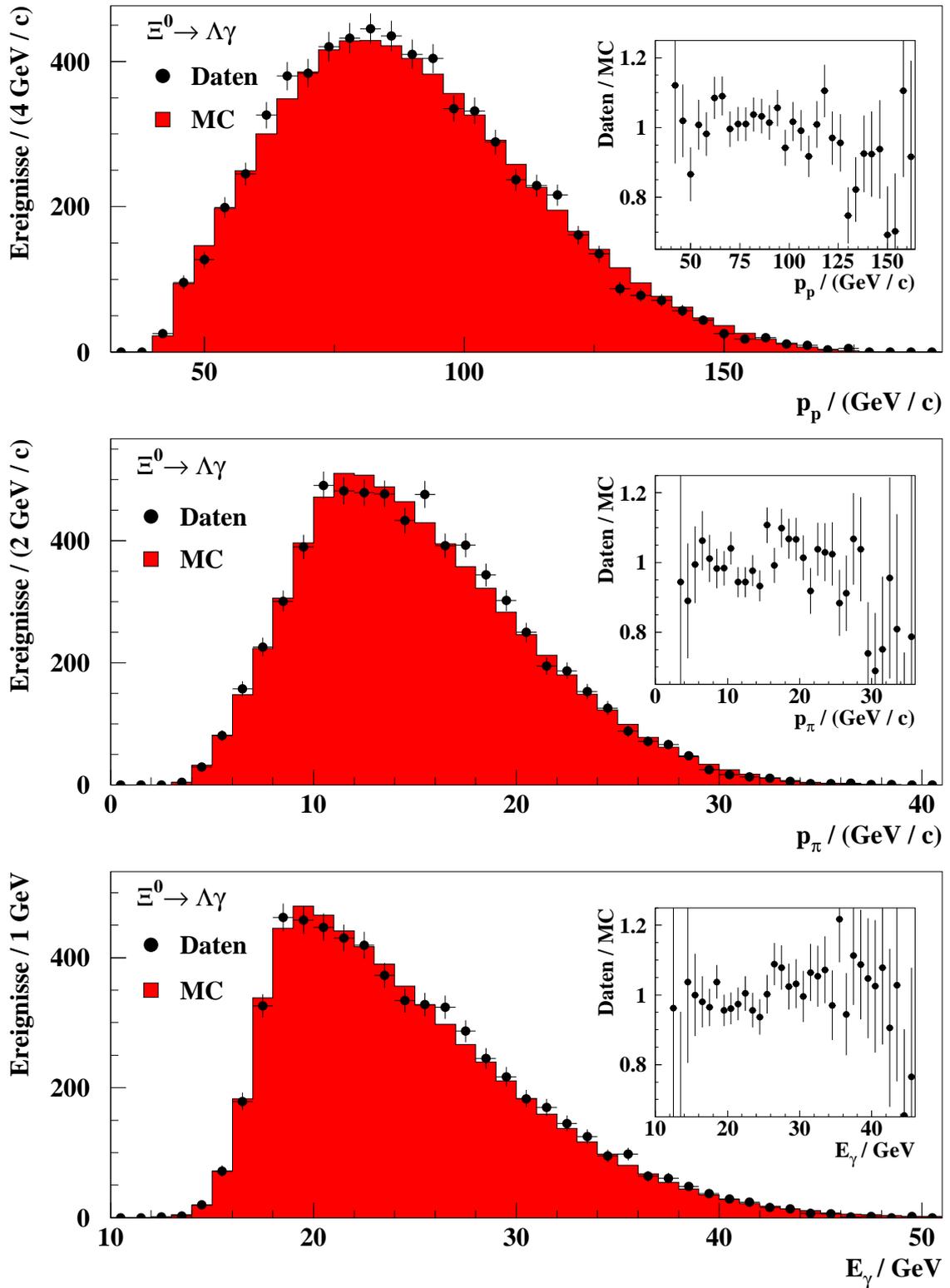


Abbildung 5.7: Verteilungen der Proton- (oben), bzw. Pionimpulse (Mitte) und der Photonenergien (unten) für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

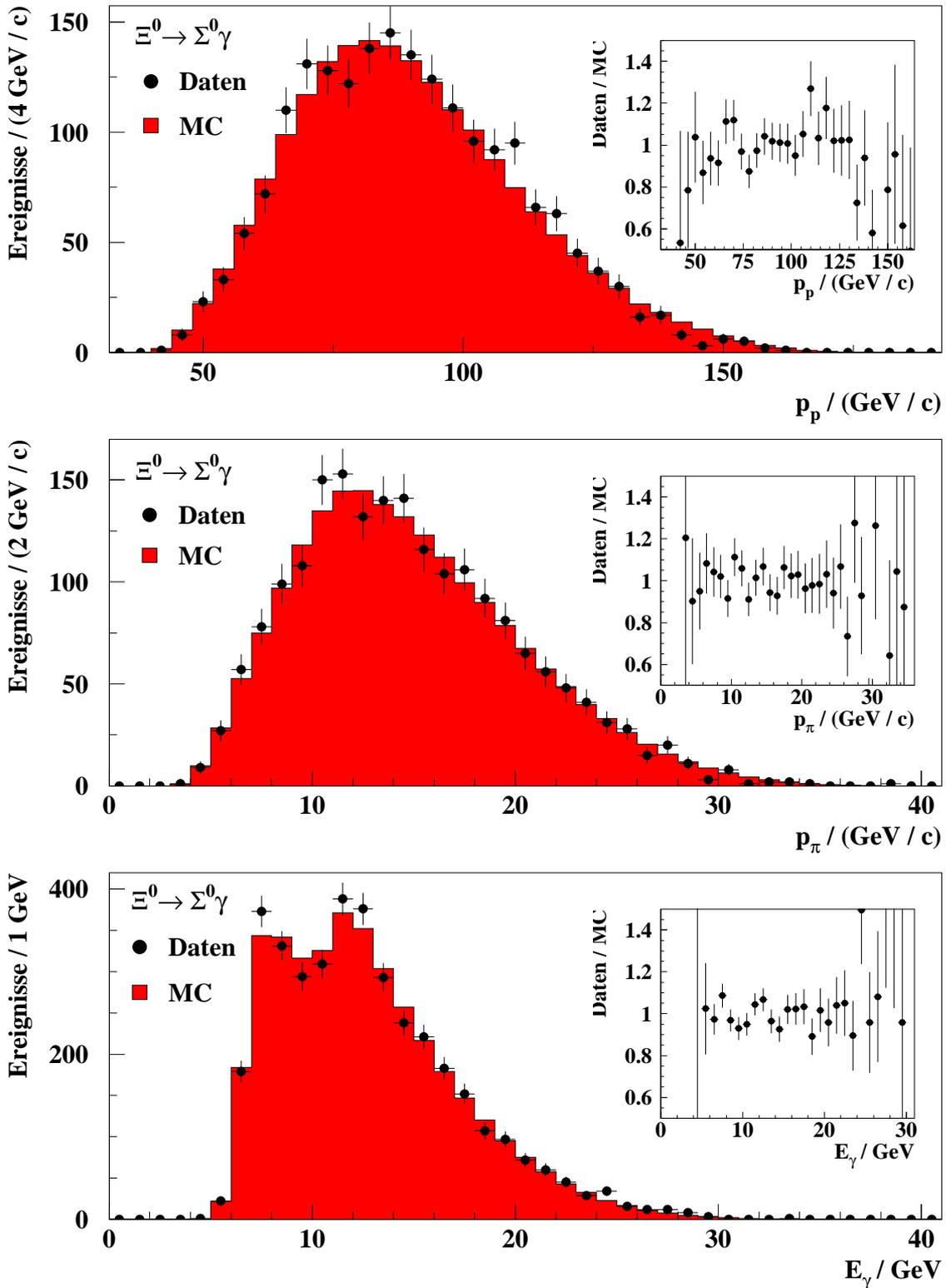


Abbildung 5.8: Verteilungen der Proton- (oben), bzw. Pionimpulse (Mitte) und der Photonenergien (unten) für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

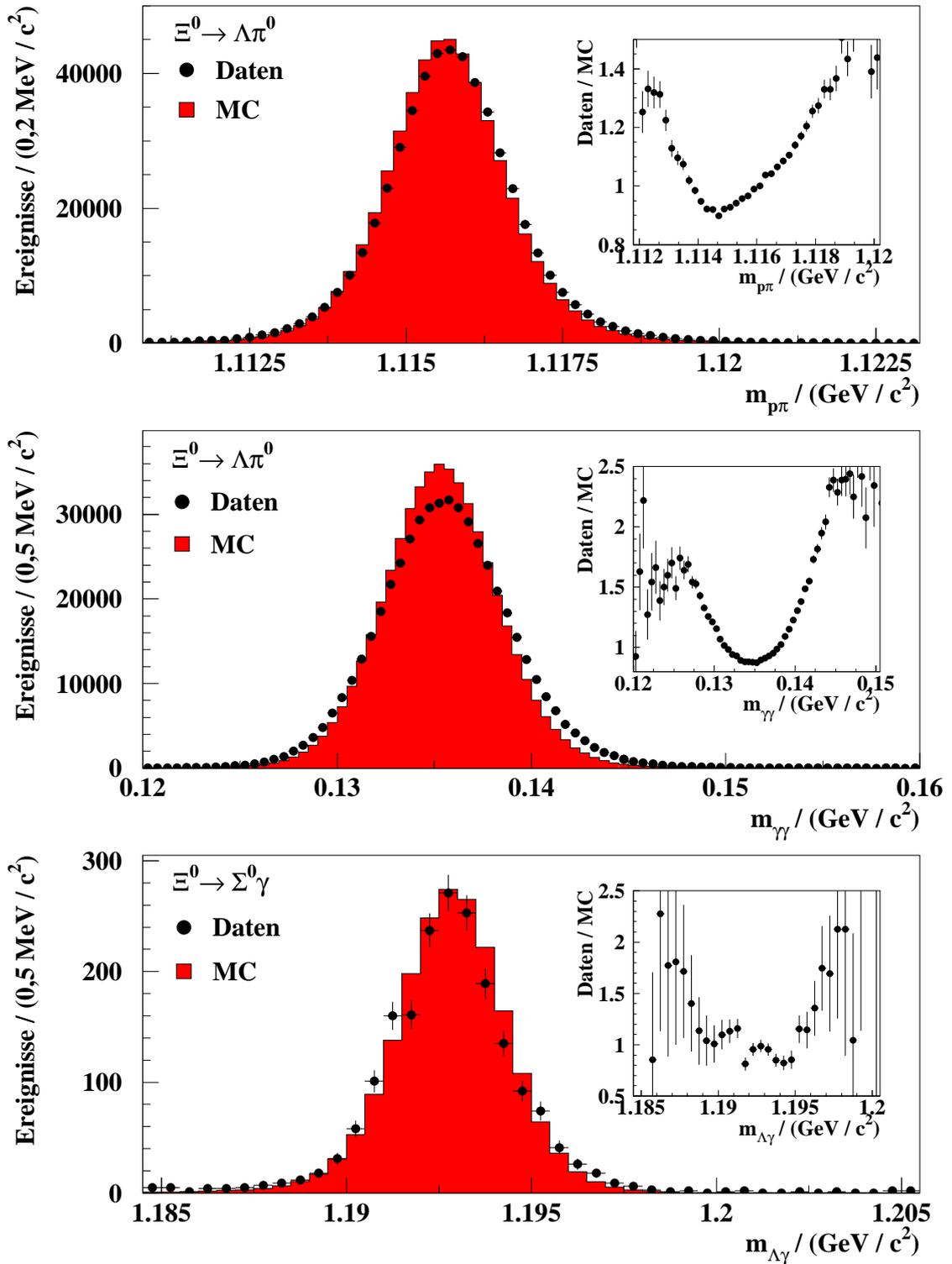


Abbildung 5.9: Verteilungen der invarianten Massen aus Proton und geladenem Pion (oben), bzw. der beiden Photonen (Mitte) für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle, sowie aus Λ und Photon für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfälle (unten), jeweils aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

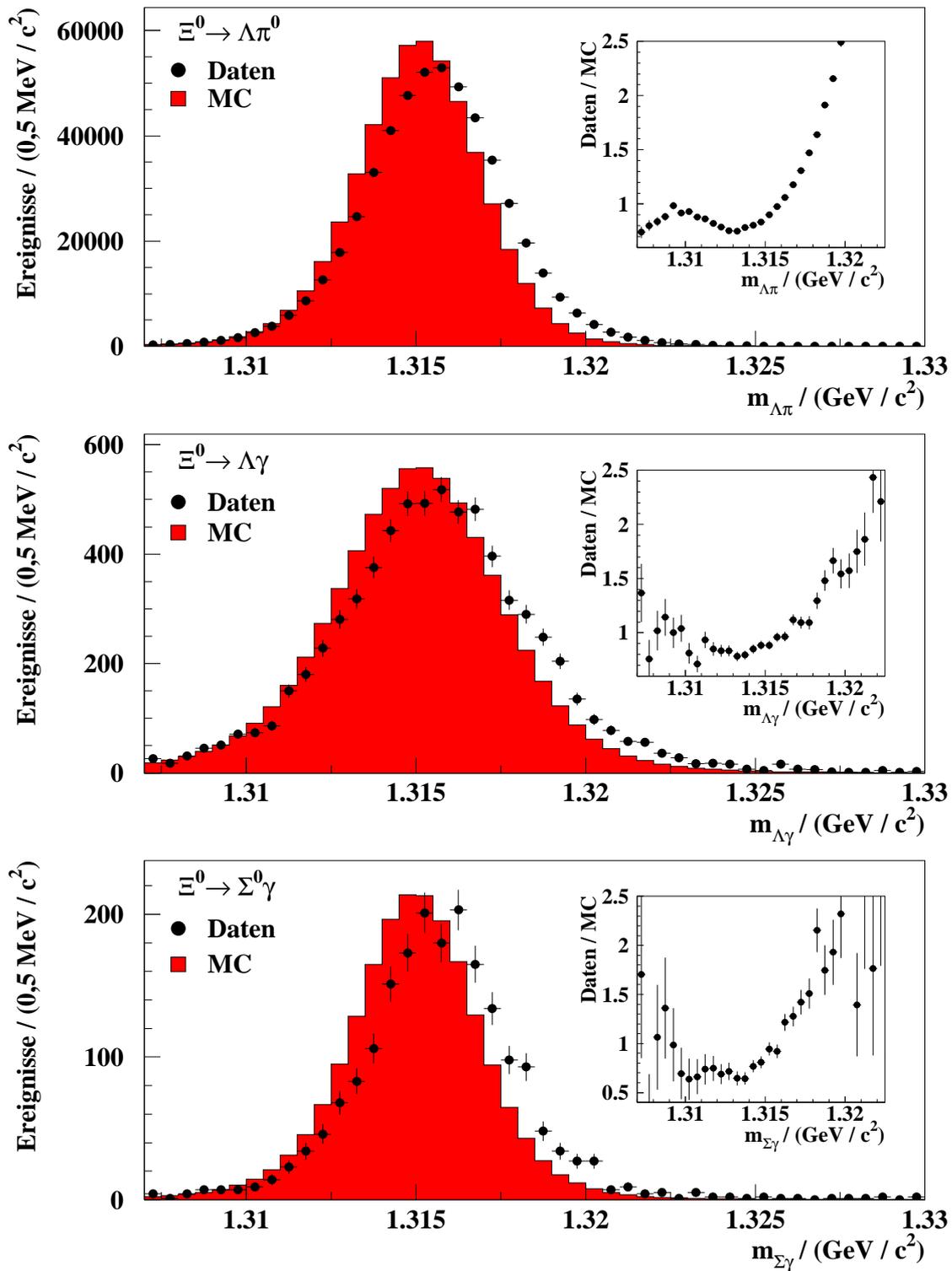


Abbildung 5.10: Verteilungen der invarianten Massen aus Λ und π^0 für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle (oben), aus Λ und Photon für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle (Mitte) und Σ^0 und Photon für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfälle (unten), jeweils aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

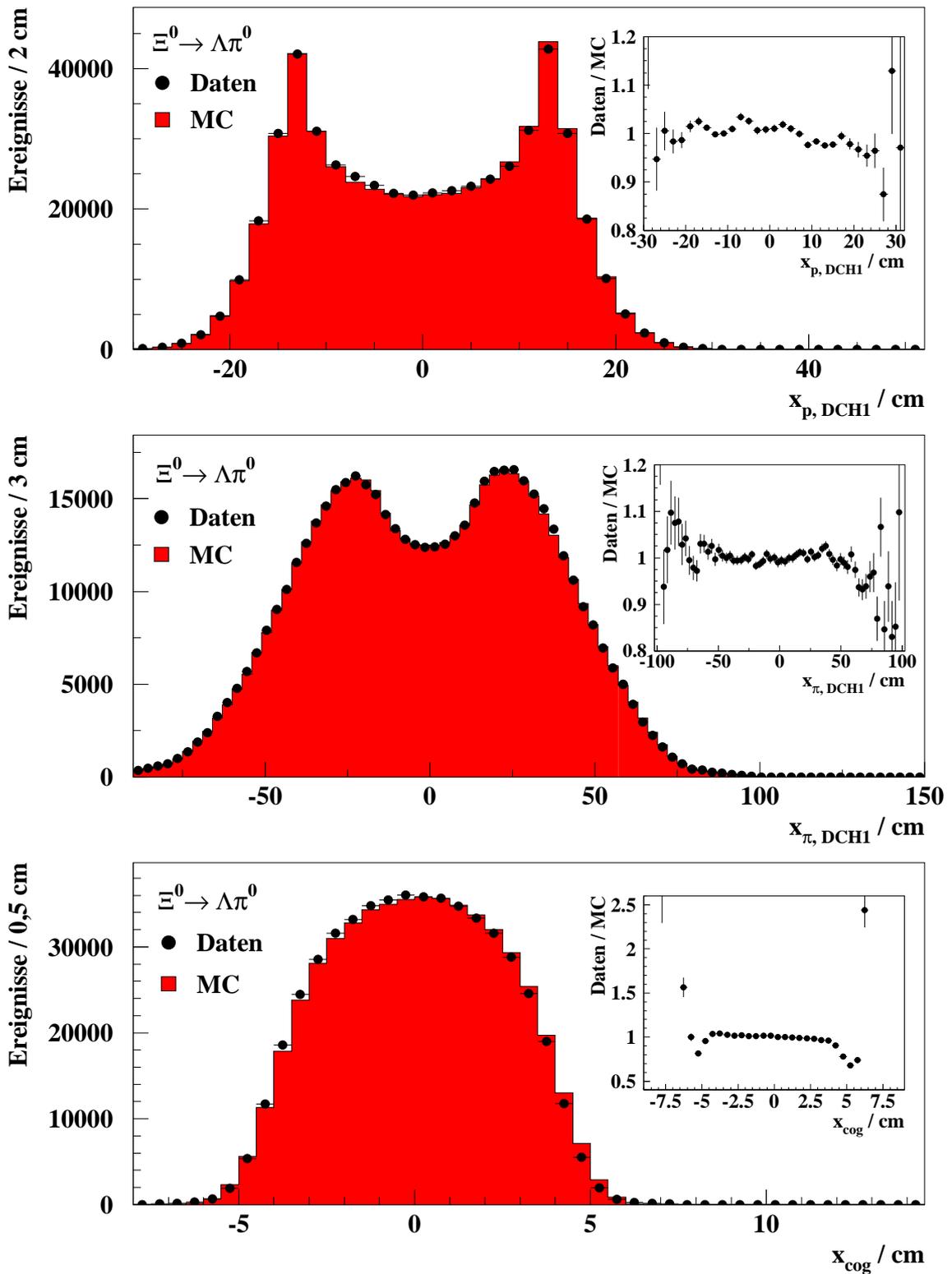


Abbildung 5.11: Verteilungen der x -Koordinaten der Protonen (oben), bzw. der Pionen (Mitte) in der ersten Driftkammer, sowie des Energieschwerpunkts im LKr (unten) für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

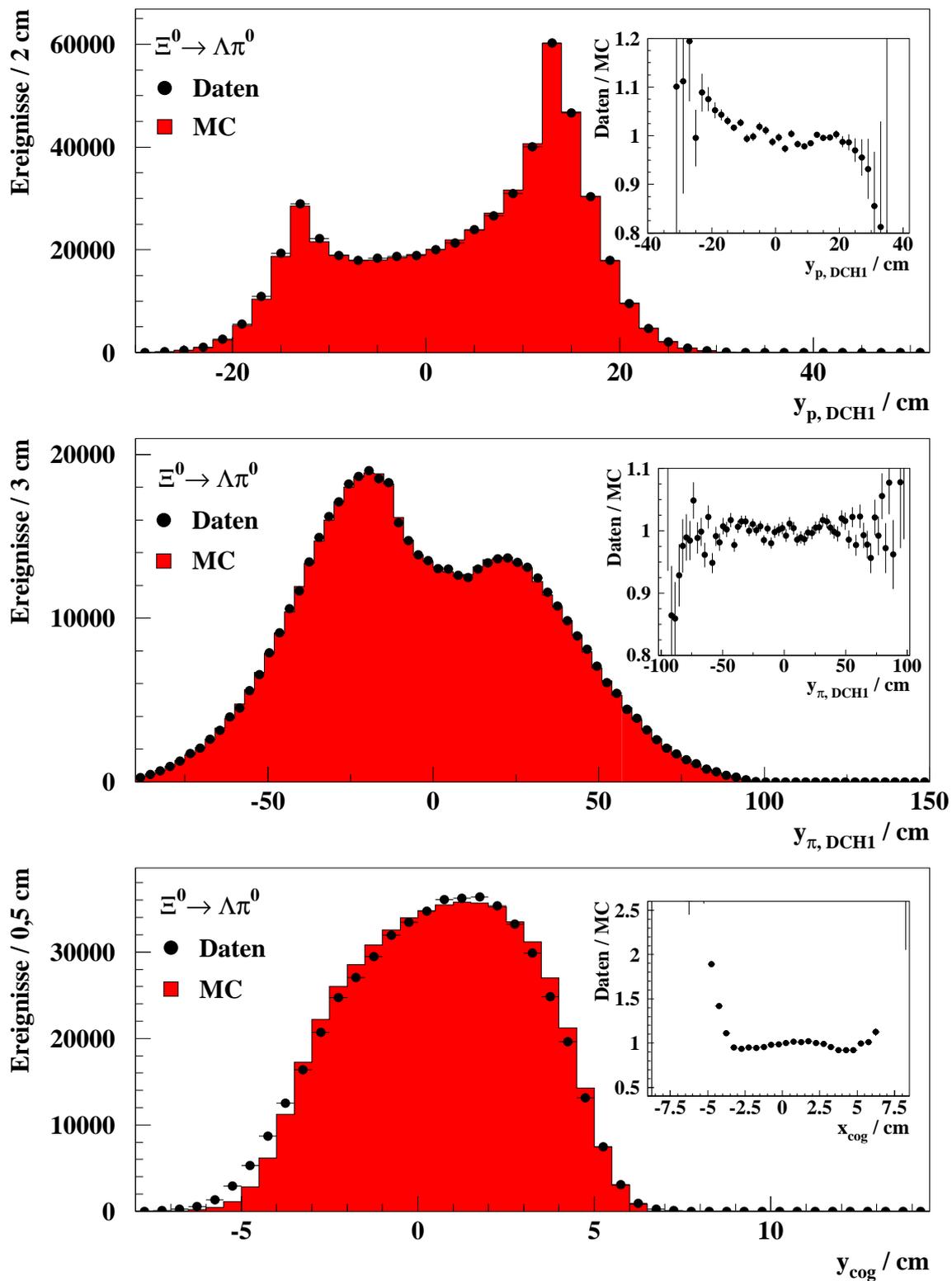


Abbildung 5.12: Verteilungen der y -Koordinaten der Protonen (oben), bzw. der Pionen (Mitte) in der ersten Driftkammer, sowie des Energieschwerpunkts im LKr (unten) für selektierte $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle aus Minimum Bias-Ereignissen und der Simulation (Bedingungen siehe Abschnitt 5.6, 2. Absatz).

6. Ereignisselektion

Ein wesentlicher Teil der Datenanalyse ist die Auswahl der Ereignisse. Die dazu angewandten Kriterien, sowie die selektierten Ereignisse mit dem verbleibenden Untergrund werden in diesem Kapitel diskutiert.

6.1. Triggerbedingungen

Eine erste Selektion der Daten wird bereits durch das Triggersystem vorgenommen. Dies kann die physikalischen Größen nur mit vorläufigen Detektorkalibratio-

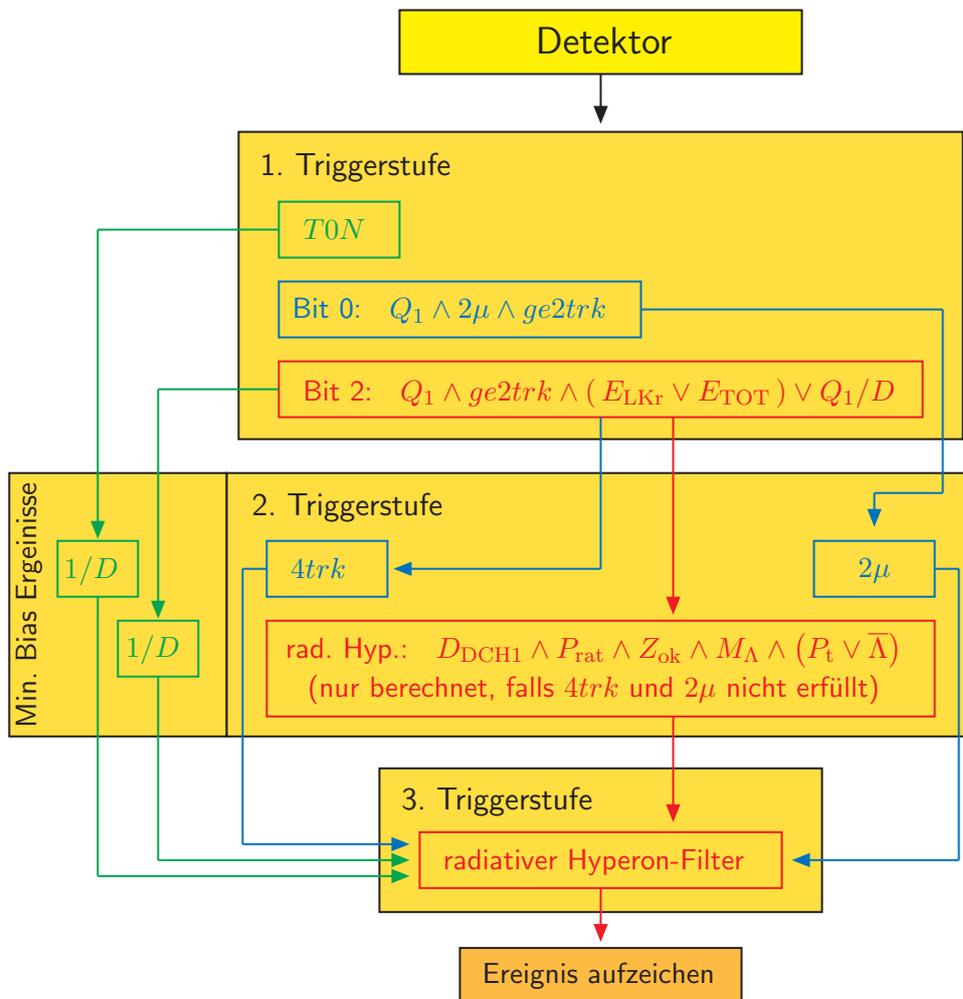


Abbildung 6.1: Schema der verwendeten Trigger: eigentlicher radiativer Hyperon-Trigger (rot), dessen short cuts (blau), Minimum Bias-Ereignisse (grün).

nen berechnen, so dass dessen Bedingungen nach der endgültigen Rekonstruktion der Daten nicht immer als scharf definierte Grenzen erscheinen. Um dennoch einen definierten Datensatz zu erhalten, sind die Forderungen des Triggersystems in der Analyse nachzubilden und geeignet zu verschärfen. So wird ebenfalls sichergestellt, dass alle Triggerbedingungen in der Simulation angewendet werden.

Für diese Analyse werden die durch den *radiativen Hyperon-Trigger* aufgezeichneten Ereignisse genutzt. Dieser Trigger setzt sich aus je einer Komponente pro Triggerstufe zusammen (Abbildung 6.1), deren Bedingungen in den Abschnitten 6.1.1 bis 6.1.3 erklärt sind. Dabei ist für die 2. Triggerstufe das Verhalten der auf Geschwindigkeit optimierten Massbox zu beachten. Sie bricht ihre Berechnungen ab, sobald das betreffende Ereignis akzeptiert wird. Dies bedeutet, dass auf Level 2-Ebene der radiative Hyperon-Trigger nicht für Ereignisse überprüft wurde, die die Bedingungen 2μ oder $4trk$ erfüllen, weshalb hier 2μ und $4trk$ als *short cuts* bezeichnet werden. Da diese Ereignisse in der dritten Triggerstufe als mögliche Kandidaten für Hyperonzerfälle behandelt wurden, werden sie hier in der Selektion mitberücksichtigt. Um die spätere Effizienzmessung zu vereinfachen wird aber für Ereignisse, die durch die Bedingung 2μ aufgezeichnet wurden, zusätzlich das Bit 2 auf Level 1-Ebene gefordert (Abbildung 6.1).

Ferner werden Minimum Bias-Ereignisse zur Effizienzmessung verwendet. Die *neutralen Minimum Bias-Ereignisse* wurden durch die Bedingung $T0N$ (Abschnitt 3.4.1), die *geladenen Minimum Bias-Ereignisse* durch das Bit 2 auf Level 1-Ebene selektiert und haben zusätzlich die dritte Triggerstufe durchlaufen (Abbildung 6.1). Entsprechend werden hier nur die Minimum Bias-Ereignisse genutzt, die vom radiativen Hyperon-Filter der dritten Triggerstufe akzeptiert wurden.

6.1.1. Level 1-Triggerbedingungen

Die erste Triggerebene dient der Vorselektion von Ereignissen mit mindestens zwei geladenen Teilchen. Die Bedingungen des radiativen Hyperon-Triggers bzw. der geladenen Minimum Bias-Ereignisse wurden dreimal geändert und sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Ausdrücke haben dabei die folgende Bedeutung:

- Q_1 : Mindestens jeweils ein Treffer in dem gleichen Quadranten der beiden Ebenen des geladenen Hodoskops in zeitlicher Koinzidenz.
- Q_1/D : Bedingung Q_1 mit einem Skalierungsfaktor von $D = 1000$ versehen.

Run-Nr.	Level 1-Triggerbedingung ¹
≤ 13781	$[Q_1 \wedge ge2trk \wedge (E_{LKr} \vee E_{TOT})] \vee Q_1/D$
13782 – 13940	$[\overline{AKL} \wedge Q_1 \wedge ge2trk \wedge (E_{LKr} \vee E_{TOT})] \vee Q_1/D$
≥ 13941	$[\overline{AKL} \wedge Q_1 \wedge gt1trk \wedge (E_{LKr} \vee E_{TOT})] \vee Q_1/D$

Tabelle 6.1: Bedingungen des Bits 2 der ersten Triggerstufe.

¹Das Symbol „ \wedge “ steht hier für ein logisches *und*, „ \vee “ für ein logisches *oder*.

- $\overline{\text{AKL}}$: Kein Treffer in den Modulen 6 und 7 der Photon-Antizähler.
- **gt1trk**: Mindestens 3 Ebenen der ersten Driftkammer mit jeweils mindestens 3 angesprochenen Drähten (entspricht mindestens zwei geladenen Teilchen bei Berücksichtigung der Drahtineffizienzen, Abschnitt 5.4.).
- **ge2trk**: Mindestens 3 Ebenen der ersten Driftkammer mit jeweils mindestens 4 angesprochenen Drähten (entspricht mindestens zwei geladenen Teilchen bei effizient arbeitenden Driftkammern.).
- E_{LKr} : Gesamtenergie im LKr von mindestens 15 GeV.
- E_{TOT} : Energie in beiden Kalorimetern von zusammen mindestens 30 GeV.

6.1.2. Level 2–Triggerbedingungen

In der zweiten Stufe des radiativen Hyperon-Triggers wurde nach Λ -Kandidaten aus Ξ^0 -Zerfällen gesucht. Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn ein Spurpaar die in Tabelle 6.2 angegebenen Bedingungen erfüllte, wobei die Bedingungen D_{DCH1} Photonkonversionen, P_{rat} vor allem $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle und P_t direkt erzeugte Λ unterdrücken sollten. Im Einzelnen bedeuten die Bedingungen:

- D_{DCH1} : Abstand der Spuren in der ersten Driftkammer ist größer als 5 cm.
- P_{rat} : Das Verhältnis der Impulse p_1 und p_2 , mit $p_1 > p_2$, ist $\frac{p_1}{p_2} > 3,5$.
- Z_{ok} : Der von den Spuren gebildete Vertex (nach Abschnitt 4.5.2) befindet sich in einem Abstand von 100 cm bis 5600 cm zum Target.
- M_Λ : Die invariante Masse $m_{p\pi}$ der Spuren zeigt, unter der Annahme eines (Anti-)Protons und eines geladenen Pions, für eine der beiden möglichen Zuordnungen eine Differenz zur nominellen Λ -Masse m_Λ von:

$$\begin{aligned} |m_{p\pi}^2 - m_\Lambda^2| &< 0,02 m_\Lambda^2 && \text{für Runs} \leq 13992, \\ |m_{p\pi}^2 - m_\Lambda^2| &< 0,014 m_\Lambda^2 && \text{für Runs} > 13993. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Run-Nr.	Level 2-Triggerbedingung
≤ 13897	$[D_{\text{DCH1}} \wedge P_{\text{rat}} \wedge Z_{\text{ok}} \wedge M_\Lambda \wedge (P_t \vee \overline{\Lambda})] \vee 2\mu \vee 4trk$
13898 – 14104	$[D_{\text{DCH1}} \wedge P_{\text{rat}} \wedge Z_{\text{ok}} \wedge [\overline{M_\Lambda} \vee (P_t \wedge M_\Lambda) \vee \overline{\Lambda}]] \vee 2\mu \vee 4trk$
14105 – 14114	$[D_{\text{DCH1}} \wedge P_{\text{rat}} \wedge Z_{\text{ok}} \wedge [\overline{M_\Lambda} \vee (P_t \wedge M_\Lambda)]] \vee 2\mu \vee 4trk$
≥ 14115	$[D_{\text{DCH1}} \wedge P_{\text{rat}} \wedge Z_{\text{ok}} \wedge [\overline{M_\Lambda} \vee (P_t \wedge M_\Lambda) \vee \overline{\Lambda}]] \vee 2\mu \vee 4trk$

Tabelle 6.2: Bedingungen des radiativen Hyperon-Triggers auf Level 2-Ebene, die der Vollständigkeit halber um die short cuts 2μ und $4trk$ erweitert wurden.

- \mathbf{P}_t : Der Impulsschwerpunkt $\vec{r}_{\Lambda, \text{DCH4}} = (x_{\Lambda, \text{DCH4}}, y_{\Lambda, \text{DCH4}})$ der beiden Spuren in der vierten Driftkammer hat einen Abstand zum Kammermittelpunkt von mehr als 8 cm. Mit den Spurimpulsen \vec{p}_1 und \vec{p}_2 sowie den Positionen in der vierten Driftkammer \vec{r}_1 und \vec{r}_2 berechnet sich der Impulsschwerpunkt gemäß

$$x_{\Lambda, \text{DCH4}} = \frac{p_{x,1} r_{x,1} + p_{x,2} r_{x,2}}{p_{x,1} + p_{x,2}}, \quad y_{\Lambda, \text{DCH4}} = \frac{p_{y,1} r_{y,1} + p_{y,2} r_{y,2}}{p_{y,1} + p_{y,2}}. \quad (6.2)$$

- $\overline{\Lambda}$: Die Bedingung M_Λ wird erfüllt, wobei der negativen Spur die Protonmasse und der positiven Spur die Pionmasse zugeordnet wurde.
- 2μ : Das Ereignis beinhaltet mindestens 2 Treffer in Myon-Veto-System.
- 4trk : Im Ereignis wurden mindestens 4 Spuren rekonstruiert.

6.1.3. Level 3–Triggerbedingungen

Der radiative Hyperon-Filter der dritten Triggerstufe wurde während der Datennahme nicht verändert. Er akzeptierte Ereignisse, die folgende Bedingungen erfüllen:

1. Es existieren mindestens zwei Spuren mit folgenden Eigenschaften:
 - Die Spuren besitzen entgegengesetzte Ladung.
 - Das Verhältnis der Impulse p_1 und p_2 , mit $p_1 > p_2$, beträgt $\frac{p_1}{p_2} > 3,5$
 - Die beiden Spuren bilden eine Vertex mit $d_{\text{cda}} < 10$ cm (Gleichung 4.10).
 - Die in den Driftkammern gemessenen Zeiten t_1 und t_2 der beiden Spuren erfüllen $|t_1 - t_2| < 25$ ns.
 - Die invariante Masse der Spuren entspricht mit der Annahme, dass es sich um ein (Anti-)Proton und ein geladenes Pion handelt, für eine der beiden möglichen Zuordnungen der Λ -Masse, d.h. $|m_{p\pi} - m_\Lambda| < 10$ MeV/ c^2 .
2. Für mindestens ein Spurpaar, das Bedingung 1 erfüllt, wird mindestens ein Schauer im LKr mit den folgenden Bedingungen als Photon identifiziert:
 - Die rekonstruierte Energie des Schauers ist größer als 2 GeV.
 - Für alle Spuren des Ereignisses muss gelten:
Die tatsächliche Position der Spur im LKr ist mindestens 5 cm von der Position des Schauers entfernt,
oder
die Spur zeigt eine Zeitdifferenz von mehr als 3 ns zum Mittelwert der Spurzeiten des in Bedingung 1 identifizierten Spurpaares.
3. Wird in Bedingung 2 genau ein Photonkandidat gefunden, so muss seine Schauerenergie größer als 10 GeV sein².

²Bei nur einem Photon wird das Ereignis nur als Kandidat für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ betrachtet, bei dem die typischen Photonenergien deutlich höher als bei $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ oder $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ sind.

6.2. Die aufgezeichneten Daten

Insgesamt wurden etwa $240 \cdot 10^6$ Ereignisse durch den radiativen Hyperon-Trigger aufgezeichnet, sowie etwa $77 \cdot 10^6$ geladene Minimum Bias-Ereignisse und $8,6 \cdot 10^6$ neutrale Minimum Bias-Ereignisse vom radiativen Hyperon-Filter des Level 3 akzeptiert. Bei der Verwendung der Daten ist allerdings folgendes zu beachten:

- Die Driftkammern lieferten bis zum Run 13488 keine verwertbaren Daten und arbeiteten in den Runs 13489 – 13740 nur sehr ineffizient, wodurch dieser Teil der Daten (etwa 0,7%) unbrauchbar ist. Ferner ist ab dem Run 14151 nochmals eine Zunahme der Ineffizienzen zu beobachten.
- Die Skalierungsfaktoren auf Triggerebene wurden mehrfach geändert (Tabelle 6.3). Sie sind für diese Messung selbst ohne Bedeutung. Fasst man allerdings

Run-Nr.	rad. Hyperon- Trigger (Level 2)	Skalierungsfaktoren		
		geladene Min. Bias- Ereignisse	neutrale Min. Bias- Ereignisse	Level 3 Autopass- Ereignisse
13740 – 13745	1	100	100	50
13746 – 13751	1	1000	100	50
13752 – 13753	10	1000	100	50
13754 – 13757	1	1000	100	50
13758	1	10	100	50
13759 – 13765	1	1000	100	50
13766 – 13776	1	1	100	50
13777 – 13783	1	70	100	50
13784	2	70	100	50
13785 – 13793	1	70	100	50
13794	2	70	100	50
13795 – 13797	2	50	100	50
13798	4	50	100	50
13799	5	50	100	50
13800 – 13852	2	50	100	50
13853 – 13857	4	20	100	50
13858 – 13936	4	25	100	50
13937	4	35	100	50
13938 – 13940	4	25	100	50
13941 – 14000	4	35	100	50
14001	4	80	100	50
14002 – 14186	4	35	100	50

Tabelle 6.3: Skalierungsfaktoren des radiativen Hyperon-Triggers und der Minimum Bias-Trigger auf Level 2-Ebene, sowie der Skalierungsfaktor der Autopass-Ereignisse (Level 3) für die Runs 13740 – 14186.

Runs mit verschiedenen Skalierungsfaktoren zusammen, so ist die korrekte Behandlung der Unsicherheiten der Triggereffizienzen ein Problem, vor allem bei Beteiligung kleiner Runs mit großen Skalierungsfaktoren.

- Von den mehrfachen Änderungen der Triggerbedingungen ist für diese Analyse die Änderung auf Level 1-Ebene von Run 13940 auf 13941 zu beachten, da sie die Level 1-Triggereffizienz deutlich verbessert (Abbildung 6.4).
- Das Magnetfeld des Spektrometers wurde zur Kontrolle systematischer Effekte wöchentlich invertiert (Tabelle 6.4). Durch die Ineffizienzen der Driftkammern und die unterschiedlichen Verteilungen der Protonen und Pionen im Spektrometer (Abbildung 5.11 und 5.12), sind unterschiedliche Effizienzen bzw. Korrekturen für beide Magnetströme zu erwarten.

Entsprechend dieser Punkte werden die Daten sowohl nach den Skalierungsfaktoren, als auch den Triggerbedingungen bzw. -effizienzen und Magnetstromorientierung getrennt analysiert, wodurch die Analyse vereinfacht wird und mögliche Einflüsse der zuletzt genannten Größen auf das Resultat direkt zu erkennen sind (Abschnitt 8.3). Abgesehen von sehr kleinen Datenperioden mit zu wenigen Ereignissen für eine vollständige Analyse, die daher nicht verwendet werden, ergeben sich

Run-Nr.	Magnetstrom	Run-Nr.	Magnetstrom
13293 – 13776	+1200 A	14013 – 14058	–1200 A
13777 – 13848	–1200 A	14059 – 14103	+1200 A
13849 – 13927	+1200 A	14104 – 14122	–1200 A
13928 – 13980	–1200 A	14123 – 14126	0 A
13981 – 14012	+1200 A	14127 – 14186	+1200 A

Tabelle 6.4: Magnetstrom des Spektrometermagneten für die Runs 13293 – 14186.

	positiver Magnetstrom	negativer Magnetstrom
1. Periode	Run 13858 – 13927 (7,9%)	Run 13795 – 13797, 13800 – 13848 (7,5%)
2. Periode	Run 13981 – 14000, 14002 – 14012, 14059 – 14103, 14127 – 14150 (33,4%)	Run 13941 – 13980, 14013 – 14058, 14104 – 14122 (35,2%)
3. Periode	Run 14151 – 14186 (16,0%)	

Tabelle 6.5: Aufteilung der für die Analyse genutzten Daten in drei Perioden sowie zwei Magnetstromrichtungen anhand ihrer Runnummern, in Klammern ist der Anteil an den insgesamt verwendeten Daten angegeben.

Datenblock ³	generierte Ereignisse			
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma,$ $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0,$ $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$
1 pos.	4.748.705	9.497.424	949.722	28.492.340
1 neg.	3.028.021	6.056.057	605.594	18.168.204
2 pos.	14.753.998	29.508.028	2.950.772	88.524.160
2 neg.	15.021.703	30.043.452	3.004.308	90.130.432
3 pos.	7.991.058	15.982.124	1.598.199	47.946.400
Summe	45.543.485	91.087.085	9.108.595	273.261.536

Tabelle 6.6: Auflistung der in den Simulationen für die verschiedenen Datenblöcke generierten Ξ^0 - bzw. Ξ^0 -Zerfälle. Für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ sowie $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ wurden jeweils die gleiche Anzahl generiert.

so fünf Datenblöcke, die in Tabelle 6.5 definiert sind. Diese umfassen etwa $223 \cdot 10^6$ vom radiativen Hyperon-Trigger aufgezeichnete Ereignisse, d.h. ca. 93% aller Daten. Ebenso sind die simulierten Ereignisse in die gleichen Blöcke zu unterteilen (Tabelle 6.6).

6.3. Die Selektionskriterien

Neben der Auswahl des Triggers sind weitere Kriterien nötig, um ein möglichst reines Sample der gesuchten Zerfälle zu erhalten. Da die Messung der Zerfallsasymmetrie auf dem Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation basiert, sind prinzipielle Unterschiede zwischen Simulation und Daten möglichst zu vermeiden (Abschnitt 6.3.1). Ferner ist die volle Funktionalität der relevanten Detektorkomponenten und des Triggers sicherzustellen (Abschnitt 6.3.2). Abschließend sind die gesuchten Ξ^0 -Zerfälle zu extrahieren (Abschnitte 6.3.3 bis 6.3.5).

6.3.1. Einschränkungen aufgrund der Simulation

Wie bereits erwähnt bestehen generelle Unterschiede zwischen Daten und Simulation im jeweiligen Fehlen der zusätzlichen zufälligen Teilchen, einer vollständigen Triggersimulation und der Zeitmessung in der Simulation (Abschnitt 5.1).

Durch die fehlenden zusätzlichen Teilchen werden Phänomene, wie der zufällige Untergrund (Abschnitt 6.4.1), vermehrtes Überlappen von Schauern im LKr oder mehrere Ξ^0 -Kandidaten in einem Ereignis, nicht in der Simulation beschrieben. Um Simulation und Daten in diesen Punkten anzupassen, werden nur Ereignisse mit genau zwei Spuren und genau einem bzw. zwei Photonkandidaten analysiert (Abbil-

³Die Datenblöcke werden jeweils mit der Nummer der Datenperiode nach Tabelle 6.5 und dem Magnetstrom („pos“ für positiven Strom, „neg“ für negativen Strom) kodiert.

dung 6.2). So werden Mehrdeutigkeiten bei der Ξ^0 -Rekonstruktion vermieden und der zufällige Untergrund deutlich verringert. Ebenso wird die Zahl der Hadronenschauer im LKr und damit die Beeinflussung der Energiemessung der Photonschauer auf ein Minimum reduziert [Imbe04]. Allerdings gehen dadurch etwa 10% der Ξ^0 -Kandidaten verloren und es entsteht eine zusätzliche Abhängigkeit der selektierten Ereignisse von der Auswahl der Photonkandidaten (Abschnitt 8.6.3). Eine Ereignisauswahl anhand einer festen Anzahl von Schauern im LKr ist nicht möglich, da Hadronen nicht immer einen detektierbaren Schauer hinterlassen (Abbildung 6.3).

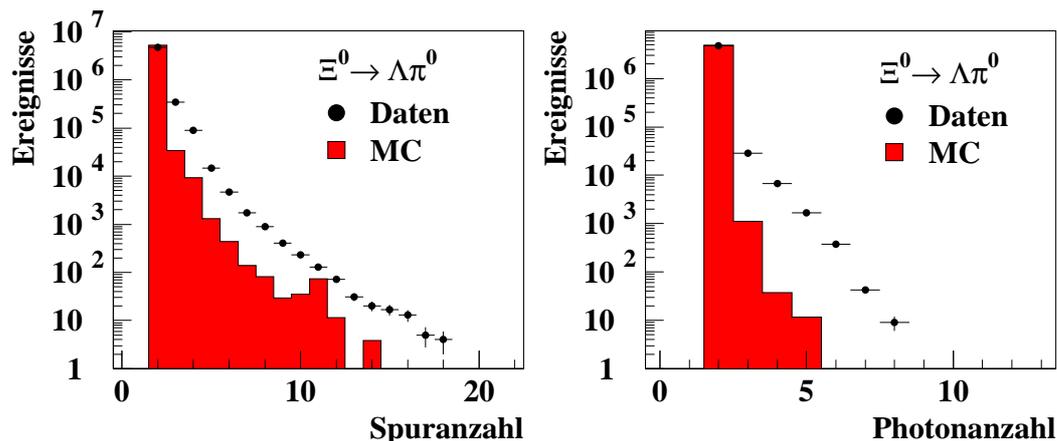


Abbildung 6.2: Anzahl der rekonstruierten Spuren und Photonkandidaten pro Ereignis mit einem selektierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten nach allen übrigen Selektionskriterien⁴. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die in den Daten gefundene Anzahl skaliert.

Die übrigen Unterschiede werden berücksichtigt, indem zum einen die Triggerentscheidung der Simulation ignoriert wird und alle Ereignisse betrachtet werden, zum anderen die auf gemessene Zeiten bezogenen Kriterien unter der Annahme Anwendung finden, dass alle simulierten Teilchen gleichzeitig registriert werden. Die so nicht beachteten Triggerineffizienzen werden nachträglich korrigiert (Abschnitt 7.2). Alle anderen Kriterien werden in Daten und Simulation gleich berücksichtigt.

6.3.2. Datenqualität und allgemeine Ereignisauswahl

Um nur Daten zu verwenden, bei denen eine weitestgehend korrekte Funktionsweise des Detektors gewährleistet ist, werden folgende Punkte beachtet:

- Bursts mit fehlenden bzw. defekten Daten einzelner Detektorkomponenten oder mit falsch ausgelesenem Magnetstrom wurden nach der Datennahme als sogenannte *bad bursts* markiert und bleiben hier unberücksichtigt.

⁴Zusätzliche Spuren entstehen in der Simulation z.B. durch Photonkonversionen und/oder Fehlrekonstruktionen (*ghost tracks*), zusätzliche Photonkandidaten z.B. durch die Fehlinterpretation eines Hadronenschauerfragmentes als eigenständiger Schauer.

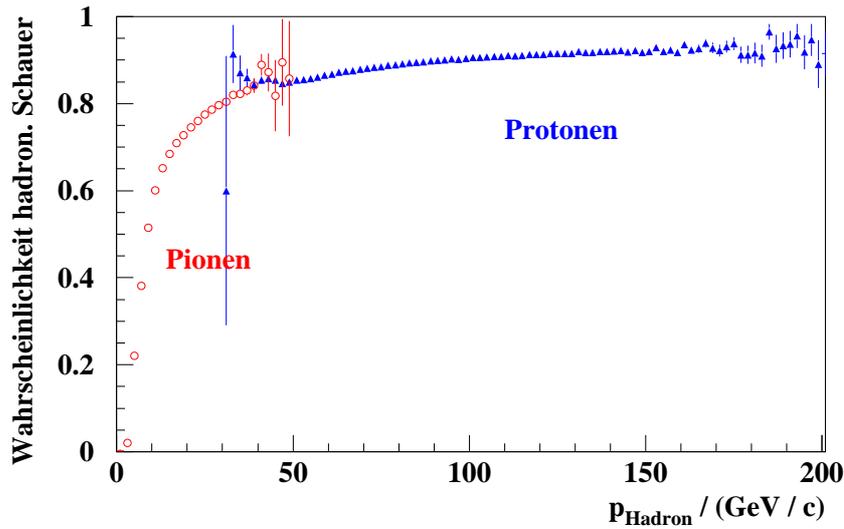


Abbildung 6.3: Verteilung der Wahrscheinlichkeit einer Hadronspur im Spektrometer einen rekonstruierten Schauer im LKr zuzuordnen zu können, bestimmt mit Proton (Dreiecke) und π^- (Kreise) der aus den Daten selektierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten (Zuordnung von Spur und Schauer: Spur in LKr-Akzeptanz (Anhang C.2), Abstand von tatsächlichem Auftreffpunkt der Spur und Schauerzentrum maximal 5 cm, Zeitdifferenz zwischen Spur und Schauer maximal 8 ns).

- Ein vermehrtes Auftreten ineffizienter Regionen in den Driftkammern führt zu einem Abfall der Level 1- bzw. Level 2-Triggereffizienzen (Abschnitt 7.2.1). Daher werden die Runs verworfen, deren mit $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ gemessenen Effizienzen weniger als 75% auf Level 1-Ebene, weniger als 70% auf Level 2-Ebene oder auf einer der beiden Ebenen mehr als 5%-Punkte gegenüber den Effizienzen der vorhergehenden und nachfolgenden Runs abweichen (Abbildung 6.4). Ebenso werden sehr kleine Runs mit weniger als 10 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten aus neutralen Minimum Bias-Ereignissen oder weniger als 15 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten aus geladenen Minimum Bias-Ereignissen nicht verwendet.
- Der Massbox steht zur Bearbeitung eines Ereignisses nur eine begrenzte Zeit zur Verfügung, wodurch bei hoher Aktivität im Spektrometer oder schnell aufeinander folgenden Ereignissen einzelne Ereignisse nur unvollständig bearbeitet werden können und so keine positive Triggerentscheidung erhalten. Diese spezielle Ineffizienz sollte zufällig auftreten und keine Korrelation mit den gesuchten Ξ^0 -Zerfälle aufweisen, weshalb sie aus den weiteren Betrachtungen eliminiert wird. Dazu werden Ereignisse mit mehr als 5 Treffern in mindestens einer Ebene der Driftkammern 1, 2 und 4 (Variable `DCHEFFmult.MBXmult` $\neq 0$), sowie Ereignisse, für deren Bearbeitung die Massbox nicht bereit war (Bit `L1on` in den *pattern units* nicht gesetzt), verworfen.
- In einzelnen Ereignissen ist eine fehlerhafte Zeitmessung für das gesamte LKr um 25 ns (= ein Takt des 40 MHz-Synchronisationssignals) zu beobachten (Ab-

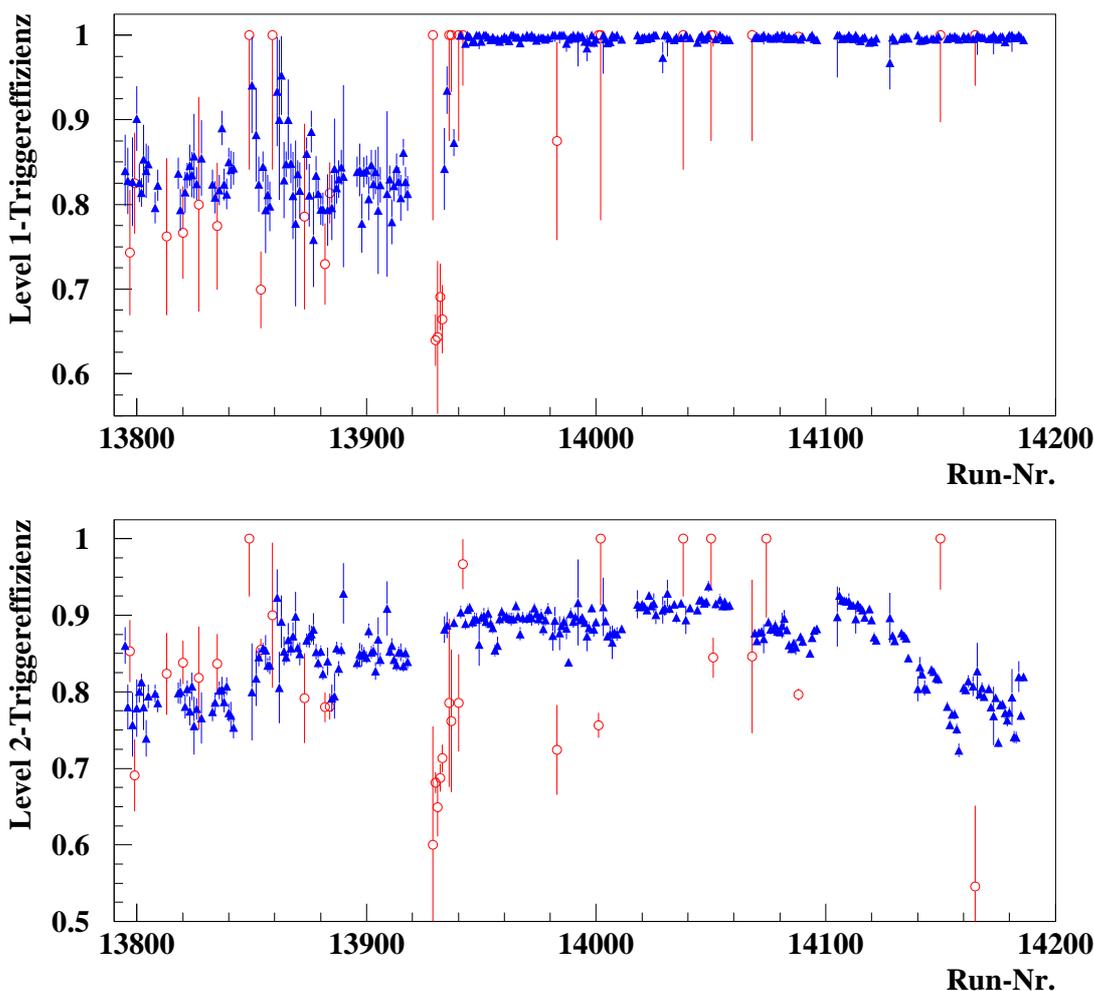


Abbildung 6.4: Aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten bestimmte Triggereffizienzen je Run, blaue Dreiecke markieren Runs, die in der Analyse verwendet werden, offene rote Kreise sind verworfene Runs (vergleiche Abschnitt 7.2.1).

bildung 6.5). Dadurch werden mögliche Ξ^0 -Kandidaten in diesen Ereignisse beim Vergleichen der Teilchenzeiten nicht als Signal sondern als zufälliger Untergrund fehlinterpretiert (Bedingung 6.12, bzw. Abschnitt 6.4.1). Um diese Fehlinterpretationen zu vermeiden, werden die Ereignisse verworfen, bei denen alle Spuren mit zugeordnetem Schauer⁵ eine Zeitdifferenz von

$$-31 \text{ ns} < t_{\text{DCH}} - t_{\text{LKr}} < -17 \text{ ns} \quad (6.3)$$

zeigen (Abbildung 6.5), wobei t_{DCH} die im Spektrometer gemessene Zeit der Spur und t_{LKr} die Zeit des Schauers im LKr ist. So lassen sich etwa 90% der betroffenen Ereignisse eliminieren, wohingegen nur etwa 0,002% der Ξ^0 -

⁵Einer Spur wird der Schauer zugeordnet (falls ein solcher existiert), der dem tatsächlichen Auftreffpunkt der Spur im LKr am nächsten und nicht weiter als 5 cm von diesem entfernt liegt.

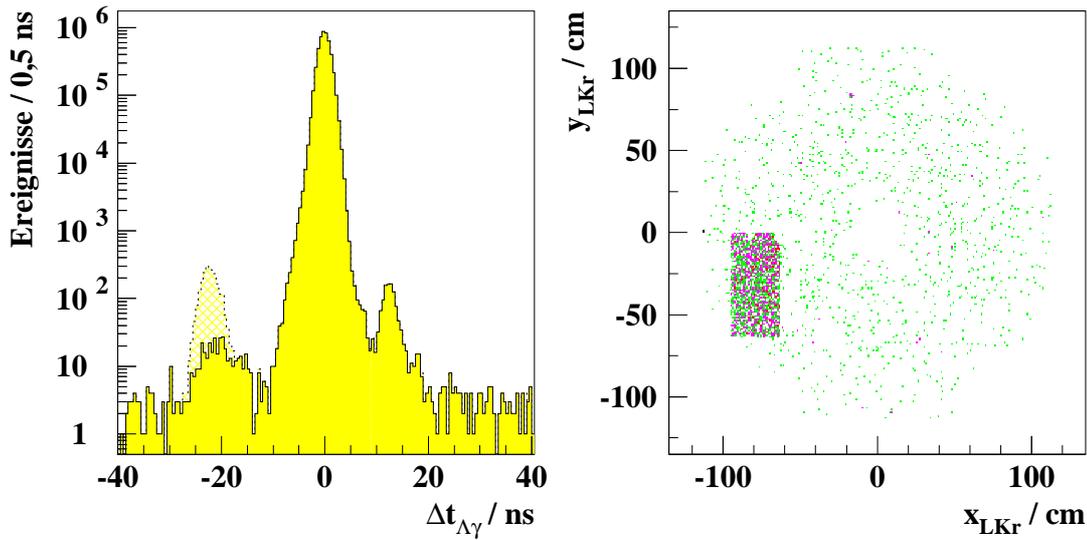


Abbildung 6.5: Verteilung der Zeitdifferenz $\Delta t_{\Lambda\gamma} = \frac{1}{2}(t_p + t_{\pi^-}) - t_\gamma$ aus den im Spektrometer gemessenen Zeiten der Protonen t_p und Pionen t_{π^-} , sowie der im LKr gemessenen Zeit eines Photons t_γ für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten nach allen übrigen Selektionskriterien, der schraffierte Anteil wird durch Bedingung 6.3 eliminiert (links), und Verteilung der Schauerpositionen im LKr für Photonen aus der linken Verteilung mit $10 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma} < 16 \text{ ns}$ (rechts).

Kandidaten verloren gehen. Neben der 25 ns-Verschiebung ist auch eine Fehlmessung im LKr von etwa -12 ns zu beobachten. Diese tritt nur in einem begrenzten Bereich des Kalorimeters auf (Abbildung 6.5) und wird vermutlich durch ein fehlerhaftes Modul der Ausselektronik verursacht. Die betroffenen Ereignisse werden hier nicht eliminiert, da sie nur in den wenigen Fällen zu identifizieren sind, in denen eine Spur das LKr in diesem Bereich trifft.

Neben der Datenqualität bezieht sich auch die Bedingung „ $E_{\text{LKR}} \vee E_{\text{TOT}}$ “ der ersten Triggerstufe (Tabelle 6.1) auf das gesamte Ereignis. Sie wird entsprechend in die Selektion übernommen, indem für die im LKr bzw. HAC rekonstruierten Gesamtenergien E_{LKR} und E_{HAC} folgende Bedingung gefordert wird:

$$(E_{\text{LKR}} > 18 \text{ GeV}) \vee (E_{\text{LKR}} + E_{\text{HAC}} > 35 \text{ GeV}). \quad (6.4)$$

6.3.3. Photonselektion

Entsprechend Abschnitt 4.6.1 werden die Schauer im LKr als Photonkandidaten selektiert, die einen Abstand von mehr als 30 cm zu den tatsächlichen Auftreffpunkten aller rekonstruierter Spuren des Ereignisses aufweisen (Abbildung 6.6). Dieser relativ große Abstand wird gewählt, um sowohl mögliche Fragmente von Hadronschauern zu eliminieren, also auch die Beeinflussung der Energiemessung durch Überlappen mit ausgedehnten Hadronschauern zu reduzieren [Imbe04]. Ebenso ist das Über-

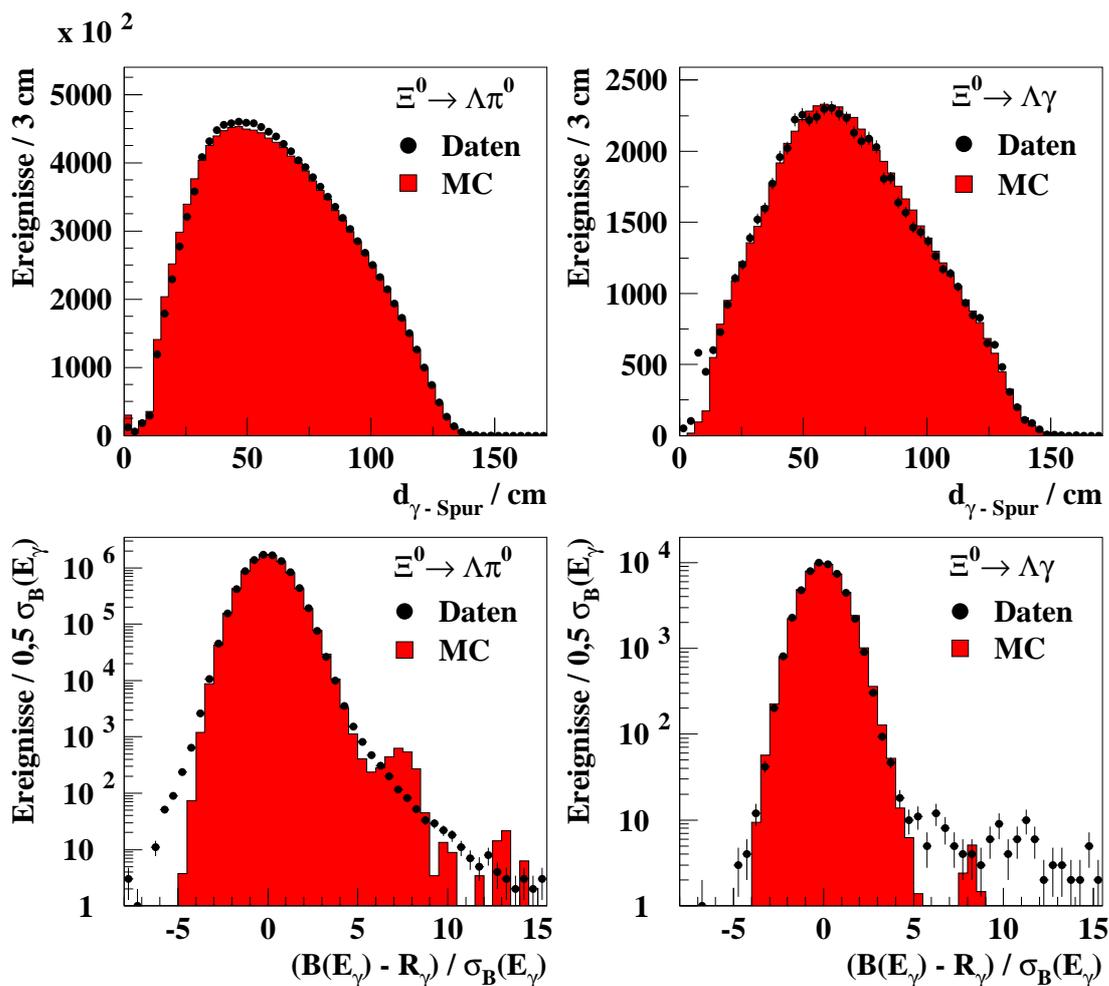


Abbildung 6.6: Verteilung des Abstandes der Photonen zur nächsten Spur (oben) sowie der Differenz zwischen gemessener Schauerbreite R_γ und angepasster mittlerer Breite $B(E_\gamma)$ in Vielfachen der angepassten Standardabweichungen $\sigma_B(E_\gamma)$ (unten) für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ - (links) und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Kandidaten (rechts) aus Daten und Simulation nach allen übrigen Selektionskriterien. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die in den Daten gefundene Anzahl skaliert.

lappen zweier Photonschauer zu vermeiden. Da diese relativ schmal sind, wird ein Mindestabstand zu jedem Schauer im LKr von nur 12 cm gefordert.

Eine weitere Möglichkeit, Hadronschauerfragmente zu verwerfen, liefert die Schauerbreite $R_\gamma = \sqrt{R_{\text{rms},x}^2 + R_{\text{rms},y}^2}$ (Gleichung 4.1), die hier innerhalb von 3,5 Standardabweichungen σ_B mit der mittleren Breite B eines Photonschauers der entsprechenden Energie E_γ übereinstimmen muss (Abbildung 6.6), d.h.

$$|B(E_\gamma) - R_\gamma| < 3,5 \sigma_B(E_\gamma). \quad (6.5)$$

Die Breite der Photonschauer wurde empirisch aus $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfällen bestimmt

(Anhang C.1) und die gefundene Energieabhängigkeit durch

$$B(E_\gamma) = a - \frac{b}{\ln\left(\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}\right)} \quad \text{und} \quad \sigma_B(E_\gamma) = \frac{c}{\left(\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}\right)^d} \quad (6.6)$$

mit den in Tabelle 6.7 gegebenen Parametern beschrieben. Leichte Abweichungen der simulierten Schauerbreiten von den Breiten in den Daten werden mit separaten Parametern a bis d für Simulation und Daten berücksichtigt.

Weiter ist zu gewährleisten, dass der wesentliche Teil des Schauers im aktiven Volumen des Kalorimeters liegt. Daher werden nur Schauer verwendet, deren Zentrum

Parameter	a/cm	b/cm	c/cm	d
Daten	2,131	0,0466	0,165	0,448
Simulation	2,100	0,0159	0,175	0,463

Tabelle 6.7: Parameter zur Beschreibung der mittleren Breite der Photonschauer.

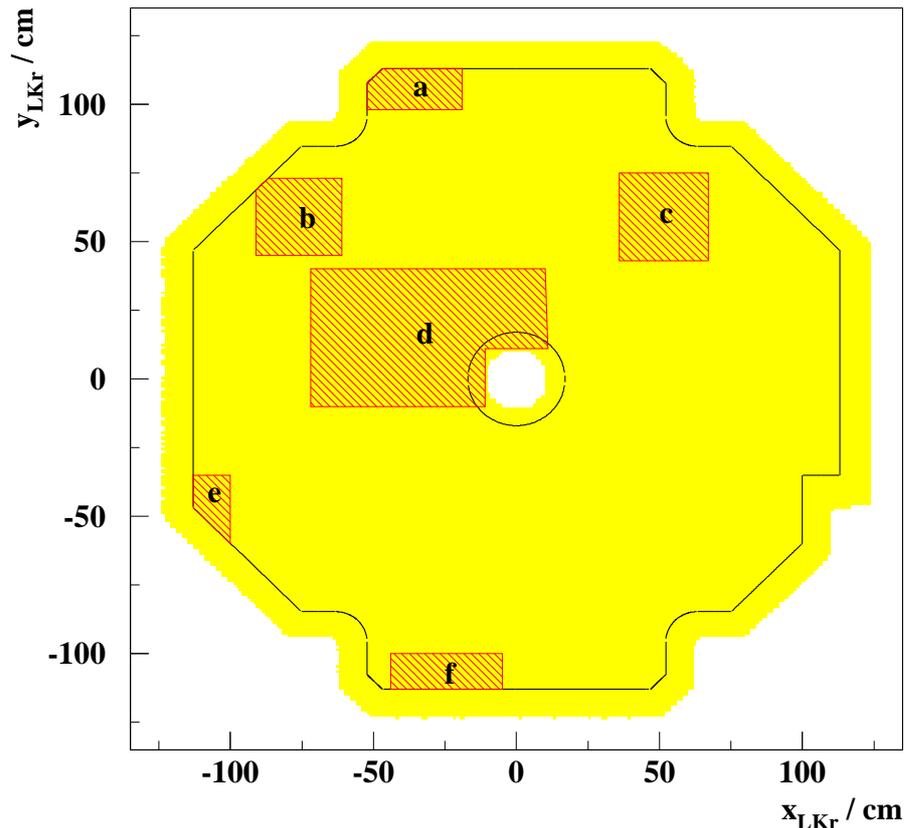


Abbildung 6.7: Akzeptanz des elektromag. Kalorimeters: Das aktive Volumen ist gelb markiert, die schwarze Linie begrenzt den allgemein akzeptierten Bereich, die rot gestreiften Felder werden für bestimmte Runs ausgeschlossen (a : Run 13793 – 13844 und 13867 – 13929, b : Run 14048 – 14054, c : Run 14048 – 14069, d : Run 13879 – 13909, e : Run 14043 – 14069, f : Run 14168 – 14173).

mindestens 10 cm vom äußeren und mindestens 5 cm vom inneren Kalorimeterrand entfernt liegt (Abbildung 6.7, mathematische Formulierung in Anhang C.2). Ebenso wird ein Mindestabstand von 3 cm zu toten Zellen gefordert. Zusätzlich werden Schauer aus Regionen, die während der Datennahme Probleme mit der Ausleseelektronik zeigten, für die jeweils betroffenen Runs ausgeschlossen.

Abschließend wird eine Mindestenergie von 2,5 GeV gefordert, um hier die Photonanzahl der Zählweise auf Triggerebene anzupassen (Abschnitt 6.1.3). Zusätzlich werden so weniger Ereignisse aufgrund kleinerer Hadronschauerfragmente, die weiter als 30 cm von der Spur entfernt sind, verworfen, da im Weiteren nur die Mindestanzahl an Photonkandidaten zugelassen wird.

6.3.4. Λ -Selektion

Wie bereits beschrieben, erfordert die Selektion der Λ -Kandidaten⁶ mittels des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ zwei Spuren im Spektrometer mit entgegengesetzter Ladung. Da die Driftkammern nahe dem Strahlrohr nur sehr ineffizient arbeiten, werden hier nur Spuren mit einem radialen Abstand $r_{\text{DCH}} = \sqrt{x_{\text{DCH}}^2 + y_{\text{DCH}}^2}$ von mehr als 12,5 cm vom Mittelpunkt der ersten und vierten Kammer betrachtet (Abbildung 6.8). Die zweite und dritte Kammer werden nicht überprüft, da der Abstand r_{DCH} von der ersten zur zweiten Kammer im Allgemeinen wächst und ein Spurpunkt in der dritten Kammer nicht zwingend erforderlich ist. Eine Begrenzung nach außen wird bereits durch die Rekonstruktionssoftware vorgenommen.

Weiterhin sind die hier relevanten Triggerbedingungen zu übernehmen. Gemäß den Bedingungen D_{DCH1} , P_{rat} und P_{t} (Abschnitt 6.1.2) wird hier ein Mindestabstand zwischen beiden Spuren in der ersten Driftkammer von 10 cm und für beide Impulse ein deutlicher Unterschied von

$$\frac{p_p}{p_{\pi^-}} > 3,8 \quad (6.7)$$

gefordert. Des weiteren wird für den Impulsschwerpunkt der Λ -Kandidaten, aber nicht der $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten, mit $x_{\Lambda, \text{DCH4}}$ und $y_{\Lambda, \text{DCH4}}$ gemäß Gleichung 6.2,

$$r_{\Lambda, \text{DCH4}} := \sqrt{x_{\Lambda, \text{DCH4}}^2 + y_{\Lambda, \text{DCH4}}^2} > 9,0 \text{ cm} \quad (6.8)$$

verlangt (Abbildung 6.8). Durch das Fehlen des Terms „ $\vee \bar{\Lambda}$ “ in der zweiten Triggerstufe für die Runs 14105 bis 14114 (Tabelle 6.2) wird die Bedingung P_{t} in diesen Runs auch für $\bar{\Lambda}$ gefordert. Damit ein einheitlich getriggertes Datensatz vorliegt, werden alle $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten aus diesen 10 Runs verworfen.

Durch die Triggerbedingung \overline{AKL} sind nur Ereignisse zu selektieren, die kein Signal in den Photon-Antizählern in Koinzidenz mit den Λ - bzw. Ξ^0 -Kandidaten aufweisen. So werden Ereignisse, in denen Zerfallsprodukte den Detektor außen passiert haben, unterdrückt. Die in den Driftkammern gemessenen Zeiten der Spuren

⁶Sofern nicht explizit zwischen Teilchen (Λ , Σ^0 , Ξ^0) und Antiteilchen ($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Sigma}^0$, $\bar{\Xi}^0$) unterschieden wird, sind auch hier stets beide gemeint.

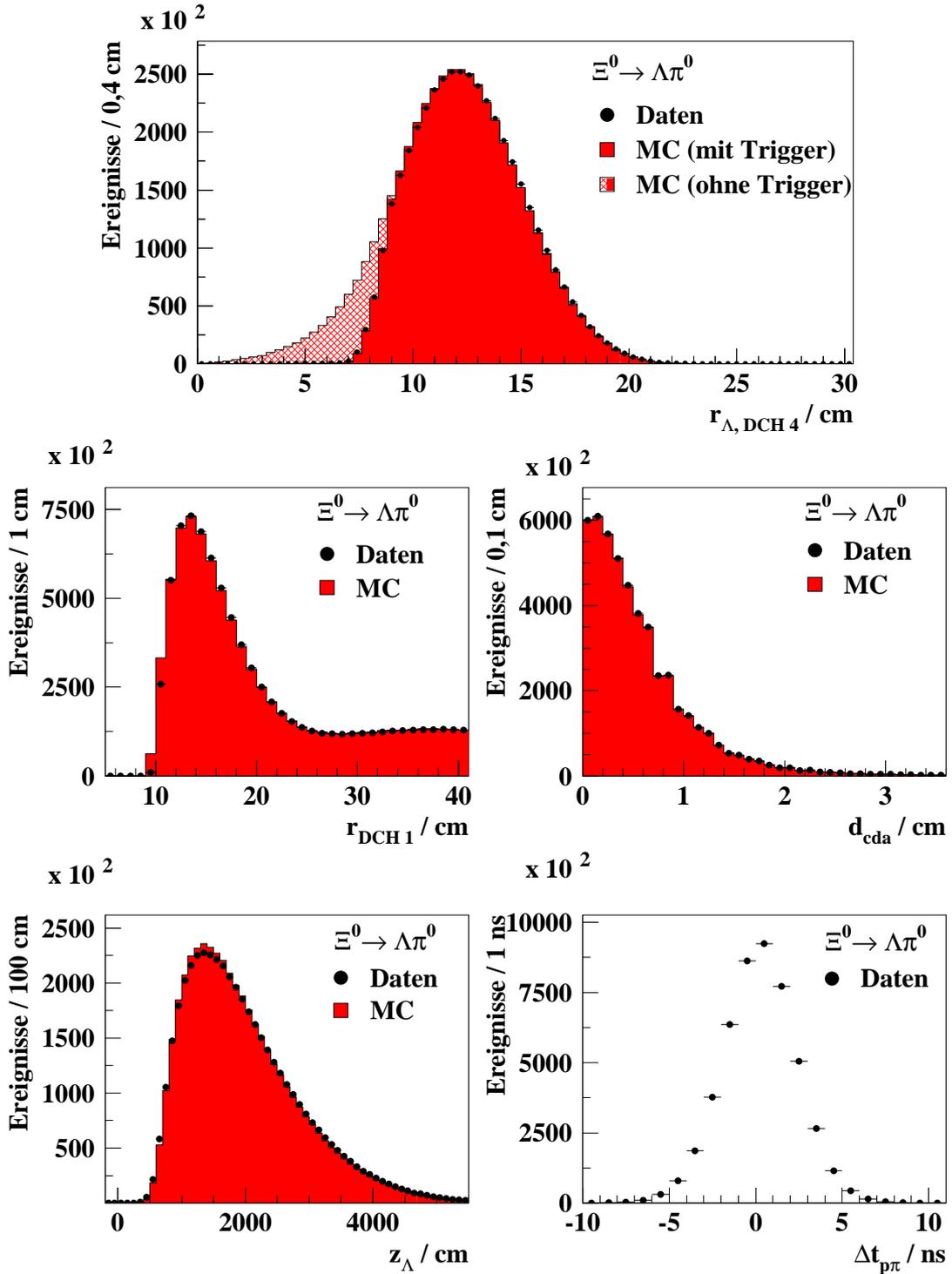


Abbildung 6.8: Verteilungen des Auftreffpunkts $r_{\Lambda, DCH4}$ der Λ in Driftkammer 4 (oben, der schraffierte Anteil wird durch den Trigger verworfen), des radialen Abstands r_{DCH1} der Spuren in Driftkammer 1 (Mitte links), des Spurbstandes d_{cda} am Vertex (Mitte rechts), der z -Koordinate des Λ -Vertex (unten links) und der Zeitdifferenz $\Delta t_{p\pi^-}$ der Spuren (unten rechts) aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten (Daten und Simulation) nach allen \u00fcbrigen Selektionskriterien. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die in den Daten gefundene Anzahl skaliert.

t_p bzw. t_{π^-} und die Zeit der Signale in den Antizählern t_{AKL} haben somit

$$|t_{AKL} - \frac{1}{2}(t_p + t_{\pi^-})| > 5,0 \text{ ns} \quad (6.9)$$

zu erfüllen. Die Wahl eines nur 5 ns großen Zeitfensters zur Realisierung der Koinkidenz, anstatt des 25 ns-Zeitfensters auf Triggerebene, ergibt sich aus der guten Zeitauflösung des Detektors und der Tatsache, dass Teilchen, die nicht in echter Koinkidenz mit den Λ -Kandidaten in den Antizählern auftreten, zufällig verteilt sind und daher keinen Einfluss auf die Messung zeigen.

Um sicherzustellen, dass beide Spuren aus demselben Zerfall stammen, haben sie einen guten Vertex zu bilden, d.h. ihr Abstand d_{cda} am Vertex muss kleiner als 2,5 cm sein und die z -Koordinate des Vertex muss in der Zerfallsregion mit $4,5 \text{ m} < z_{\Lambda} < 44,0 \text{ m}$ liegen. Zusätzlich wird verlangt, dass sie gleichzeitig von den Driftkammern registriert wurden (Abbildung 6.8):

$$|\Delta t_{p\pi^-}| = |t_p - t_{\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}. \quad (6.10)$$

Da weder Elektronen noch Myonen im gesuchten Zerfall auftreten, werden Spuren mit deren Signaturen verworfen, um semileptonische Zerfälle zu unterdrücken. Als Myonen gilt hier eine Spur, wenn in allen drei Ebenen der Myon-Antizähler jeweils ein Signal vorliegt, dass innerhalb von 4 ns zur Spurzeit von dem Szintillatorstreifen, in dem der tatsächliche Auftreffpunkt der Spur liegt, oder von einem direkt benachbarten Streifen registriert wurde. Elektronen werden dagegen durch das Verhältnis der Energie E des zur Spur zugehörigen Schauers im LKr (Fußnote 5, Seite 96) und dem Spurimpuls p von $E/p \approx 1c$ identifiziert. Somit werden hier nur Spuren mit $E/p < 0,93c$ verwendet. Des Weiteren wird ein Mindestimpuls von $5 \text{ GeV}/c$ für Pionen und $34 \text{ GeV}/c$ für Protonen (Abbildungen 5.6 bis 5.8), sowie eine obere Schranke gegen fehlrekonstruierte Spuren von $300 \text{ GeV}/c$ gefordert. Abschließend hat die invariante Masse unter der Annahme der Proton- und Pionmasse innerhalb der Massenauflösung mit etwa 3σ der nominellen Λ -Masse zu entsprechen, d.h.

$$1,1128 \text{ GeV}/c^2 < m_{p\pi} < 1,1185 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.11)$$

6.3.5. Ξ^0 -Selektion

Die gefundenen Λ - und Photonkandidaten werden nachfolgend zu den gesuchten Ξ^0 -Zerfälle kombiniert. Deren ähnliche Signaturen erlauben es, die meisten Selektionskriterien gleich zu wählen, lediglich die unterschiedlichen Massen der Zwischenprodukte und spezielle Untergrundkomponenten werden getrennt behandelt.

Gemeinsame Kriterien der Ξ^0 -Zerfälle

Die zu kombinierenden Λ - und Photonkandidaten müssen, um aus demselben Zerfall stammen zu können, in zeitlicher Koinkidenz vorliegen, d.h. die Zeit des Λ $t_{\Lambda} := \frac{1}{2}(t_p + t_{\pi^-})$ und die Zeit jedes Photons t_{γ} haben

$$|\Delta t_{\Lambda\gamma}| = |t_{\Lambda} - t_{\gamma}| = \left| \frac{1}{2}(t_p + t_{\pi^-}) - t_{\gamma} \right| < 3,5 \text{ ns} \quad (6.12)$$

zu erfüllen (Abbildung 6.5). Ebenso ist für den Ξ^0 -Vertex zu verlangen, dass er innerhalb des Zerfallsvolumens und vor dem Λ -Vertex liegt. Dabei ist allerdings die Auflösung zu berücksichtigen, so dass für seine z -Koordinate die Bedingungen

$$z_{\Xi^0} > 2,0 \text{ m} \quad \text{und} \quad z_{\Lambda} - z_{\Xi^0} > -4,0 \text{ m} \quad (6.13)$$

gefordert werden (Abbildungen 5.1 und 6.9). Ferner werden nur Ξ^0 -Kandidaten berücksichtigt, die sich innerhalb des Ξ^0 -Strahls bewegen (Abschnitt 5.3), d.h. es werden nur Kombinationen mit einem Energieschwerpunkt im LKr (Gleichung 4.16), der $|\vec{r}_{\text{cog}}| < 6 \text{ cm}$ erfüllt, betrachtet. Der Ξ^0 -Gesamtimpuls wird auf den Bereich mit relativ hoher Akzeptanz eingeschränkt, der gut durch die Simulation beschrieben wird (Abbildung 5.1). Dieser Impulsbereich unterscheidet sich für Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$:

$$\begin{aligned} 70 \text{ GeV}/c < |\vec{p}_{\Xi^0}| < 220 \text{ GeV}/c & \quad \text{für } \Xi^0\text{-Kandidaten,} \\ 60 \text{ GeV}/c < |\vec{p}_{\bar{\Xi}^0}| < 200 \text{ GeV}/c & \quad \text{für } \bar{\Xi}^0\text{-Kandidaten.} \end{aligned} \quad (6.14)$$

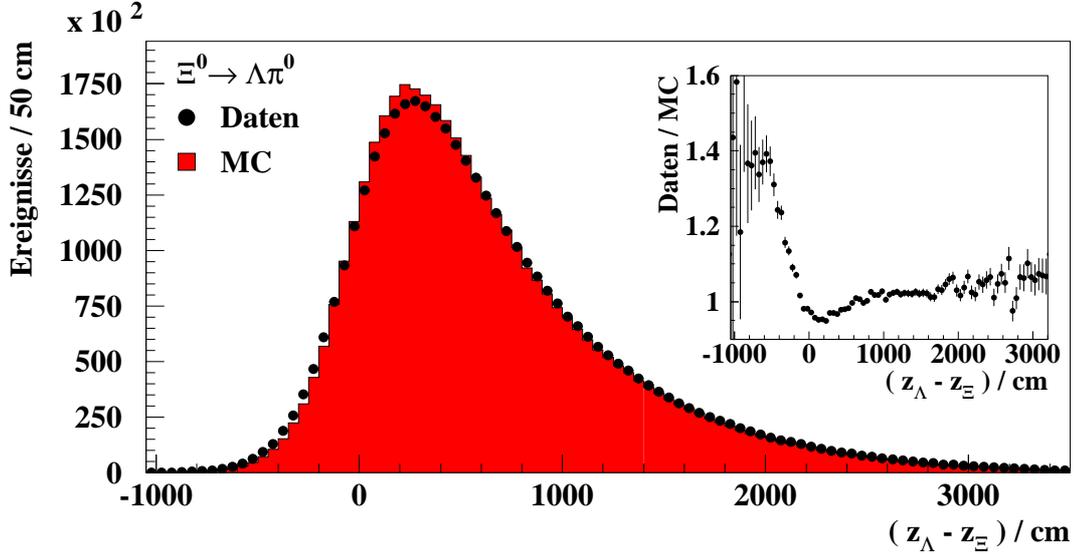


Abbildung 6.9: Differenz zwischen Λ - und Ξ^0 -Vertex ($z_{\Lambda} - z_{\Xi^0}$) für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Kandidaten aus Daten und Simulation nach allen übrigen Selektionskriterien. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die in den Daten gefundene Anzahl skaliert.

Spezielle Kriterien für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$

Zur Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ werden nur Ereignisse mit genau einem Photonkandidaten genutzt. Er zeichnet sich gegenüber den beiden anderen Ξ^0 -Zerfällen durch eine deutlich größere Photonenergie aus, weshalb hier eine Photonenergie E_{γ} von mindestens 15 GeV gefordert wird (Abbildung 5.7). Neben den gesuchten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfällen werden so auch einige $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ -Zerfälle selektiert (Abbildung 6.10). Letztere lassen sich mit Hilfe der invarianten Masse $m_{\pi^+\pi^-\gamma}$,

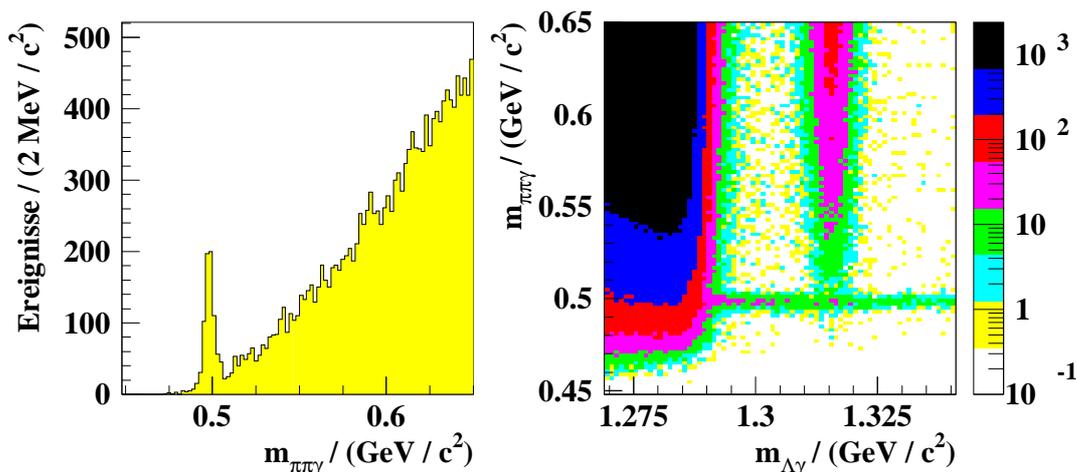


Abbildung 6.10: Verteilung der invarianten Masse $m_{\pi^+\pi^-\gamma}$ unter der Annahme des Zerfalls $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ (mit $1,307 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\gamma} < 1,324 \text{ GeV}/c^2$, links), sowie $m_{\pi^+\pi^-\gamma}$ als Funktion von $m_{\Lambda\gamma}$ (rechts) der aus den Daten selektierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Kandidaten nach allen übrigen Selektionskriterien.

die unter der Annahme dieses K_S -Zerfall berechnet wird, durch die Bedingung

$$m_{\pi^+\pi^-\gamma} \notin [0,491 \text{ GeV}/c^2; 0,505 \text{ GeV}/c^2] \quad (6.15)$$

eliminieren. Dabei berücksichtigt der ausgeschlossene Massenbereich, dass hier vor allem schlecht rekonstruierte K_S -Zerfälle mit einer gegenüber der nominellen K_S -Masse um etwa $4 \text{ MeV}/c^2$ höhere invariante Masse selektiert werden. Die Ξ^0 -Kandidaten werden schließlich durch die invariante Masse $m_{\Lambda\gamma}$ aus Λ und Photon mit

$$1,307 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\gamma} < 1,324 \text{ GeV}/c^2 \quad (6.16)$$

selektiert, wobei dieses Intervall, wie auch die weiteren, einem Bereich von $\pm 3,5\sigma$ der Massenaufösung um den Massenmittelwert der Daten entspricht. Insgesamt werden so 52.477 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ - und 4.735 $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Kandidaten aus den Daten selektiert (Tabelle 6.13).

Spezielle Kriterien für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$

Die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ erfordert Ereignisse mit zwei Photonkandidaten. Da ein Teil der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle als $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ fehlidentifiziert werden kann, sind hier aufgrund des kleinen Verzweungsverhältnisses von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ ($\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) \approx 300 \cdot \text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma)$) mögliche $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle zu verwerfen⁷ (Abbildung 6.11). Es werden somit nur Ereignisse betrachtet, bei denen die invariante Masse der beiden Photonen nicht der nominellen π^0 -Masse entspricht, d.h.

$$m_{\gamma\gamma} \notin [0,113 \text{ GeV}/c^2; 0,157 \text{ GeV}/c^2]. \quad (6.17)$$

⁷Ebenso können $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfälle als $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ fehlidentifiziert werden, ihr Anteil beträgt dort aber nur etwa 0,05% und wird als Untergrund berücksichtigt.

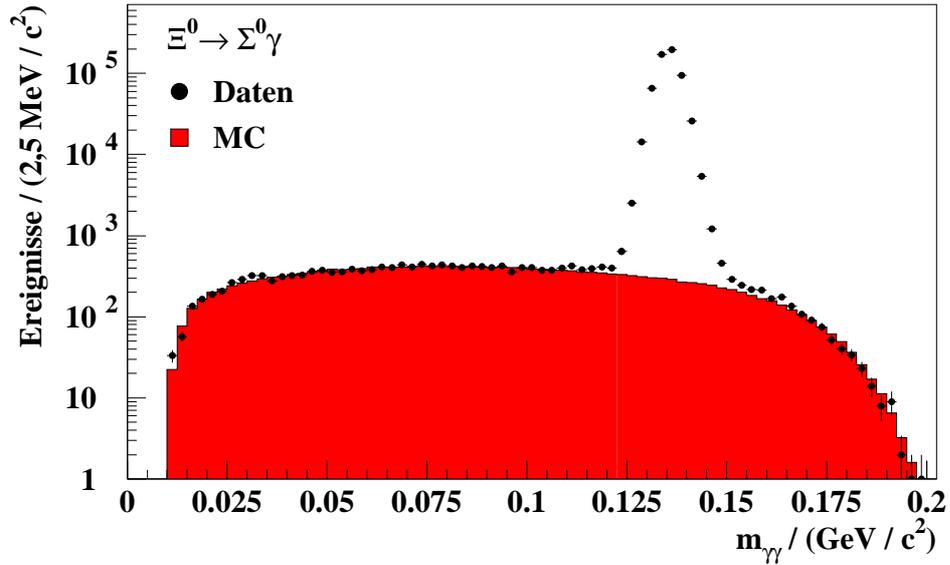


Abbildung 6.11: Verteilung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ beider Photonen der selektierten $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Kandidaten aus Daten und Simulation nach allen \u00fcbrigen Selektionskriterien. Die Anzahl der simulierten Ereignisse mit $m_{\gamma\gamma} < 0,1 \text{ GeV}/c^2$ wurde auf die in den Daten gefundene Anzahl skaliert.

Der ausgeschlossene Bereich um die π^0 -Masse entspricht etwa 6σ der π^0 -Massenauf\u00f6sung, um auch nicht-gau\u00df\u00f6rmige Ausl\u00e4ufer der Massenverteilung zu verwerfen. Ferner hat die invariante Masse einer Kombination aus Λ - und Photonkandidat mit der nominellen Σ^0 -Masse \u00fcbereinzustimmen (Abschnitt 4.6.3):

$$1,187 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\gamma} < 1,199 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.18)$$

Als untere Grenzen der Photonenergien werden hier $E_{\gamma(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma)} > 10 \text{ GeV}$ f\u00fcr das Photon aus dem Ξ^0 -Zerfall und $E_{\gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma)} > 7 \text{ GeV}$ f\u00fcr das Photon aus dem Σ^0 -Zerfall gefordert. Abschlie\u00dfend haben das rekonstruierte Σ^0 und das zweite Photon im Rahmen der Aufl\u00f6sung die nominelle Ξ^0 -Masse zu bilden:

$$1,309 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Sigma^0 \gamma} < 1,322 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.19)$$

Mit diesen Kriterien enthalten die Daten insgesamt 15.362 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ - und 1.348 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Kandidaten (Tabelle 6.13)

Spezielle Kriterien f\u00fcr den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$

Auch f\u00fcr den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ werden zwei Photonkandidaten ben\u00f6tigt. Ihre Energie ist hier vergleichsweise gering, so dass f\u00fcr beide Photonen nur eine Mindestenergie von 5 GeV verlangt wird (Abbildung 5.6), um eine sichere Energiemessung zu gew\u00e4hrleisten. Die Identifizierung der Ξ^0 -Kandidaten erfolgt zum einen durch die invariante Masse der beiden Photonen, die der nominellen π^0 -Masse entsprechen

muss, d.h.

$$0,1255 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 0,1455 \text{ GeV}/c^2, \quad (6.20)$$

zum anderen durch die invariante Masse aus Λ und π^0 , für die die nominelle Ξ^0 -Masse gefordert wird, also

$$1,309 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\pi^0} < 1,322 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.21)$$

So werden im gesamten Datensatz 4.011.405 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ - sowie 393.380 $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Kandidaten selektiert (Tabelle 6.13).

Eine Zusammenfassung der einzelnen Kriterien ist in Tabelle 6.14 (Seite 118) zu finden, ferner gibt die Tabelle 6.13 (Seite 116) einen detaillierteren Überblick über die in den Daten und jeweiligen Simulationen gefundenen Ξ^0 - bzw. Ξ^0 -Kandidaten.

6.4. Abschätzung des Untergrunds

Die so selektierten Ξ^0 -Kandidaten beinhalten auch einige Ereignisse, die nicht aus einem entsprechenden Ξ^0 -Zerfall stammen, den sogenannten *Untergrund*. Er besteht hier aus *zufälligen Teilchenkombinationen* und *fehlidentifizierten Zerfällen*:

6.4.1. Zufällige Teilchenkombinationen

Als *zufällige Teilchenkombinationen* oder *zufälliger Untergrund* werden Ξ^0 -Kandidaten bezeichnet, deren „Zerfallsprodukte“ aus unterschiedlichen nicht korrelierten Quellen stammen und nur zufällig gleichzeitig registriert wurden. Ihr Anteil kann direkt aus den Daten bestimmt werden, indem Kandidaten mit von Null verschiedenen Zeitdifferenzen $\Delta t_{p\pi^-}$ zwischen Proton und π^- bzw. $\Delta t_{\Lambda\gamma}$ zwischen Λ und

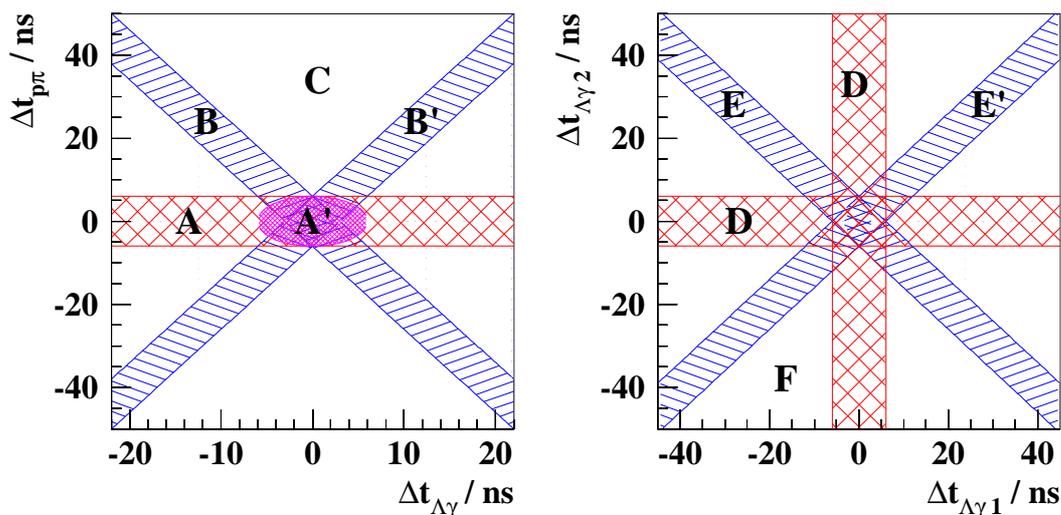


Abbildung 6.12: Schematische Verteilung der zufälligen Teilchenkombinationen in der $\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma}$ -Ebene (links) und in der $\Delta t_{\Lambda\gamma_1} - \Delta t_{\Lambda\gamma_2}$ -Ebene (rechts). Mit „C“ bzw. „F“ ist jeweils die gesamte Ebene gemeint (vergleiche Tabelle 6.8).

zufällige Teilchenkombination	bevölkerter Bereich in Ebene	
	$\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma}$	$\Delta t_{\Lambda\gamma_1} - \Delta t_{\Lambda\gamma_2}$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$:		
$\{p\pi^-\} + \{\gamma\}$	A	
$\{p\gamma\} + \{\pi^-\}$	B	
$\{\pi^-\gamma\} + \{p\}$	B'	
$\{p\} + \{\pi^-\} + \{\gamma\}$	C	
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$:		
$\{p\pi^-\gamma\} + \{\gamma\}$	A' + A	D
$\{p\pi^-\} + \{\gamma\gamma\}$	A	E'
$\{p\pi^-\} + \{\gamma\} + \{\gamma\}$	A	F
$\{p\gamma\gamma\} + \{\pi^-\}$	B	E'
$\{\pi^-\gamma\gamma\} + \{p\}$	B'	E'
$\{p\gamma\} + \{\pi^-\gamma\}$	B + B'	E
$\{p\gamma\} + \{\pi^-\} + \{\gamma\}$	B + C	F
$\{\pi^-\gamma\} + \{p\} + \{\gamma\}$	B' + C	F
$\{p\} + \{\pi^-\} + \{\gamma\gamma\}$	C	E'
$\{p\} + \{\pi^-\} + \{\gamma\} + \{\gamma\}$	C	F

Tabelle 6.8: Alle zufällige Teilchenkombinationen und ihre Verteilungen in der $\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma}$ - und $\Delta t_{\Lambda\gamma_1} - \Delta t_{\Lambda\gamma_2}$ -Ebene (Abbildung 6.12). Die Teilchen aus derselben Quelle (Zerfall) sind jeweils in geschweiften Klammern zusammengefasst.

Photonen (Gleichung 6.10 bzw. 6.12) selektiert werden, um damit die Anzahl der zufälligen Kombinationen in der Signalregion zu extrapolieren.

Die Tabelle 6.8 gibt die jeweils möglichen zufälligen Teilchenkombinationen mit ihrer schematischen Verteilung in der $\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma}$ -Ebene bzw. $\Delta t_{\Lambda\gamma_1} - \Delta t_{\Lambda\gamma_2}$ -Ebene entsprechend Abbildung 6.12 an. Für die Zerfälle mit zwei Photonen ist die Zuordnung von „ γ_1 “ und „ γ_2 “ beliebig, und es werden beide Zeitdifferenzen $\Delta t_{\Lambda\gamma}$ in die $\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma}$ -Ebene eingetragen. Der Vergleich der schematischen Verteilungen mit denen der Daten (Abbildung 6.13) zeigt, dass der in den Daten vorliegende zufällige Untergrund nur aus zufälligen Koinzidenzen eines Λ (d.h. Proton, π^- und eventuell ein Photon aus derselben Quelle) mit einem bzw. zwei Photonen besteht. Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ könnten einige Ereignisse auch als zufällige Kombination $\{p\gamma\gamma\} + \{\pi^-\}$ oder $\{\pi^-\gamma\gamma\} + \{p\}$ interpretiert werden. Da aber kein Ereignis mit $|\Delta t_{p\pi^-}| > 20$ ns auftritt, liegen in diesen Fällen vermutlich einzelne sehr schlecht rekonstruierte Spurzeiten vor, weshalb diese Kombinationen hier unberücksichtigt bleiben. Dementsprechend sind für die qualitative Bestimmung des zufälligen Untergrunds nur Kandidaten mit $|\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5$ ns (gleich zur eigentlichen Ξ^0 -Selektion, um die Extrapolation zu vereinfachen) und $\Delta t_{\Lambda\gamma} \neq 0$ zu betrachten, wobei im Weiteren von einem nahe der Signalregion in $\Delta t_{\Lambda\gamma}$ gleichverteilten zufälligen Untergrund ausgegangen wird.

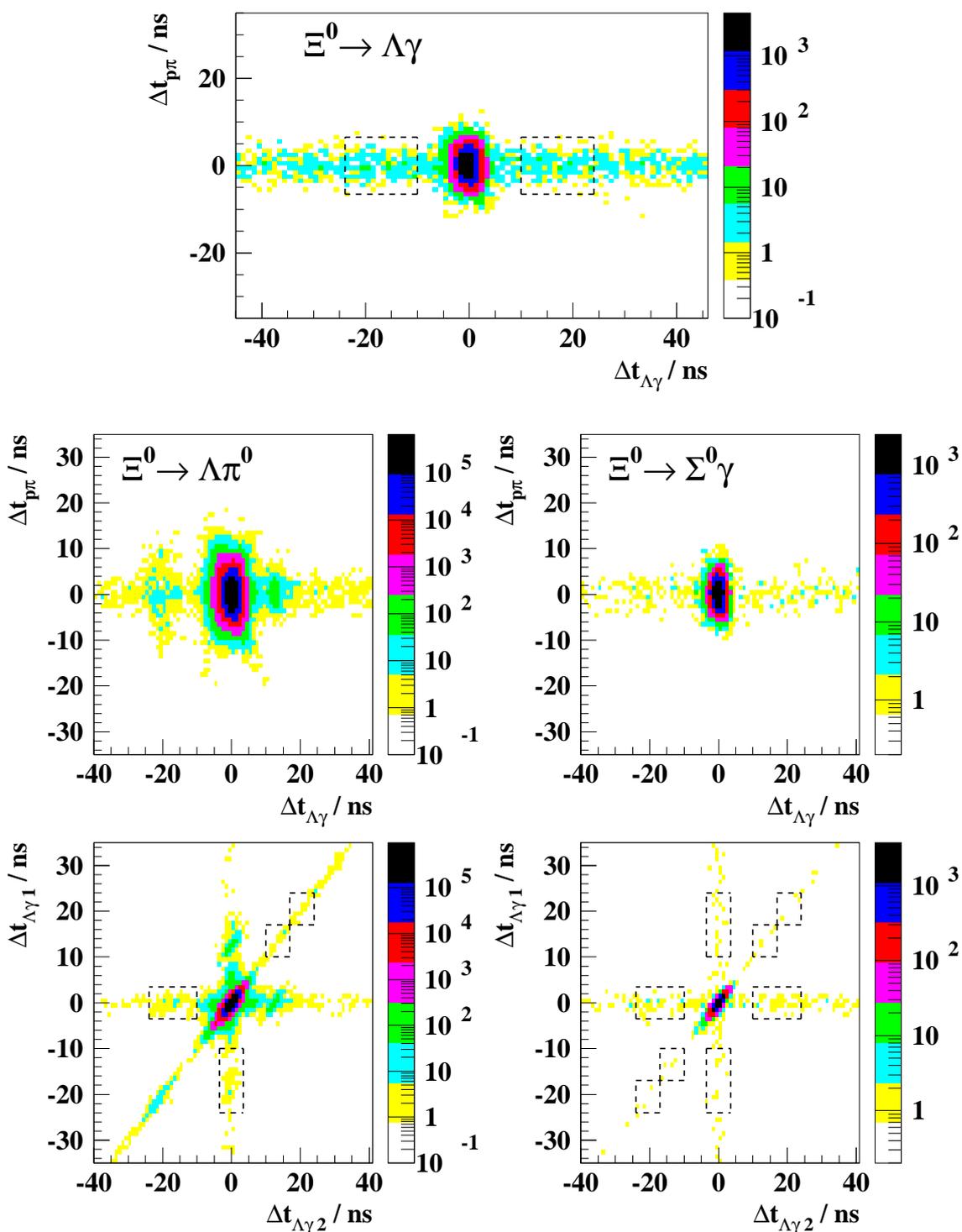


Abbildung 6.13: Verteilung der aus den Daten gewonnenen Ξ^0 -Kandidaten für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ in der $\Delta t_{p\pi}$ - $\Delta t_{\Lambda\gamma}$ -Ebene (oben), sowie für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ (links) und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ (rechts) in der $\Delta t_{p\pi}$ - $\Delta t_{\Lambda\gamma}$ -Ebene (Mitte) und $\Delta t_{\Lambda\gamma 1}$ - $\Delta t_{\Lambda\gamma 2}$ -Ebene (unten) nach allen Selektionskriterien außer den Bedingungen an gemessenen Zeiten der Teilchen. Die gestrichelten Linien geben die für die Bestimmung des zufälligen Untergrunds genutzten Bereiche an.

Im Detail werden für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ die Kombinationen zur Untergrundbestimmung genutzt, die die Bedingung

$$10 \text{ ns} < |\Delta t_{\Lambda\gamma}| < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns} \quad (6.22)$$

erfüllen (Abbildung 6.13). Für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ sind dies die Kombinationen, die eine der folgenden sechs Bedingungen

$$\begin{aligned} & 10 \text{ ns} < |\Delta t_{\Lambda\gamma_1}| < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{\Lambda\gamma_2}| < 3,5 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \\ & |\Delta t_{\Lambda\gamma_1}| < 3,5 \text{ ns} \quad \wedge \quad 10 \text{ ns} < |\Delta t_{\Lambda\gamma_2}| < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \quad (6.23) \\ & 10 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < 17 \text{ ns} \quad \wedge \quad 10 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < 17 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \\ & 17 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad 17 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \\ & -17 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < -10 \text{ ns} \quad \wedge \quad -17 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < -10 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \\ & -24 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < -17 \text{ ns} \quad \wedge \quad -24 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < -17 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns} \end{aligned}$$

erfüllen (Abbildung 6.13). Damit ist die so betrachtete Fläche in der $\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma^-}$ Ebene bzw. das so betrachtete Volumen im $\Delta t_{p\pi^-} - \Delta t_{\Lambda\gamma_1} - \Delta t_{\Lambda\gamma_2}$ -Raum für jede auftretende Teilchenkombinationen viermal größer als der in der Ξ^0 -Selektion verwendete Bereich, so dass die hier gefundenen Ereignisse mit dem Faktor 0,25 zu skalieren sind, um den zu erwartenden Untergrund im Signalbereich zu erhalten. Die gewählten Intervalle in $\Delta t_{\Lambda\gamma}$ beinhalten allerdings auch die Ereignisse, die durch die fehlerhafte Zeitmessung im LKr betroffen sind (Abschnitt 6.3.2). Aus Abbildung 6.5 kann das Verhältnis von Kombinationen mit 25 ns-Versatz zu guten Ξ^0 -Kandidaten auf etwa $5 \cdot 10^{-5}$ und für Kombinationen mit 12 ns-Versatz auf etwa $2 \cdot 10^{-4}$ pro Photon im Zerfall abgeschätzt werden. Dadurch wird der zufällige Untergrund in der Signalregion insgesamt für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ um etwa drei Ereignisse, für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ um etwa zwei Ereignisse und für die beiden Ξ^0 -Zerfälle um etwa 0,3 bzw. 0,2 Ereignisse überschätzt, was im Weiteren vernachlässigt wird.

Für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ sind dagegen die von der fehlerhaften Zeitmessung betroffenen Bereiche ($\Delta t_{\Lambda\gamma_i} \approx -20 \text{ ns}$ und $\Delta t_{\Lambda\gamma_i} \approx 12 \text{ ns}$) auszuschließen, da ansonsten der zufällige Untergrund um etwa einen Faktor 5 (für Ξ^0) bzw. 3 (für Ξ^0) überschätzt werden würde. Die Bedingungen 6.23 reduzieren sich hier somit zu

$$\begin{aligned} & -24 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < -10 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{\Lambda\gamma_2}| < 3,5 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \\ & |\Delta t_{\Lambda\gamma_1}| < 3,5 \text{ ns} \quad \wedge \quad -24 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < -10 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \quad (6.24) \\ & 10 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < 17 \text{ ns} \quad \wedge \quad 10 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < 17 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}, \\ & 17 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_1} < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad 17 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda\gamma_2} < 24 \text{ ns} \quad \wedge \quad |\Delta t_{p\pi^-}| < 6,5 \text{ ns}. \end{aligned}$$

Damit ist hier das für jede zufällige Teilchenkombination betrachtete Volumen nur doppelt so groß wie in der Selektion, so dass die gefundenen Ereignisse mit einem Faktor 0,5 zu skalieren sind.

Die Anzahl der gefundenen zufälligen Kombinationen sind in Tabelle 6.9 und der damit zu erwartende zufällige Untergrund ist in Tabelle 6.13 zusammengestellt. Da für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ keine zufällige Kombination im Datenblock „3 pos.“ vorliegt, wird

Datenblock	selektierte zufällige Teilchenkombinationen					
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$	$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$	$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$
1 pos.	20	7	8	17	2	1
1 neg.	26	9	43	16	3	5
2 pos.	88	20	93	65	3	23
2 neg.	104	39	52	53	6	14
3 pos.	44	23	29	30	0	5
Summe	282	98	225	181	14	48

Tabelle 6.9: Die selektierten zufälligen Teilchenkombinationen in den Intervallen 6.22, 6.23 bzw. 6.24 zur Bestimmung des zufälligen Untergrunds (nicht skaliert).

dort der zu erwartende Untergrund aus dem mittleren relativen Untergrund der vier anderen Datenblöcke abgeschätzt, wobei eine zusätzliche relative Unsicherheit von 50% hinzugefügt wird, um die zum Teil großen Schwankungen des zufälligen Untergrunds der einzelnen Datenblöcke zu berücksichtigen.

6.4.2. Fehlidentifizierte Zerfälle

Zur Fehlidentifizierung von Zerfällen kann es kommen, wenn Zerfallsprodukte z.B. falsch identifiziert werden, in einer anderen Konstellation kombiniert werden (vergleiche Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, Abbildung 6.11) oder nicht registriert werden, und so die Signatur eines anderen Zerfalls entsteht. Dieser Untergrundtyp kann in der Regel mit Hilfe von Simulationen der falsch identifizierten Zerfälle bestimmt werden.

Die beiden Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ sind jeweils ein Untergrund des anderen Zerfalls. Ferner sind beide, falls ein Photon nicht registriert wird, ein möglicher Untergrund für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. Daher werden die Simulationen jedes hier untersuchten Ξ^0 -Zerfalls unter jeder diskutierten Ξ^0 -Selektion betrachtet. Eine Fehlidentifizierung eines $\bar{\Xi}^0$ -Zerfalls als Ξ^0 -Zerfalls, und umgekehrt ist aber aufgrund der Zerfallskinetik ausgeschlossen. Die jeweils selektierten Ereigniszahlen sind in Tabelle 6.10 aufgeführt. Um aus ihnen den tatsächlichen Untergrund zu erhalten, ist die Zahl der simulierten Ereignisse auf den Ξ^0 -Fluss zu normieren. Dies erreicht man bereits durch eine direkte Normierung der in der Simulation des jeweiligen Zerfalls gefundenen Ξ^0 -Kandidaten auf die Zahl der Ξ^0 -Kandidaten in den Daten, d.h. die Normierungsfaktoren sind im Wesentlichen durch das Verhältnis der in Tabelle 6.13 angegebenen Ξ^0 -Zerfälle in Daten und Simulationen gegeben. Der dabei berücksichtigte Untergrund führt hier nur zu kleinen Korrekturen, Details erklärt Anhang C.3. Die Normierungsfaktoren sind für die einzelnen Datenblöcke getrennt zu bestimmen. Ansonsten würde die Runabhängigkeit der Simulationen verloren gehen (Abschnitt 5.4), da dort unterschiedlichen Skalierungsfaktoren und Effizienzen des Triggers nicht berücksichtigt wurden. Die sich so ergebenden Normierungsfaktoren gibt Tabelle 6.11 wieder.

	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Selektion		$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Selektion	
Datenblock	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -MC
1 pos.	60,3	2,2	7,9	0,0
1 neg.	34,0	3,4	1,0	1,0
2 pos.	189,3	3,0	12,2	2,4
2 neg.	174,7	1,0	12,9	1,0
3 pos.	79,0	1,1	7,6	4,3
Summe	537,3	10,7	41,6	8,7
	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Selektion		$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -Selektion	
Datenblock	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -MC
1 pos.	61,4	9,4	7,4	4,5
1 neg.	26,4	12,8	2,0	10,3
2 pos.	175,5	53,2	29,5	25,3
2 neg.	199,8	60,1	29,8	29,4
3 pos.	105,4	30,3	15,3	14,1
Summe	568,6	165,8	84,0	83,5
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Selektion		$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Selektion	
Datenblock	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -MC	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -MC
1 pos.	0,0	7.681	0,0	608,2
1 neg.	0,0	5.216	0,0	400,5
2 pos.	0,0	27.272	0,0	2.304,0
2 neg.	0,0	26.937	0,0	1.861,7
3 pos.	0,0	14.431	0,0	1.143,0
Summe	0,0	81.537	0,0	6.317,4

Tabelle 6.10: Die selektierten fehlidentifizierten Ξ^0 -Kandidaten aus den Simulationen (nicht skaliert, aber nach der Korrektur des Ξ^0 -Strahls (Abschnitt 5.3)).

Es zeigt sich aber, dass so der Untergrund aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen innerhalb der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Selektion offensichtlich deutlich unterschätzt wird (Abbildung 6.14). Alternativ zur obigen Methode kann diese Untergrundkomponente auch aus den Seitenbändern der $\Lambda\gamma$ -Massenverteilung abgeschätzt werden. Dabei ergibt sich aber das Problem, dass der Verlauf des Untergrunds innerhalb der Signalregion nicht vorher zusagen ist und der Anteil der schlecht rekonstruierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle in den Seitenbändern durch die nicht perfekte Übereinstimmung von Daten und Simulation nicht genau bekannt ist. Um zumindest eine grobe Abschätzung des Untergrunds zu erhalten, werden hier die folgenden Annahmen gemacht:

- Der Untergrundverlauf folgt einer Exponentialfunktion, die durch die Datenpunkte im Intervall $1,298 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\Lambda\gamma} \leq 1,302 \text{ GeV}/c^2$ verläuft.
- Alle Datenblöcke weisen den gleichen relativen Untergrundanteil auf.

Mit dem ersten Punkt folgt implizit, dass bei der Anpassung der Exponentialfunk-

Datenblock	Normierungsfaktoren		
	$S_{\Lambda\gamma\text{MC}}$	$S_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}$	$S_{\Lambda\pi^0\text{MC}}$
1 pos.	$0,0158 \pm 0,0003$	$0,0205 \pm 0,0006$	$2,033 \pm 0,007$
1 neg.	$0,0296 \pm 0,0004$	$0,0372 \pm 0,0011$	$3,794 \pm 0,014$
2 pos.	$0,0209 \pm 0,0002$	$0,0262 \pm 0,0004$	$2,770 \pm 0,005$
2 neg.	$0,0214 \pm 0,0002$	$0,0273 \pm 0,0004$	$2,762 \pm 0,005$
3 pos.	$0,0184 \pm 0,0002$	$0,0228 \pm 0,0005$	$2,332 \pm 0,005$
	$S_{\bar{\Lambda}\gamma\text{MC}}$	$S_{\bar{\Sigma}^0\gamma\text{MC}}$	$S_{\bar{\Lambda}\pi^0\text{MC}}$
1 pos.	$0,0184 \pm 0,0006$	$0,0273 \pm 0,0028$	$0,2871 \pm 0,0019$
1 neg.	$0,0199 \pm 0,0010$	$0,0496 \pm 0,0047$	$0,5076 \pm 0,0033$
2 pos.	$0,0152 \pm 0,0004$	$0,0370 \pm 0,0018$	$0,3855 \pm 0,0012$
2 neg.	$0,0141 \pm 0,0004$	$0,0368 \pm 0,0019$	$0,3639 \pm 0,0013$
3 pos.	$0,0141 \pm 0,0005$	$0,0311 \pm 0,0022$	$0,3450 \pm 0,0015$

Tabelle 6.11: Normierungsfaktoren S_{MC} um die simulierten Ξ^0 -Zerfälle auf die Anzahl der Datenereignisse zu skalieren.

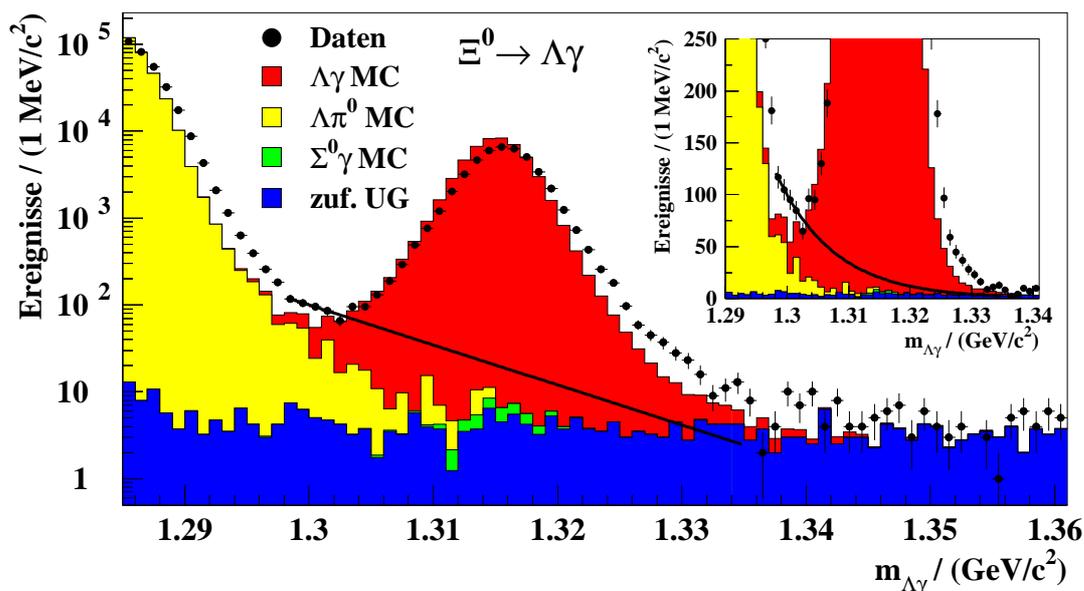


Abbildung 6.14: Verteilungen der invarianten $\Lambda\gamma$ -Masse für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Kandidaten aus Daten und Simulation. Die Linie gibt die extrapolierte Untergrunderwartung aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle entsprechen Gleichung 6.25 an.

tion die schlecht rekonstruierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle vernachlässigt werden. Durch den zweiten Punkt kann die Anpassung mit den gesamten Daten durchgeführt werden, ohne jeden Datenblock einzeln betrachten zu müssen. So folgt für die gesamten Daten eine Parametrisierung des Untergrunds von

$$N_{\text{UG}}(m_{\Lambda\gamma}) = N_0 \exp\left(-\frac{m_{\Lambda\gamma} - 1,298 \text{ GeV}/c^2}{m_0}\right) \quad (6.25)$$

mit $N_0 = (123 \pm 12)/(\text{MeV}/c^2)$ und $m_0 = (0,0094 \pm 0,0037) \text{ GeV}/c^2$. Integriert über die Signalregion und abzüglich des zufälligen Untergrunds ist damit ein Untergrund aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen von insgesamt 304 ± 164 bzw. von $(0,58 \pm 0,31)\%$ zu erwarten. Zur Vereinfachung der Untergrundbestimmung für die $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Zerfälle, wird für diese der gleiche relative Untergrund aus $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Zerfällen angenommen. Der so ermittelte Untergrund ist in Tabelle 6.13 zusammengefasst.

Eine Notwendigkeit, die Normierungsfaktoren (Tabelle 6.11) mit dem gesondert bestimmten Untergrund für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ neu zu berechnen, besteht nicht, da $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle keinen nennenswerten Untergrund für andere Zerfälle bilden und die Normierungsfaktoren ansonsten nicht benötigt werden.

Als weitere potentielle Untergrundquellen werden die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\gamma)$ mit Hilfe von Simulationen untersucht. Dazu stehen $10 \cdot 10^6$ generierte $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfälle, $100 \cdot 10^6$ generierte $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfälle und $30 \cdot 10^6$ generierte $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\gamma)$ -Zerfälle zur Verfügung, die etwa das 34-fache [Bend07], 65% bzw. 9% der in den Daten zu erwartenden Zerfälle entsprechen⁸. Die Ereigniszahlen, die nach Anwendung aller Selektionskriterien, mit Ausnahme der Bedingung an die invarianten $\Lambda\gamma$ - $\Lambda\pi^0$ - und $\Sigma^0\gamma$ -Massen, in einem 160 MeV breitem Intervall um die nominelle Ξ^0 -Masse selektiert werden, sind in Tabelle 6.12 aufgelistet. Beachtet man, dass die als $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ selektierten 38 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse invariante $\Lambda\gamma$ -Massen von etwa $1,25 \text{ GeV}/c^2 - 1,33 \text{ GeV}/c^2$ und die als $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ selektierten 286 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse nur invariante $\Lambda\pi^0$ -Massen größer als $1,345 \text{ GeV}/c^2$ aufweisen, so ist der zu erwartende gesamte Untergrund für jeden selektierten Ξ^0 -Zerfall kleiner als 1 Ereignis, und wird daher vernachlässigt. Der semileptonische Ξ^0 -Zerfall wird in Ermangelung einer Simulation nicht explizit überprüft. Es ist aber anzunehmen, dass er sich im Wesentlichen wie

Selektion	fehlidentifizierte simulierte Zerfälle		
	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\gamma)$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	38	0	0
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	0	0	0
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	286	1	0
$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$	0	3	0
$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$	0	0	0
$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$	0	1	0

Tabelle 6.12: Anzahl der fehlidentifizierten Zerfälle aus den Simulationen für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\gamma)$ innerhalb eines 160 MeV breiten Massenfensters um die nominelle Ξ^0 -Masse, nach allen übrigen Selektionskriterien (nicht skaliert).

⁸Mit dem K_S -Fluss, der für $40 \text{ GeV} < E_K < 240 \text{ GeV}$ und $6 \text{ m} < z_K < 2,5 \gamma c \tau_{K_S}$ zu $3,5 \cdot 10^{10}$ bestimmt wurde [Batl03], der unterschiedlichen K_S - und K_L -Lebensdauern, der Verzweigungsverhältnisse, der Simulationsbedingungen (Kaonspektrum [DeBe00], Energie- und Vertexintervall), sowie der Skalierungsfaktoren auf Triggerebene sind im hier betrachteten Zerfallsvolumen etwa $150 \cdot 10^6$ $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfälle und $340 \cdot 10^6$ $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\gamma)$ -Zerfälle zu erwarten.

$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ verhält und ebenfalls vernachlässigt werden kann. Weitere Zerfälle, wie z.B. $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\gamma)$, werden ebenfalls nicht explizit überprüft. Durch das Verwerfen von Myonen bzw. der geringen Verzweigungsverhältnisse ist aber auch von diesen Zerfällen kein nennenswerter Untergrund zu erwarten.

Zerfälle anderer Mesonen oder Baryonen kommen als Untergrundquellen nicht in Frage, da sie entweder eine zu kurze Lebensdauer besitzen, um das Kollimatorsystem zu verlassen, oder eine elektrische Ladung tragen und damit nach dem Target aus dem Strahl heraus gelenkt werden.

6.5. Resultat der Selektion

Die selektierten Ξ^0 -Kandidaten mit dem jeweils ermittelten Untergrund sind in Tabelle 6.13 zusammengefasst, ihre Verteilungen der invarianten $\Lambda\gamma^-$, $\Sigma^0\gamma^-$ bzw. $\Lambda\pi^0$ -Massen sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Auch hier sind wieder die bereits diskutierten Unterschiede zwischen Daten und Simulation in Form der in der Simulation unterschätzten Detektorauflösung und der etwas zu niedrigen Ξ^0 -Masse zu erkennen (Abschnitt 5.6), die sich auch entsprechend in der Beschreibung bzw. Abschätzung des Untergrunds auswirken. Für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ wird daher der oben beschriebene alternative Weg zur Abschätzung des Untergrunds aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen genutzt (Abschnitt 6.4.2).

Beim $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfall wird der wesentliche Teil des Untergrunds aus sehr schlecht rekonstruierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen gebildet. Deren Verteilung links der Ξ^0 -Masse wird aber von der Simulation deutlich überschätzt, wohingegen sie rechts der Ξ^0 -Masse besser beschrieben wird (Abbildung 6.15, Mitte). Diesen Effekt findet man auch bei der Modellierung des $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Signals selbst (Abbildung 6.15, unten). Da beide Zerfälle nahezu identisch rekonstruiert werden, ist anzunehmen, dass das Überschätzen des Untergrunds im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ links der Ξ^0 -Masse eine „Reflexion“ des überhöhten Ausläufers in der $\Lambda\pi^0$ -Masse ist. Der Untergrund innerhalb der Signalregion scheint ebenfalls überschätzt zu werden, daher wird er als Quelle einer möglichen systematischen Unsicherheit für die Asymmetriemessung berücksichtigt (Abschnitt 8.1).

Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ist der Untergrund mit einem Anteil von nur etwa 0,06% so klein, dass er keinen merklichen Einfluss auf die Asymmetriemessung hat. Beim zufälligen Untergrund ist eine Häufung von Kombinationen mit der nominellen Ξ^0 -Masse zu erkennen. Dabei handelt es sich um gute $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle, bei denen die Zeit eines oder beider Photonen sehr schlecht gemessen wurde, weshalb sie als zufällige Kombinationen fehlinterpretiert werden. Ihr Anteil ist aber nur von der Größenordnung 10^{-5} und kann vollständig vernachlässigt werden.

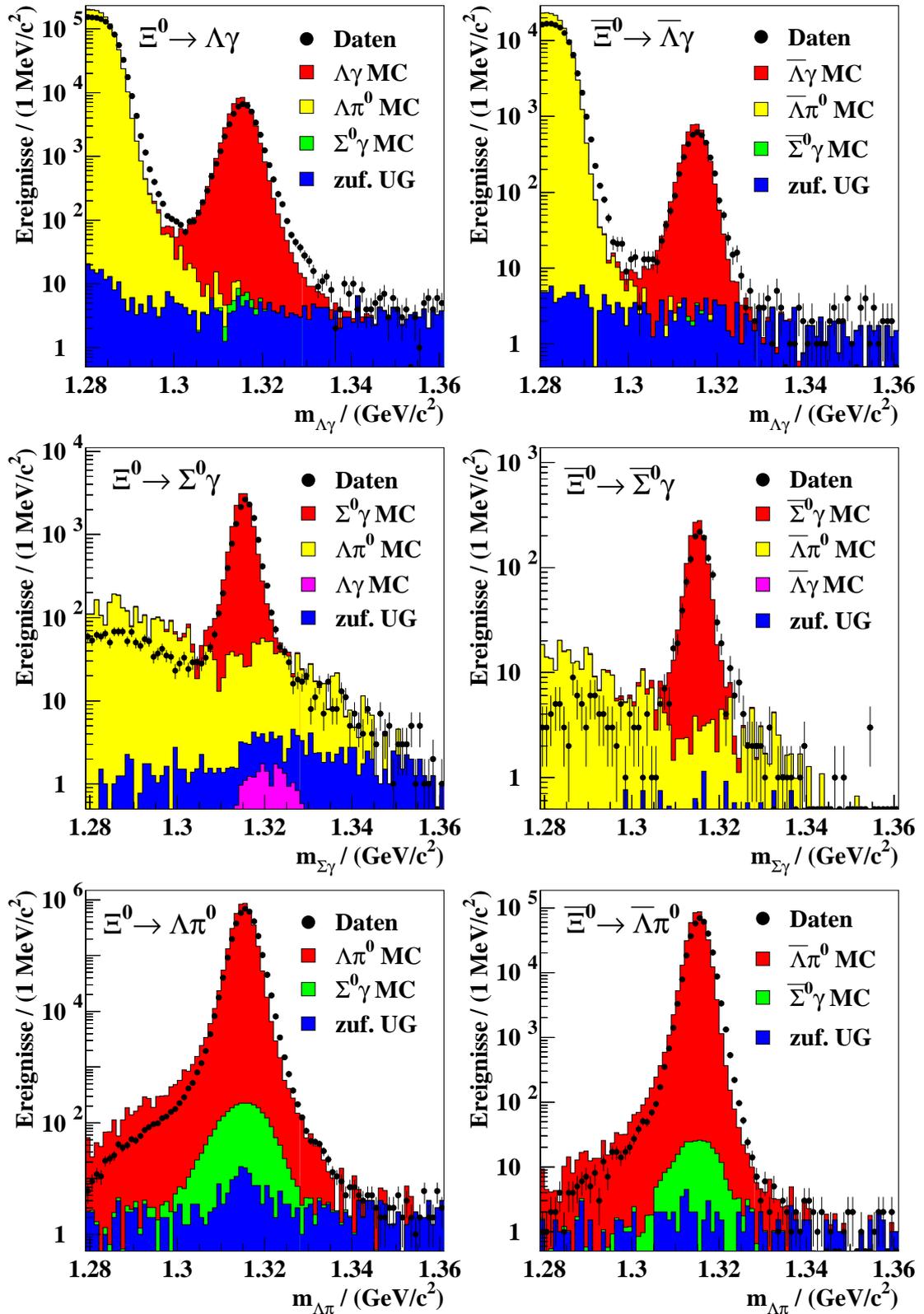


Abbildung 6.15: Verteilungen der invarianten $\Lambda\gamma$ -, $\Sigma^0\gamma$ - und $\Lambda\pi^0$ -Massen der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (oben), $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ (Mitte) bzw. $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (unten) sowie der jeweiligen Untergrunderwartung nach allen übrigen Selektionskriterien.

Datenblock	Ξ^0 -Kandidaten		zufälliger Unterg.	Untergrund	
	Daten	MC		fehlident. Zerfälle aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Selektion					
1 pos.	3.973	251.448	$5,0 \pm 1,1$	$23,0 \pm 12,3^*$	$1,2 \pm 0,2$
1 neg.	4.847	163.208	$6,5 \pm 1,3$	$28,1 \pm 15,0^*$	$1,3 \pm 0,2$
2 pos.	17.432	833.207	$22,0 \pm 2,3$	$101,1 \pm 54,9^*$	$5,0 \pm 0,4$
2 neg.	17.975	838.063	$26,0 \pm 2,5$	$104,3 \pm 55,7^*$	$4,8 \pm 0,4$
3 pos.	8.250	448.771	$11,0 \pm 1,7$	$47,8 \pm 25,6^*$	$1,8 \pm 0,2$
Summe	52.477	2.534.697	$70,5 \pm 4,2$	$304,4 \pm 163,5^*$	$14,0 \pm 0,6$
$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Selektion					
1 pos.	397	33.145	$4,3 \pm 1,0$	$2,3 \pm 1,2^*$	$0,2 \pm 0,1$
1 neg.	439	21.803	$4,0 \pm 1,0$	$2,5 \pm 1,4^*$	$< 0,05$
2 pos.	1.703	110.958	$16,3 \pm 2,0$	$9,9 \pm 5,3^*$	$0,4 \pm 0,1$
2 neg.	1.339	94.208	$13,3 \pm 1,8$	$7,8 \pm 4,2^*$	$0,5 \pm 0,1$
3 pos.	857	60.116	$7,5 \pm 1,4$	$5,0 \pm 2,7^*$	$0,2 \pm 0,1$
Summe	4.735	320.230	$45,3 \pm 3,4$	$27,5 \pm 14,8^*$	$1,4 \pm 0,2$

Datenblock	Ξ^0 -Kandidaten		zufälliger Unterg.	Untergrund	
	Daten	MC		fehlident. Zerfälle aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Selektion					
1 pos.	1.114	53.215	$1,8 \pm 0,7$	$19,1 \pm 6,2$	$1,0 \pm 0,1$
1 neg.	1.430	37.019	$2,2 \pm 0,8$	$48,5 \pm 13,6$	$0,8 \pm 0,2$
2 pos.	5.082	188.224	$5,0 \pm 1,1$	$147,4 \pm 20,2$	$3,7 \pm 0,3$
2 neg.	5.328	188.886	$9,8 \pm 1,6$	$166,1 \pm 21,4$	$4,3 \pm 0,3$
3 pos.	2.408	102.358	$5,8 \pm 1,2$	$70,6 \pm 12,8$	$1,9 \pm 0,2$
Summe	15.362	569.702	$24,5 \pm 2,5$	$451,7 \pm 35,4$	$11,6 \pm 0,5$
$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -Selektion					
1 pos.	100	3.591	$0,5 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,6$	$0,1 \pm 0,1$
1 neg.	130	2.500	$0,8 \pm 0,4$	$5,2 \pm 1,6$	$< 0,05$
2 pos.	484	12.801	$0,8 \pm 0,4$	$9,8 \pm 1,9$	$0,4 \pm 0,1$
2 neg.	415	10.924	$1,5 \pm 0,6$	$10,7 \pm 2,0$	$0,4 \pm 0,1$
3 pos.	219	6.857	$0,7 \pm 0,4^*$	$5,9 \pm 1,3$	$0,2 \pm 0,1$
Summe	1.348	36.673	$4,2 \pm 1,0$	$31,8 \pm 3,5$	$1,2 \pm 0,1$

Tabelle 6.13: Zusammenfassung der selektierten Ξ^0 -Kandidaten mit ihrer jeweiligen Untergrunderwartung. Die mit „*“ gekennzeichneten Werte wurden mit zusätzlichen Annahmen bestimmt (Fortsetzung auf Seite 117).

Datenblock	Ξ^0 -Kandidaten		Untergrund	
	Daten	MC	zufälliger Unterg.	fehlident. Zerf. aus $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Selektion				
1 pos.	293.814	144.449	$4,0 \pm 1,4$	158 ± 5
1 neg.	367.310	96.769	$21,5 \pm 3,3$	194 ± 6
2 pos.	1.329.767	479.723	$46,5 \pm 4,8$	714 ± 12
2 neg.	1.390.388	503.050	$26,0 \pm 3,6$	734 ± 12
3 pos.	630.126	270.013	$14,5 \pm 2,7$	329 ± 8
Summe	4.011.405	1.494.004	$112,5 \pm 7,5$	2.129 ± 20
$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ -Selektion				
1 pos.	30.544	106.326	$0,5 \pm 0,5$	$16,6 \pm 1,8$
1 neg.	36.525	71.914	$2,5 \pm 1,1$	$19,9 \pm 2,1$
2 pos.	142.879	370.390	$11,5 \pm 2,4$	$85,1 \pm 4,4$
2 neg.	114.377	314.063	$7,0 \pm 1,9$	$68,6 \pm 3,9$
3 pos.	69.055	200.032	$2,5 \pm 1,1$	$35,5 \pm 2,7$
Summe	393.380	1.062.725	$24,0 \pm 3,5$	$225,8 \pm 7,1$

Tabelle 6.13: Zusammenfassung der selektierten Ξ^0 -Kandidaten mit der jeweiligen Untergrunderwartung (Fortsetzung von Seite 116).

Datenqualität und allgemeinen Ereignisauswahl	
Triggereffizienz aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ pro Run:	$\varepsilon_{L1} > 75\%$ und $\varepsilon_{L2} > 70\%$
Unterschied in Triggereffizienz aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ zu benachbarten Runs:	$\Delta\varepsilon_i \lesssim 5\%$
keine <i>bad bursts</i>	
keine Zeitverschiebung zwischen LKr und Spektrometer (Spuren + Schauer):	$(t_{\text{DCH}} - t_{\text{LKr}}) \notin [-31 \text{ ns}, -17 \text{ ns}]$
Bereitschaft der Massbox:	Bit <code>L1on</code> gesetzt
moderate Aktivität im Spektrometer:	<code>DCHEFFmult.MBXmult = 0</code>
radiativer Hyperon-Trigger:	gesetzte Bits in Triggerdatenwörtern: mind. ein Bit aus <code>0xa08</code> in Level 2, <code>0x10000</code> in Level 3
Anzahl der Spuren:	$N_{\text{Spur}} = 2$
Energie in beiden Kalorimetern:	$(E_{\text{LKr}} > 18 \text{ GeV}) \vee$ $(E_{\text{LKr}} + E_{\text{HAC}} > 35 \text{ GeV})$
Photonselektion	
Abstand zu allen Spuren:	$d_{\gamma\text{-Spur}} > 30 \text{ cm}$
Abstand zu Schauern:	$d_{\gamma\text{-}\gamma} > 12 \text{ cm}$
Schauerbreite:	$ B(E_\gamma) - R_\gamma < 3,5 \sigma_B(E_\gamma)$
LKr-Akzeptanz:	Bedingungen C.8 bis C.14
Abstand zu toten Zellen:	$d_{\text{deadcell}} > 3 \text{ cm}$
Schauerenergie:	$E_\gamma > 2,5 \text{ GeV}$
Λ-Selektion	
Ladung der Spuren:	$q_1 \cdot q_2 < 0$
Driftkammergeometrie:	$r_{\text{DCH}} > 12,5 \text{ cm}$
Abstand in 1. Driftkammer:	$d_{\text{DCH1}} > 10 \text{ cm}$
Impulsverhältnis:	$\frac{p_p}{p_{\pi^-}} > 3,8$
Impulsschwerpunkt (nur für Λ):	$\sqrt{x_{\Lambda, \text{DCH4}}^2 + y_{\Lambda, \text{DCH4}}^2} > 9,0 \text{ cm}$
kein $\bar{\Lambda}$ aus Run 14105 – 14114	
kein Treffer im AKL:	$ t_{\text{AKL}} - \frac{1}{2}(t_p + t_{\pi^-}) > 5,0 \text{ ns}$
Vertexbereich:	$4,5 \text{ m} < z_\Lambda < 44,0 \text{ m}$
Abstand der Spuren am Vertex:	$d_{\text{cda}} < 2,5 \text{ cm}$
Zeitdifferenz der Spuren:	$ \Delta t_{p\pi^-} < 6,5 \text{ ns}$

Tabelle 6.14: Zusammenfassung der Selektionskriterien (Forts. auf Seite 119).

Λ-Selektion (Fortsetzung)	
keine Myonen:	kein zugeordnetes Signal im Myon-Veto
E/p -Verhältnis:	$E/p < 0,93c$
Spurimpuls:	$34 \text{ GeV}/c < p_p < 300 \text{ GeV}/c$ $5 \text{ GeV}/c < p_\pi < 300 \text{ GeV}/c$
invariante Proton-Pion-Masse:	$1.1128 \text{ GeV} < m_{p\pi} < 1.1185 \text{ GeV}$
Ξ^0-Selektion	
für alle Ξ^0-Zerfälle:	
Zeitdifferenz:	$ \Delta t_{\Lambda\gamma} < 3,5 \text{ ns}$
Ξ^0 -Vertex:	$z_{\Xi^0} > 2,0 \text{ m}$ $z_\Lambda - z_{\Xi^0} > -4,0 \text{ m}$
Energieschwerpunkt im LKr:	$ \vec{r}_{\text{cog}} < 6 \text{ cm}$
Gesamtimpuls für Ξ^0 -Kandidaten:	$70 \text{ GeV}/c < \vec{p}_{\Xi^0} < 220 \text{ GeV}/c$
für Ξ^0 -Kandidaten:	$60 \text{ GeV}/c < \vec{p}_{\Xi^0} < 200 \text{ GeV}/c$
nur für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$-Zerfälle:	
Anzahl der Photonen:	$N_\gamma = 1$
Photonenergie:	$E_\gamma > 15 \text{ GeV}$
keine $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ -Zerfälle:	$m_{\pi^+\pi^-\gamma} \notin [0,491 \text{ GeV}/c^2; 0,505 \text{ GeV}/c^2]$
invariante $\Lambda\gamma$ -Masse:	$1,307 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\gamma} < 1,324 \text{ GeV}/c^2$
nur für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$-Zerfälle:	
Anzahl der Photonen:	$N_\gamma = 2$
Photonenergie:	$E_{\gamma(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma)} > 10 \text{ GeV}$ $E_{\gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma)} > 7 \text{ GeV}$
invariante $\gamma\gamma$ -Masse:	$m_{\gamma\gamma} \notin [0,113 \text{ GeV}/c^2; 0,157 \text{ GeV}/c^2]$
invariante $\Lambda\gamma$ -Masse:	$1,187 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\gamma} < 1,199 \text{ GeV}/c^2$
invariante $\Sigma^0\gamma$ -Masse:	$1,309 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Sigma^0\gamma} < 1,322 \text{ GeV}/c^2$
nur für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$-Zerfälle:	
Anzahl der Photonen:	$N_\gamma = 2$
Photonenergie:	$E_\gamma > 5 \text{ GeV}$
invariante $\gamma\gamma$ -Masse:	$0,1255 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 0,1455 \text{ GeV}/c^2$
invariante $\Lambda\pi^0$ -Masse:	$1,309 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\pi^0} < 1,322 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 6.14: Zusammenfassung der Selektionskriterien (Forts. von Seite 118).

7. Messung der Zerfallsasymmetrie

Aus den selektierten Ξ^0 -Kandidaten ist nun die Zerfallsasymmetrie zu extrahieren. Die dazu verwendete Vorgehensweise sowie die nötigen Korrekturen werden in diesem Kapitel diskutiert.

7.1. Herleitung der Winkelverteilungen

Eine Möglichkeit, die Zerfallsasymmetrie zu bestimmen, folgt aus Gleichung 2.13:

$$\frac{dN}{d\cos(\theta_\Lambda)} \propto 1 + \alpha_{\Xi^0} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda = 1 + \alpha_{\Xi^0} |\vec{P}_{\Xi^0}| \cos(\theta_\Lambda).$$

Dazu ist aber die präzise Kenntnis der Ξ^0 -Polarisation erforderlich, die hier nicht verfügbar ist. Ferner ist so die messbare Größe $\alpha_{\Xi^0} |\vec{P}_{\Xi^0}|$ aufgrund der zu erwartenden Ξ^0 -Polarisation von $|\vec{P}_{\Xi^0}| \approx 0,1$ relativ klein. Nutzt man dagegen die komplette Zerfallskette des Ξ^0 , so kann, wie nachfolgend gezeigt, die Zerfallsasymmetrie auch ohne Kenntnis der genauen Ξ^0 -Polarisation bestimmt werden.

7.1.1. Die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$

Zunächst werden die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ betrachtet, die nahezu identisch behandelt werden können. Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ist diese Rechnung in [Koch64] durchgeführt. Sie wird hier zusammengefasst und auf $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ übertragen:

Ausgangspunkt ist der Λ -Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, für den nach Gleichung 2.13

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta_p)} \propto 1 + \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \vec{P}_\Lambda \cdot \vec{n}_p = 1 + \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} |\vec{P}_\Lambda| \cos(\Theta_p) \quad (7.1)$$

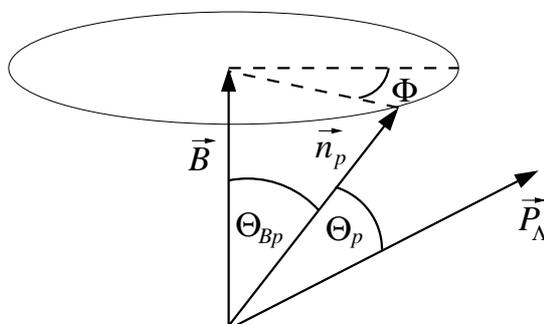


Abbildung 7.1: Der Winkel Θ_{Bp} zwischen dem beliebigen Vektor \vec{B} und der Flugrichtung \vec{n}_p des Protons im Λ -Ruhsystem.

gilt. Eine ähnliche Winkelverteilung ergibt sich, wenn statt der Λ -Polarisation ein beliebiger¹ Vektor \vec{B} im Λ -Ruhesystem, mit $|\vec{B}| = 1$, als Bezugsrichtung betrachtet wird. Sei Θ_{Bp} der Winkel zwischen \vec{B} und der Protonrichtung \vec{n}_p (Abbildung 7.1), so folgt nach Mittelung über den Azimutwinkel Φ für eine feste Λ -Polarisation

$$\left. \frac{dN}{d\cos(\Theta_{Bp})} \right|_{\vec{P}_\Lambda \text{ fest}} \propto 1 + \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \vec{B} \cdot \vec{P}_\Lambda \cos(\Theta_{Bp}). \quad (7.2)$$

Neben dem Winkel wird also nur die Polarisation \vec{P}_Λ durch ihre Projektion auf \vec{B} ersetzt. Nach Gleichung 2.16 bzw. 2.17 hängt die Λ -Polarisation vom Winkel zwischen Ξ^0 -Polarisation und Λ -Flugrichtung ab. Summiert man die entsprechenden Verteilungen 7.2 aller Λ -Polarisationen auf, so folgt

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta_{Bp})} \propto 1 + \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \langle \vec{B} \cdot \vec{P}_\Lambda \rangle \cos(\Theta_{Bp}), \quad (7.3)$$

wobei $\langle \vec{B} \cdot \vec{P}_\Lambda \rangle$ das statistische Mittel der Produkte $\vec{B} \cdot \vec{P}_\Lambda$ ist. Als ausgezeichnete Achse im Λ -Ruhesystem bietet sich hier die Richtung \vec{n}_{Ξ^0} des einlaufenden Ξ^0 an, d.h. mit $\vec{B} = -\vec{n}_{\Xi^0}$ (Abbildung 7.2) und der Λ -Polarisation nach Gleichung 2.16 bzw. 2.17 ergibt sich für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

$$\begin{aligned} -\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{P}_\Lambda &= -\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \left[\frac{(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} + \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda) \vec{n}_\Lambda + \beta_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \vec{P}_{\Xi^0} \times \vec{n}_\Lambda}{1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda} + \right. \\ &\quad \left. \frac{\gamma_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \vec{n}_\Lambda \times (\vec{P}_{\Xi^0} \times \vec{n}_\Lambda)}{1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda} \right] \\ &= \frac{\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} + \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda}{1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda}, \end{aligned} \quad (7.4)$$

wobei \vec{n}_{Ξ^0} im Λ -Ruhesystem und \vec{n}_Λ im Ξ^0 -Ruhesystem definiert sind und den Zusammenhang $-\vec{n}_{\Xi^0} = \vec{n}_\Lambda$ erfüllen. Analog folgt für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$

$$-\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{P}_\Lambda = \frac{-(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} + \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda)}{1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda}. \quad (7.5)$$

Mit der sich aus der Winkelverteilung 2.13 ergebenden Wahrscheinlichkeitsdichte für die Verteilung der Λ -Flugrichtung

$$f(\theta_\Lambda) = \frac{1}{2}(1 + \alpha_{\Xi^0} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_\Lambda) = \frac{1}{2}(1 + \alpha_{\Xi^0} |\vec{P}_{\Xi^0}| \cos(\theta_\Lambda)), \quad (7.6)$$

mit dem Winkel θ_Λ zwischen Ξ^0 -Polarisation und Λ -Flugrichtung, folgt

$$\langle -\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{P}_\Lambda \rangle = \int_{-1}^{+1} -\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{P}_\Lambda f(\theta_\Lambda) d\cos(\theta_\Lambda), \quad (7.7)$$

¹Dieser Ansatz wird auch für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ verwendet, daher wird hier der allgemeine Fall betrachtet.

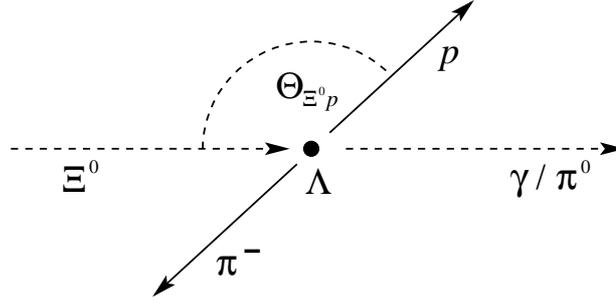


Abbildung 7.2: Der Zerfallswinkel $\Theta_{\Xi^0 p}$ zwischen dem einlaufenden Ξ^0 und dem auslaufenden Proton im Λ -Ruhesystem.

was zu $\langle -\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{P}_\Lambda \rangle = \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0}$ im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ und zu $\langle -\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{P}_\Lambda \rangle = -\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma}$ im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ führt. Einsetzen in Gleichung 7.3 ergibt schließlich

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta_{\Xi^0 p})} \propto 1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} \cos(\Theta_{\Xi^0 p}) \quad (7.8)$$

für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ und

$$\frac{dN}{d\cos(\Theta_{\Xi^0 p})} \propto 1 - \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} \cos(\Theta_{\Xi^0 p}) \quad (7.9)$$

für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$. Die Gleichungen 7.8 und 7.9 geben damit die jeweilige Winkelverteilung zwischen Ξ^0 - und Protonenrichtung im Λ -Ruhesystem an, die von der Ξ^0 -Polarisation unabhängig sind. Da die Λ -Asymmetrie mit $\alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} = 0,642 \pm 0,013$ [PDG06] bereits gut bekannt ist, sind diese Winkelverteilungen hier das Mittel der Wahl die Ξ^0 -Asymmetrie zu bestimmen.

Noch zu erwähnen ist, dass sich in den Gleichungen 7.4 und 7.5 der linke Teil auf das Λ -Ruhesystem und der rechte Teil auf das Ξ^0 -Ruhesystem bezieht, wobei die Drehung der Λ -Polarisation beim Wechseln zwischen den beiden Ruhesystemen vernachlässigt wird. Dadurch sind die Gleichungen formal nur im nicht-relativistischen Fall gültig. Die letztlich relevanten Winkelverteilungen 7.8 und 7.9 lassen sich aber auch für den relativistischen Fall ableiten [Koch64].

7.1.2. Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$

Der gleiche Ansatz wird auch auf den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ mit $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ angewendet. Ausgangspunkt ist wieder der Λ -Zerfall mit Gleichung 7.3. Als ausgezeichnete Richtung bietet sich hier die Σ^0 -Flugrichtung an: $\vec{B} = -\vec{n}_{\Sigma^0}$. Die Λ -Polarisation folgt im diesem Fall aus der Σ^0 -Polarisation \vec{P}_{Σ^0} zu [Gatt58]

$$\vec{P}_\Lambda = -(\vec{P}_{\Sigma^0} \cdot \vec{n}_\Lambda) \vec{n}_\Lambda, \quad (7.10)$$

wobei die Λ -Flugrichtung \vec{n}_Λ im Σ^0 -Ruhesystem definiert ist. Mit $\vec{n}_\Lambda = -\vec{n}_{\Sigma^0}$ gilt

$$-\vec{n}_{\Sigma^0} \cdot \vec{P}_\Lambda = -\vec{P}_{\Sigma^0} \cdot \vec{n}_\Lambda, \quad (7.11)$$

wobei der linke Teil der Gleichung auf das Λ -Ruhesystem, der rechte Teil auf das Σ^0 -Ruhesystem Bezug nimmt. Nach Gleichung 2.17 folgt für die Σ^0 -Polarisation

$$\vec{P}_{\Sigma^0} = \frac{-(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} + \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}'_{\Sigma^0}) \vec{n}'_{\Sigma^0}}{1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}'_{\Sigma^0}}, \quad (7.12)$$

wobei nun \vec{n}'_{Σ^0} im Ξ^0 -Ruhesystem definiert ist und mit der Ξ^0 -Flugrichtung \vec{n}_{Ξ^0} im Σ^0 -Ruhesystem durch $\vec{n}'_{\Sigma^0} = -\vec{n}_{\Xi^0}$ verbunden ist. Mit Gleichung 7.11 folgt

$$-\vec{n}_{\Sigma^0} \cdot \vec{P}_{\Lambda} = \frac{-(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} + \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}'_{\Sigma^0})}{1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}'_{\Sigma^0}} \vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_{\Lambda}. \quad (7.13)$$

Analog zum obigen Fall wird hier über die Σ^0 -Richtung \vec{n}'_{Σ^0} summiert. Mit dem Winkel θ_{Σ^0} zwischen \vec{P}_{Ξ^0} und \vec{n}'_{Σ^0} ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsdichte für die Σ^0 -Flugrichtung im Ξ^0 -Ruhesystem entsprechend Winkelverteilung 2.13 von

$$f(\theta_{\Sigma^0}) = \frac{1}{2}(1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \vec{P}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}'_{\Sigma^0}) = \frac{1}{2}(1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} |\vec{P}_{\Xi^0}| \cos(\theta_{\Sigma^0})), \quad (7.14)$$

so dass schließlich

$$\langle -\vec{n}_{\Sigma^0} \cdot \vec{P}_{\Lambda} \rangle = \int_{-1}^{+1} -\vec{n}_{\Sigma^0} \cdot \vec{P}_{\Lambda} f(\theta_{\Sigma^0}) d\cos(\theta_{\Sigma^0}) = -\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_{\Lambda} \quad (7.15)$$

folgt. Damit ist $\langle -\vec{n}_{\Sigma^0} \cdot \vec{P}_{\Lambda} \rangle$ eine Funktion des Winkels $\Theta_{\Xi^0 \Lambda}$ zwischen der Ξ^0 - und Λ -Flugrichtung im Σ^0 -Ruhesystem mit $\vec{n}_{\Xi^0} \cdot \vec{n}_{\Lambda} = -\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda})$ (Abbildung 7.3). Einsetzen in Gleichung 7.3 führt schließlich zu der von der Ξ^0 -Polarisation unabhängigen Verteilung

$$\frac{d^2 N}{d\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) d\cos(\Theta_{\Sigma^0 p})} \propto 1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} \cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p}), \quad (7.16)$$

mit dem Winkel $\Theta_{\Sigma^0 p}$ zwischen Σ^0 - und Protonflugrichtung im Λ -Ruhesystem.

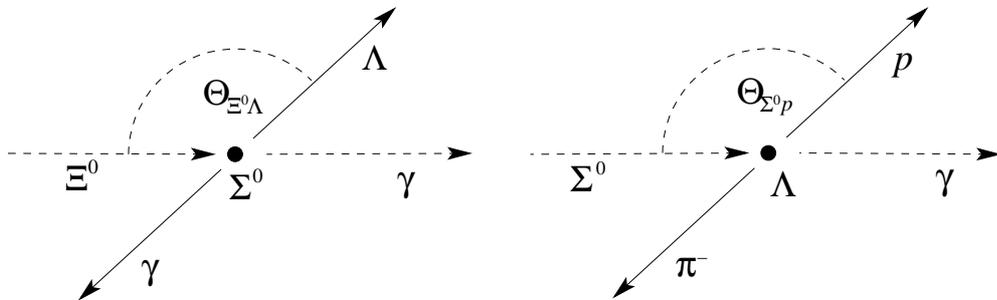


Abbildung 7.3: Die Zerfallswinkel $\Theta_{\Xi^0 \Lambda}$ zwischen dem einlaufenden Ξ^0 und dem auslaufenden Λ im Σ^0 -Ruhesystem (links) und $\Theta_{\Sigma^0 p}$ zwischen dem einlaufenden Σ^0 und dem auslaufenden Proton im Λ -Ruhesystem (rechts).

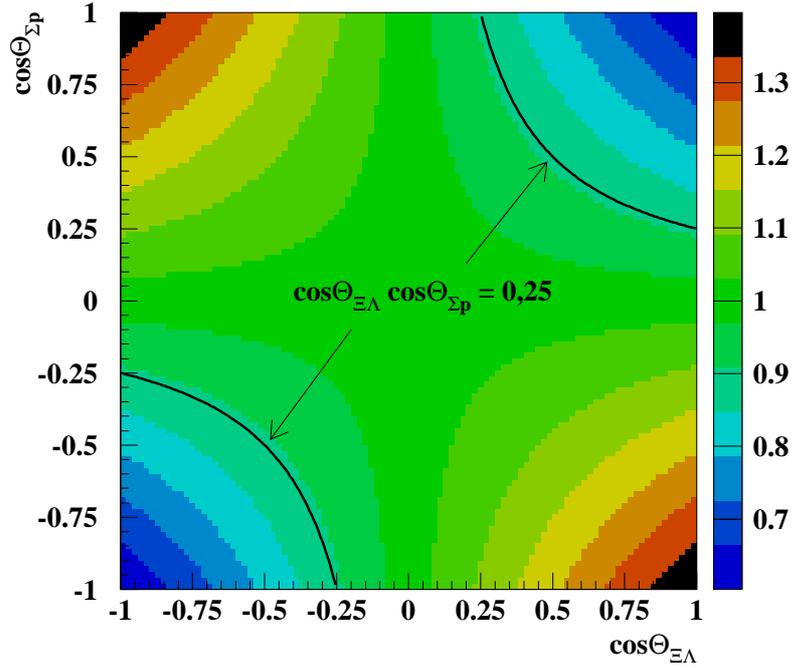


Abbildung 7.4: Schematische Verteilung der Ereignishäufigkeit nach Gleichung 7.16 (in bel. Einheiten) für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ mit $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} = -0,63 \cdot 0,642$ in Abhängigkeit der Winkel $\Theta_{\Xi^0 \Lambda}$ und $\Theta_{\Sigma^0 p}$. Die durchgezogenen Linien geben beispielhaft die Kurve mit $\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p}) = 0,25$ an.

Die Winkel $\Theta_{\Xi^0 \Lambda}$ und $\Theta_{\Sigma^0 p}$ treten in der Verteilung 7.16 nur in Form des Produkts $\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p})$ auf, was es ermöglicht 7.16 in eine eindimensionale Form zu überführen. Dazu wird die Verteilung entlang der Kurven mit konstantem Produkt $\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p})$ integriert (Abbildung 7.4), woraus

$$\frac{dN}{d(\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p}))} \propto [1 + \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} \cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p})] \cdot F(\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p})) \quad (7.17)$$

folgt. Der erste Faktor beschreibt dabei die relative Häufigkeit der Ereignisse, der zweite Faktor die Länge des Integrationswegs, der allerdings durch ein nicht analytisch lösbares elliptisches Integral gegeben ist:

$$F(T) = 2 \int_{|T|}^1 \frac{1}{t^2} \sqrt{t^4 + T^2} dt. \quad (7.18)$$

Da die Funktion $F(T)$ nicht von der Zerfallsasymmetrie abhängt und gleichermaßen in der Verteilung der Daten sowie der Simulation auftritt (sich somit beim Vergleich der beiden Verteilungen „herauskürzt“), ist die Kenntnis ihrer genauen Form nicht erforderlich. Somit wird hier die eindimensionale Verteilung 7.17 zur Bestimmung der Ξ^0 -Asymmetrie genutzt.

7.2. Methode zur Asymmetriestimmung

Die Abbildung 7.5 zeigt die Winkelverteilungen 7.8, 7.9 und 7.17 für die jeweiligen Zerfälle. Die qualitativ gute Übereinstimmung von Daten und Simulation zeigt, dass die in den Simulationen genutzten Asymmetrien bereits in etwa denen der Daten entsprechen. Die Form der Verteilungen ist für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ hauptsächlich durch die Detektorakzeptanz bestimmt. Im Fall $\cos(\Theta_{\Xi^0 p}) \approx -1$ wird das Proton im Wesentlichen in Richtung des Ξ^0 -Impulses emittiert, erhält so einen kleinen Transversalimpuls und verbleibt meist undetektiert im Strahlrohr. Für zunehmenden $\cos(\Theta_{\Xi^0 p})$ wird der relative Transversalimpuls größer und die Wahrscheinlichkeit, das Proton detektieren zu können, wächst. Im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ ist die Form der Verteilung dagegen durch die Funktion $F(T)$ (Gleichung 7.18) gegeben, die für $T = \pm 1$ gleich Null ist und für $T = 0$ ihr Maximum annimmt. Die asymmetrische Form der Verteilung ist ein Effekt der Detektorakzeptanz.

Aus dem Vergleich der generierten und rekonstruierten Zerfallswinkel in der Simulation ergibt sich die Auflösung, mit der die Winkel bestimmt werden können, für alle Winkel und Zerfälle zu $\sigma(\cos(\Theta)) \approx 0,01$. Somit sind die Winkel deutlich besser bestimmt als die hier für die Anpassung verwendete Binbreite von 0,1.

Die Bestimmung der Zerfallsasymmetrien erfolgt durch Vergleich von Daten und Simulation. Dazu werden die simulierten Asymmetrien durch geeignetes Ungewichten der Winkelverteilungen variiert, und das Produkt λ aus Ξ^0 - und Λ -Asymmetrie sowie die Normierung λ_0 der simulierten Ereignisse an die Daten angepasst. Im Detail folgt mit der Triggereffizienz $\varepsilon_{i,\text{Trig}}$, der Untergrundverteilung $N_{i,\text{UG}}$ (Abschnitt 7.2.1 und 7.2.2) und den vorliegenden simulierten Ereignissen $N_{i,\text{MC}}$ die zu erwartende Ereignisanzahl ν_i im Bin i der Winkelverteilung zu

$$\nu_i = \lambda_0 f(\lambda, x_i) \varepsilon_{i,\text{Trig}} N_{i,\text{MC}} + N_{i,\text{UG}}. \quad (7.19)$$

Die Abhängigkeit von der Zerfallsasymmetrie ist im Gewicht

$$f(\lambda, x_i) = \frac{1 \pm \lambda x_i}{1 \pm (\alpha_{\Xi^0, \text{MC}} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} x_i)} \quad \text{mit} \quad \lambda = \alpha_{\Xi^0, \text{var}} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \quad (7.20)$$

enthalten, wobei „+“ für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, „-“ für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ gilt. $f(\lambda, x_i)$ ergibt sich aus dem Quotient der obigen theoretischen Winkelverteilungen für den variierten Wert $\alpha_{\Xi^0, \text{var}}$ und den in der Simulation enthaltenden Wert $\alpha_{\Xi^0, \text{MC}}$ der Asymmetrie, mit dem Mittelpunkt x_i des jeweiligen Bins. Die Werte für λ_0 und λ werden für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ sowie $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ durch eine χ^2 -Methode, also durch Minimieren des Ausdrucks

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_{i,\text{Daten}} - \nu_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (7.21)$$

ermittelt. Für die Zerfälle $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ wird aufgrund ihrer geringeren Anzahl eine Maximum Likelihood-Methode verwendet, d.h. der Ausdruck

$$-2 \log(L) = -2 \sum_i (N_{i,\text{Daten}} \ln(\nu_i) - \nu_i) \quad (7.22)$$

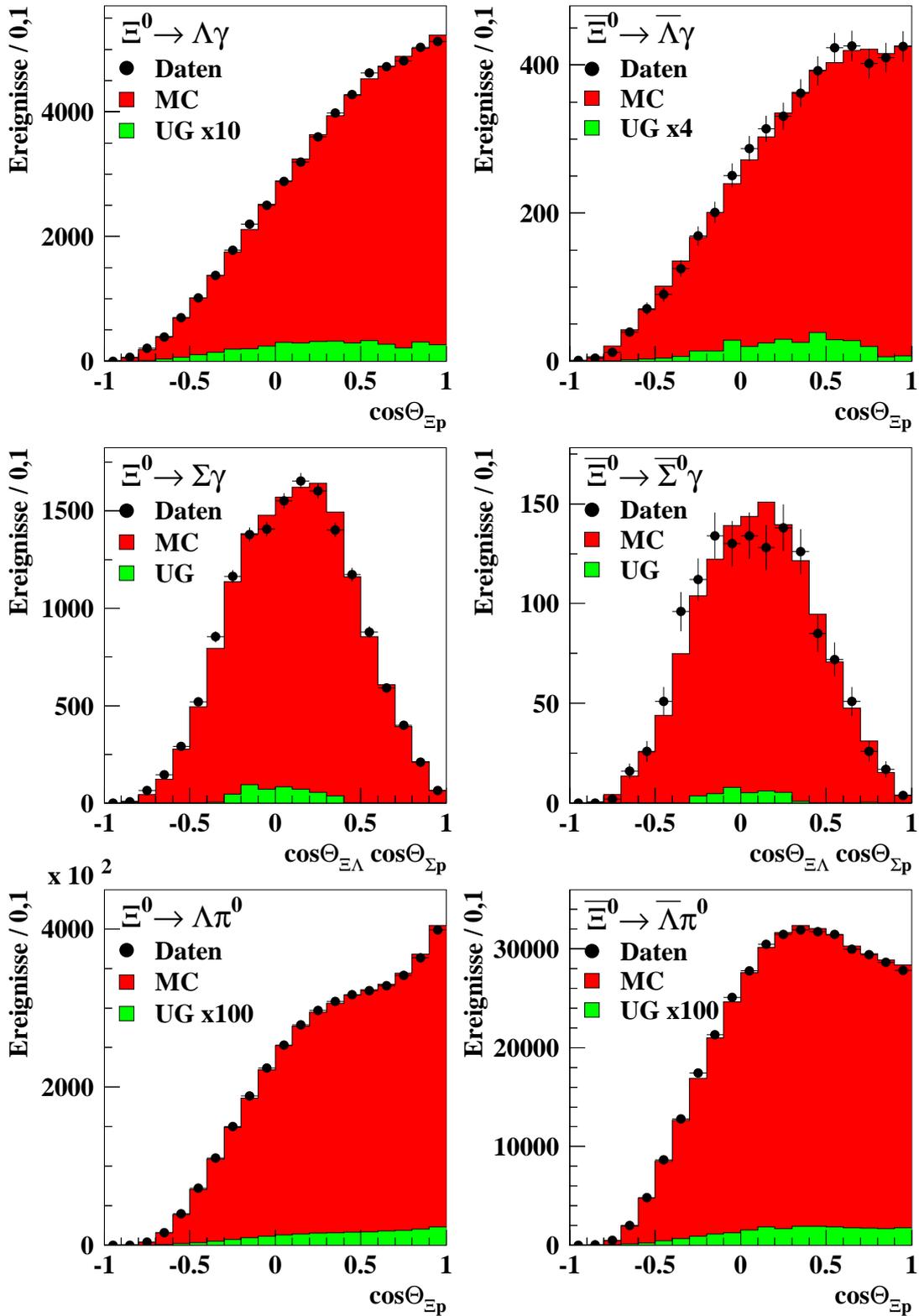


Abbildung 7.5: Winkelverteilungen der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ (oben), $\Xi^0 \rightarrow \Sigma \gamma$ (Mitte) und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ (unten) entsprechend den Verteilungen 7.8, 7.9 bzw. 7.17 aus Daten, Untergrund (UG) und Simulationen (MC) nach allen Selektionskriterien. Die Untergrundverteilungen wurden in einigen Fällen skaliert.

wird minimiert. Dabei ist σ_i^2 die Summe der Quadrate aller Unsicherheiten von $N_{i,\text{Daten}}$ und ν_i . In den beiden Summen 7.21 und 7.22 werden aber nur Bins mit mindestens 40 simulierten Ereignissen und im Fall der χ^2 -Methode mit zusätzlich mindestens 20 Datenereignissen berücksichtigt. Das Minimieren der Terme 7.21 und 7.22 erfolgt auf numerischem Wege mit dem Softwarepaket MINUIT [Jame75].

Die von beiden Methoden ermittelten Unsicherheiten der Asymmetrien berücksichtigen unterschiedliche Beiträge. Bei der χ^2 -Methode gehen neben der Ereignisanzahl auch die Unsicherheiten der Simulation, der Triggereffizienzen und des Untergrunds ein. Um die Anteile (näherungsweise) zu separieren, wird eine zweite Anpassung der Zerfallsasymmetrien durchgeführt, bei der die Unsicherheiten der drei letztgenannten Größen gleich Null gesetzt werden. Die aus dieser Anpassung resultierende Unsicherheit der Zerfallsasymmetrie wird dann als statistischer Fehler und die Differenz zur Unsicherheit der eigentlichen Anpassung als systematischer Fehler des Untergrunds, der Triggereffizienzen und der Simulation definiert.

Dagegen fließen bei der Maximum Likelihood-Methode nur die Anzahl der Datenereignisse in die Unsicherheiten der Asymmetrie ein. Um eine Abschätzung für die Auswirkungen der übrigen eingehenden Größen zu erhalten, werden 1000 weitere Anpassungen durchgeführt, bei denen die simulierten Ereignisse, die Triggereffizienzen und der Untergrund entsprechend ihrer Unsicherheiten innerhalb von vier Standardabweichungen um den eigentlichen Wert gaußverteilt variiert werden. Aus der Schwankung der so angepassten Zerfallsasymmetrien wird durch Berechnung der Standardabweichung zum eigentlich ermittelten Wert die Unsicherheit aufgrund der variierten Größen bestimmt.

7.2.1. Bestimmung und Korrektur der Triggereffizienz

Wie bereits erwähnt sind die Triggereffizienzen, also die Anteile der vom Trigger korrekt erkannten (innerhalb der Selektionskriterien) vollständig rekonstruierbaren Ξ^0 -Zerfälle, für die Asymmetriestimmung zu berücksichtigen (Gleichung 7.19), da sie von den jeweiligen Zerfallswinkeln abhängen. Ursache der zum Teil großen Ineffizienzen sind vor allem Ineffizienzen der Driftkammern (Abschnitt 5.4). Ihre Bestimmung erfolgt so weit möglich mit Hilfe der Daten, wobei jede Triggerstufe separat mit Ereignissen, die von der vorhergehenden Stufe bzw. von unabhängigen Triggerbedingungen selektiert wurden, überprüft wird. Damit ergibt sich die Gesamteffizienz als Produkt der Effizienzen der einzelnen Triggerstufen.

Effizienz der dritten Triggerstufe

Zur Messung der Effizienz der dritten Triggerstufe dienen die Autopass-Ereignisse (Abschnitt 3.4.4), die nach ihrer Definition einen kleinen Datensatz der vom Level 2 selektierten Ereignisse bilden. Um die Ereigniszahlen zu erhöhen werden neben den Autopass-Ereignissen des radiativen Hyperon-Filters auch die aller Level 3-Filter, denen Ereignisse mit gesetztem radiativen Hyperon-Trigger auf Level 2-Ebene zugewiesen werden, verwendet. Von diesen Autopass-Ereignissen werden dann diejenigen

ausgewählt, die sowohl vom radiativen Hyperon-Trigger auf Level 2-Ebene erkannt wurden, als auch die Selektionskriterien erfüllen, und der Anteil ε_{L3} bestimmt, der zusätzlich vom radiativen Hyperon-Filter erkannt wurde. ε_{L3} ist so die gesuchte Triggereffizienz (Tabelle 7.1). Die Unsicherheit der Triggereffizienz wird als klassischer „Binomial-Fehler“ berechnet. Dies führt allerdings für $\varepsilon_{L3} = 1$ ($\varepsilon_{L3} = 0$) zu keinem sinnvollen Wert. In diesem Fall wird stattdessen die Wahrscheinlichkeit, die beobachtete Ereignisanzahl zu erhalten, als Funktion der wahren Effizienz bestimmt und aus dieser der Wert \mathcal{F} ermittelt, mit der die gesuchte wahre Effizienz mit einer Wahrscheinlichkeit von 68,3% zwischen $1 - \mathcal{F}$ und 1 (0 und \mathcal{F}) liegt [Pate04]. Die Unsicherheit der gemessenen Effizienz ε_{L3} ist dann $\sigma_{L3} = {}^{+0}_{-\mathcal{F}}$ ($\sigma_{L3} = {}^{+\mathcal{F}}_{-0}$).

Nach Tabelle 7.1 erweist sich der Level 3 mit einer mittleren Ineffizienz von nur 0,05% als sehr effizient, so dass auf eine Korrektur verzichtet wird. Der mögliche Effekt dieses Verzichts auf die Asymmetriemessung wird in Form einer systematischen Unsicherheit berücksichtigt (Abschnitt 8.2).

Effizienz der zweiten Triggerstufe

Um die Effizienz der zweiten Triggerstufe zu bestimmen, werden die geladenen Minimum Bias-Ereignisse genutzt, die einen kleinen Datensatz der vom Level 1 aus-

Datenblock	n	N	$\varepsilon_{L3}/\%$	n	N	$\varepsilon_{L3}/\%$
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Selektion			$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Selektion		
1 pos.	370	370	$100,00^{+0,00}_{-0,15}$	36	36	$100,00^{+0,00}_{-1,53}$
1 neg.	106	106	$100,00^{+0,00}_{-0,53}$	17	17	$100,00^{+0,00}_{-3,09}$
2 pos.	1.629	1.630	$99,94 \pm 0,06$	143	143	$100,00^{+0,00}_{-0,40}$
2 neg.	1.798	1.798	$100,00^{+0,00}_{-0,03}$	149	149	$100,00^{+0,00}_{-0,38}$
3 pos.	696	698	$99,71 \pm 0,20$	88	88	$100,00^{+0,00}_{-0,64}$
	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Selektion			$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -Selektion		
1 pos.	118	118	$100,00^{+0,00}_{-0,48}$	10	10	$100,00^{+0,00}_{-4,96}$
1 neg.	25	25	$100,00^{+0,00}_{-2,16}$	5	5	$100,00^{+0,00}_{-8,71}$
2 pos.	477	478	$99,79 \pm 0,21$	39	39	$100,00^{+0,00}_{-1,42}$
2 neg.	502	502	$100,00^{+0,00}_{-0,11}$	37	37	$100,00^{+0,00}_{-1,49}$
3 pos.	253	253	$100,00^{+0,00}_{-0,23}$	19	19	$100,00^{+0,00}_{-2,79}$
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Selektion			$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Selektion		
1 pos.	27.194	27.203	$99,97 \pm 0,01$	2.875	2.875	$100,00^{+0,00}_{-0,02}$
1 neg.	7.314	7.316	$99,97 \pm 0,02$	754	754	$100,00^{+0,00}_{-0,08}$
2 pos.	124.147	124.209	$99,95 \pm 0,01$	13.445	13.452	$99,95 \pm 0,02$
2 neg.	134.253	134.309	$99,96 \pm 0,01$	11.149	11.151	$99,98 \pm 0,01$
3 pos.	59.545	59.581	$99,94 \pm 0,01$	6.463	6.466	$99,95 \pm 0,03$

Tabelle 7.1: Effizienz der dritten Triggerstufe relativ zur zweiten Triggerstufe, N gibt die Anzahl der zur Messung verwendeten Autopass-Ereignisse und n die Anzahl der davon effizienten Ereignisse an.

gewählten Ereignisse bilden. Allerdings wurden die Minimum Bias-Ereignisse durch den Level 3 gefiltert (Abschnitt 6.1), wodurch ihre Verwendung, im Falle von korrelierten Ineffizienzen der Triggerstufen, dazu führen könnte, dass Teile der Ineffizienzen nicht erkannt werden. Dies kann dann ausgeschlossen werden, wenn der Level 3 auch gegenüber der ersten Triggerstufen 100% effizient ist. Daher wird analog zur oben beschriebenen Methode die Level 3-Effizienz auch relativ zu den geladenen Minimum Bias-Ereignissen gemessen. Als Resultat ergibt sich im Mittel eine Effizienz² von $\varepsilon_{L3,\text{gmb}} \approx 99,95\%$, womit eine Verfälschung der Effizienzmessung durch das Filtern der Minimum Bias-Ereignisse ausgeschlossen ist.

Die Effizienz der zweiten Triggerstufe ist dann der Anteil ε_{L2} der Ereignisse, die die Bedingungen des radiativen Hyperon-Triggers auf Level 2-Ebene erfüllen, von allen geladenen Minimum Bias-Ereignissen, die die Selektionskriterien und den Level 3-Filter passiert haben (Tabelle 7.2). Für ihre Berücksichtigung in Gleichung 7.19 ist die Effizienz zusätzlich als Funktion der Zerfallswinkel zu bestimmen. Die daraus folgenden Werte zeigen die Abbildungen 7.6 bis 7.8, in denen eine deutliche Variation der Effizienzen in Abhängigkeit der Zerfallswinkel zu erkennen ist.

Datenblock	n	N	$\varepsilon_{L2}/\%$	n	N	$\varepsilon_{L2}/\%$
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Selektion			$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Selektion		
1 pos.	640	740	$86,49 \pm 1,26$	67	80	$83,75 \pm 4,12$
1 neg.	182	236	$77,12 \pm 2,73$	18	24	$75,00 \pm 8,84$
2 pos.	1.987	2.285	$86,96 \pm 0,70$	195	222	$87,84 \pm 2,19$
2 neg.	2.085	2.291	$91,01 \pm 0,60$	151	171	$88,30 \pm 2,46$
3 pos.	915	1.181	$77,48 \pm 1,22$	103	125	$82,40 \pm 3,41$
	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Selektion			$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -Selektion		
1 pos.	156	186	$83,87 \pm 2,70$	13	14	$92,86 \pm 6,88$
1 neg.	69	79	$87,34 \pm 3,74$	4	6	$66,67 \pm 19,25$
2 pos.	576	659	$87,41 \pm 1,29$	63	69	$91,30 \pm 3,39$
2 neg.	628	689	$91,15 \pm 1,08$	54	65	$83,08 \pm 4,65$
3 pos.	247	312	$79,17 \pm 2,30$	26	33	$78,79 \pm 7,12$
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Selektion			$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Selektion		
1 pos.	46.892	55.043	$85,19 \pm 0,15$	4.932	5.589	$88,24 \pm 0,43$
1 neg.	14.637	18.316	$79,91 \pm 0,30$	1.453	1.913	$75,95 \pm 0,98$
2 pos.	151.634	173.726	$87,28 \pm 0,08$	16.213	18.100	$89,57 \pm 0,23$
2 neg.	158.150	173.573	$91,11 \pm 0,07$	12.942	14.926	$86,71 \pm 0,28$
3 pos.	71.690	91.662	$78,21 \pm 0,14$	7.839	9.582	$81,81 \pm 0,39$

Tabelle 7.2: Effizienz der zweiten Triggerstufe relativ zur ersten Triggerstufe, N gibt die Anzahl der zur Messung verwendeten geladenen Minimum Bias-Ereignisse und n die Anzahl der davon effizienten Ereignisse an.

²Integriert über alle Datenperioden und für Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle zusammengefasst ergibt sich im Einzelnen: $\varepsilon_{L3,\text{gmb}}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = (100,00^{+0,00}_{-0,08})\%$, $\varepsilon_{L3,\text{gmb}}(\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma) = (100,00^{+0,00}_{-0,28})\%$ und $\varepsilon_{L3,\text{gmb}}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) = (99,95 \pm 0,01)\%$.

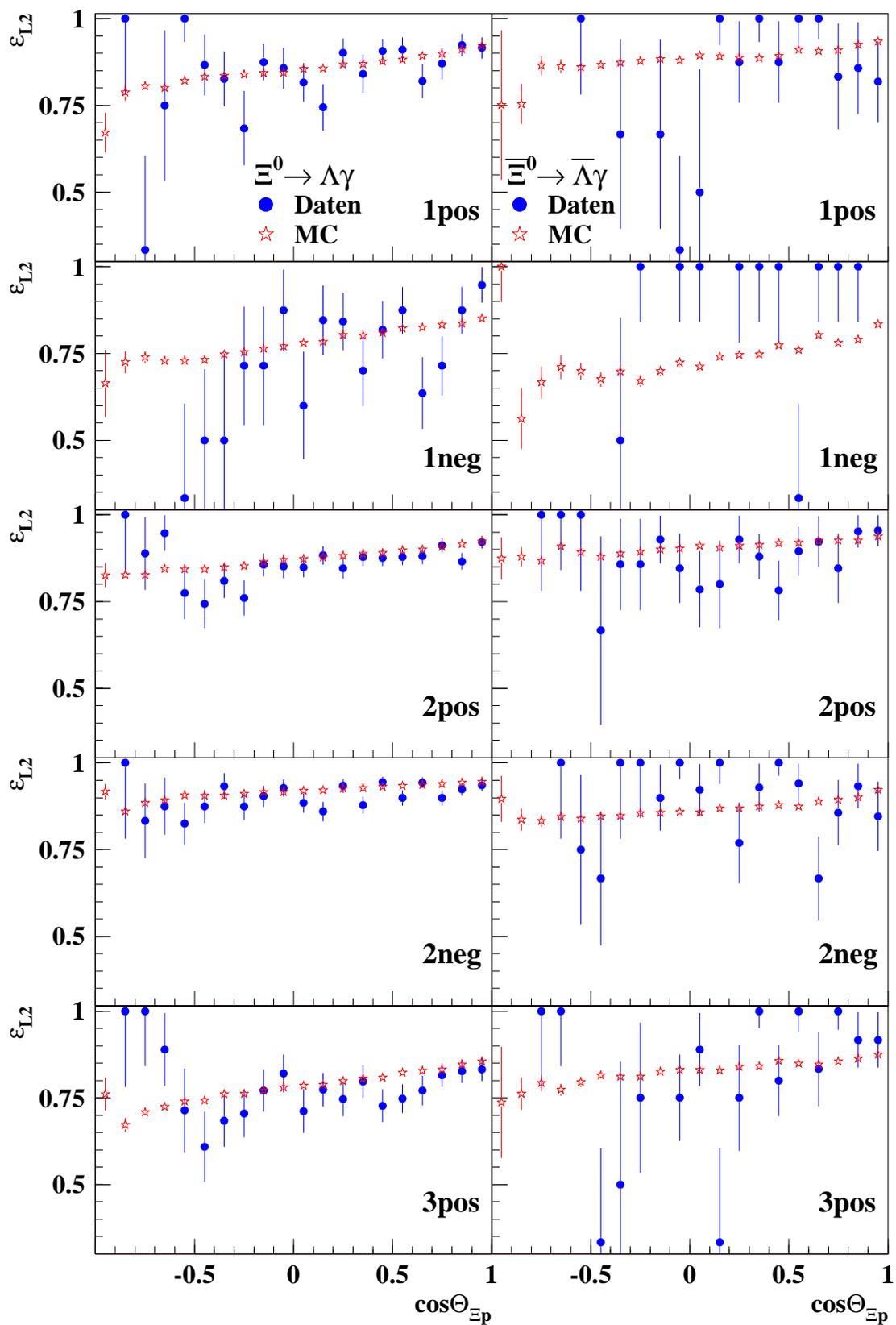


Abbildung 7.6: Effizienz der zweiten Triggerstufe pro Datenblock für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (links) und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ (rechts), aus Daten und Simulation bestimmt.

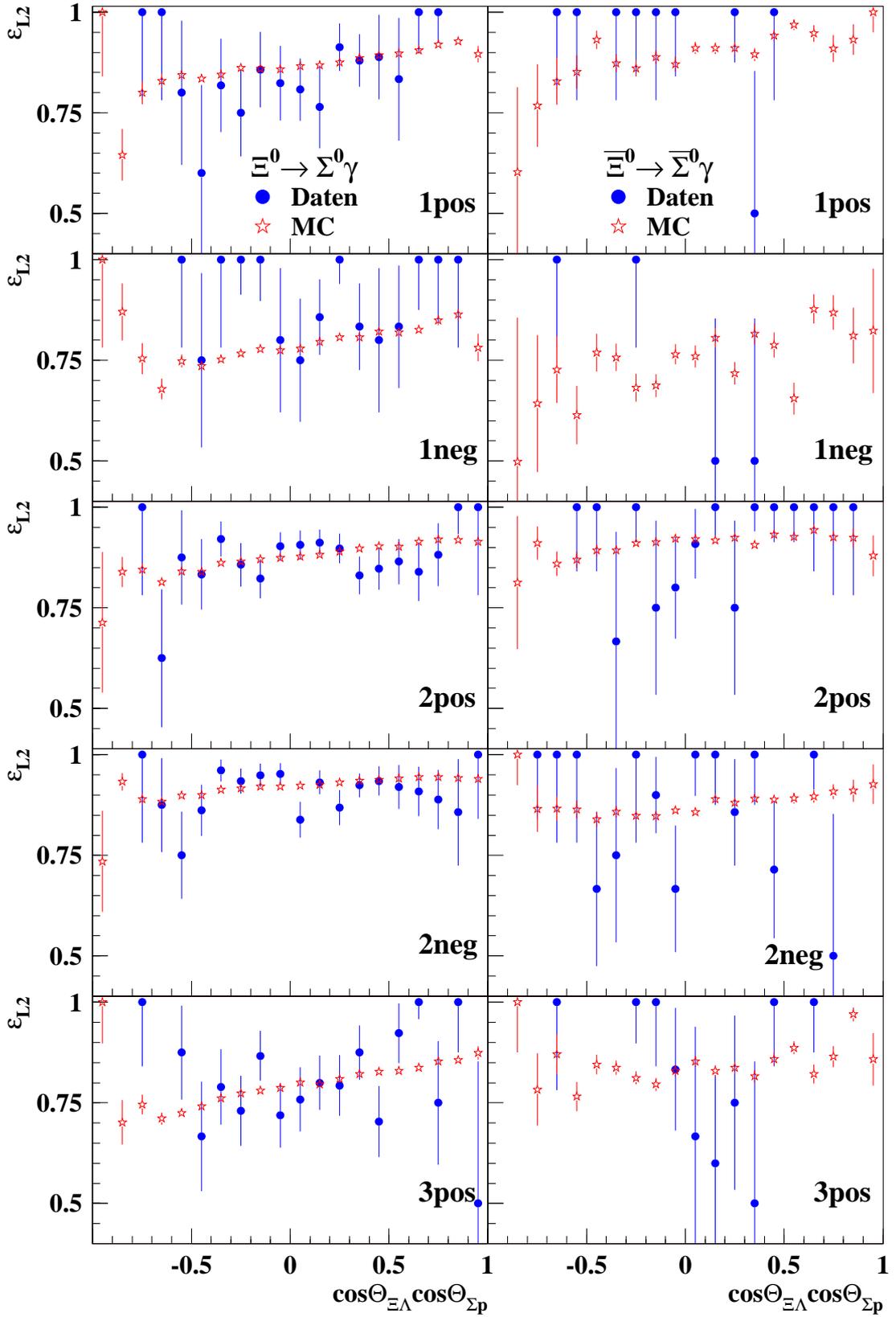


Abbildung 7.7: Effizienz der zweiten Triggerstufe pro Datenblock für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ (links) und $\Xi^{\bar{0}} \rightarrow \Sigma^{\bar{0}} \gamma$ (rechts), aus Daten und Simulation bestimmt.

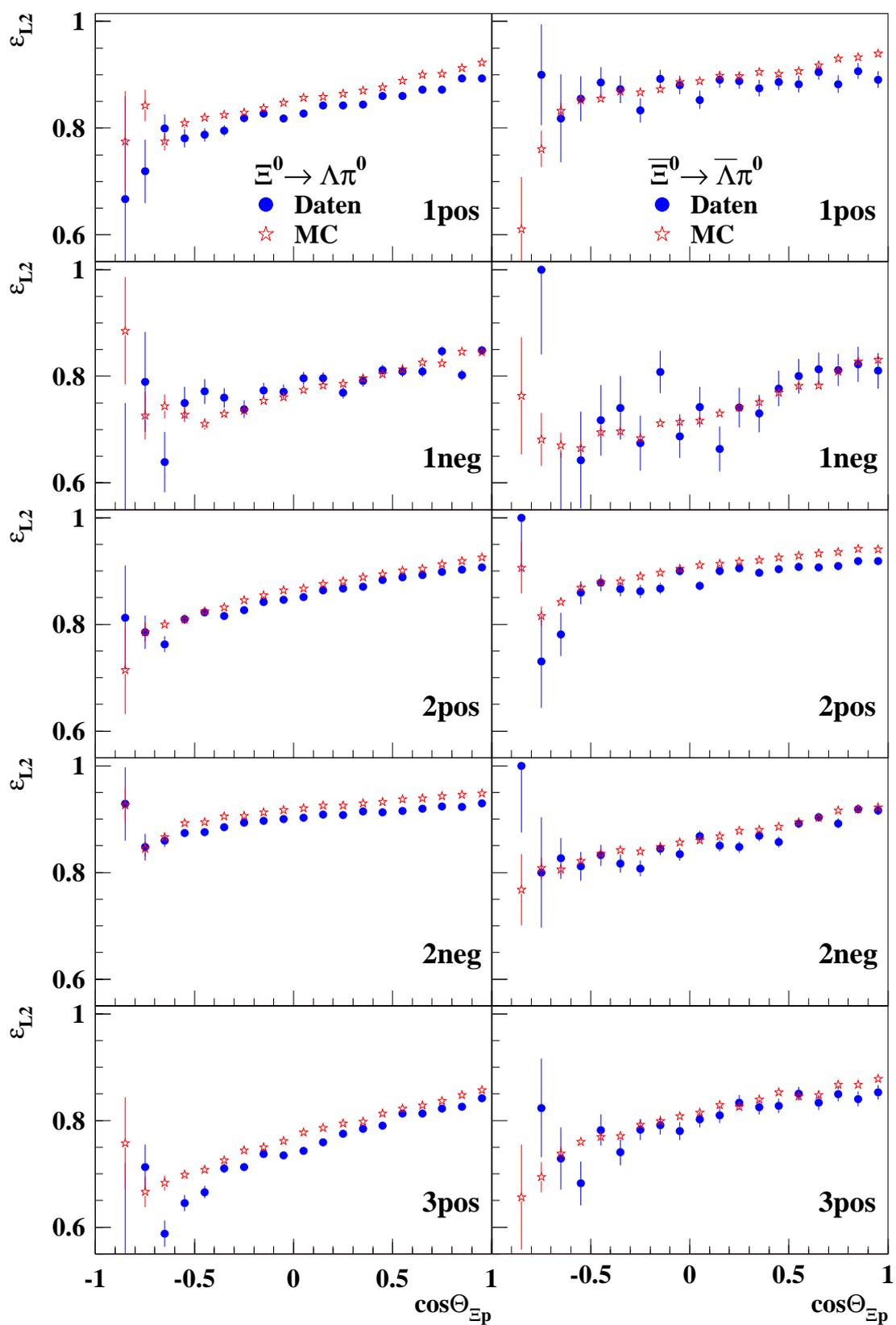


Abbildung 7.8: Effizienz der zweiten Triggerstufe pro Datenblock für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (links) und $\Xi^{\bar{0}} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ (rechts), aus Daten und Simulation bestimmt.

Datenblock	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$		$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$	
	$\varepsilon'_{L2}(\text{Daten})$	$\varepsilon'_{L2}(\text{MC})$	$\varepsilon'_{L2}(\text{Daten})$	$\varepsilon'_{L2}(\text{MC})$
1 pos.	$0,085 \pm 0,005$	$0,089 \pm 0,003$	$0,027 \pm 0,012$	$0,059 \pm 0,003$
1 neg.	$0,082 \pm 0,010$	$0,114 \pm 0,004$	$0,123 \pm 0,034$	$0,148 \pm 0,006$
2 pos.	$0,077 \pm 0,002$	$0,078 \pm 0,001$	$0,044 \pm 0,007$	$0,047 \pm 0,001$
2 neg.	$0,035 \pm 0,002$	$0,038 \pm 0,001$	$0,088 \pm 0,008$	$0,077 \pm 0,002$
3 pos.	$0,147 \pm 0,005$	$0,127 \pm 0,003$	$0,085 \pm 0,013$	$0,094 \pm 0,003$

Tabelle 7.3: Vergleich der angepassten Steigungen ε'_{L2} an die aus Daten bzw. Simulationen entnommenen Effizienzverteilung der zweiten Triggerstufe für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$.

Soweit möglich werden zur Effizienzkorrektur in Gleichung 7.19 die direkt aus den Daten bestimmten Werte verwendet. Ausnahmen bilden die Zerfälle $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$, sowie im Datenblock „1 neg.“ auch die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, für die zu wenige Minimum Bias-Ereignisse vorliegen, um aussagekräftige winkelabhängige Triggereffizienzen zu erhalten. In diesen Fällen wird auf die vorhandene Simulation der zweiten Triggerstufe zurückgegriffen, die eine zu den Daten analoge Effizienzbestimmung ermöglicht (Abbildungen 7.6 bis 7.8). Insbesondere der Vergleich der Effizienzen aus Daten und Simulationen für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ zeigt, dass die Simulationen die Winkelabhängigkeiten der Daten gut reproduzieren. Dies lässt sich z.B. durch Anpassen einer Geraden der Form

$$\varepsilon_{L2}(x) = \hat{\varepsilon}_{L2}[1 + \varepsilon'_{L2}x], \quad (7.23)$$

(mit $x = \cos(\Theta_{\Xi^0 p})$ bzw. $x = \cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda})\cos(\Theta_{\Sigma^0 p})$) an die Effizienzverteilungen und dem Vergleich der Steigungen ε'_{L2} aus Daten und Simulation quantitativ verifizieren (Tabelle 7.3). Die Steigung ε'_{L2} entspricht, bis auf das Vorzeichen, näherungsweise dem Einfluss dieser Korrektur auf das anzupassende Produkt $\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$. Da in wenigen Fällen (z.B. für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ im Datenblock „3 pos.“) eine systematische Abweichung zwischen beiden Methoden von der Größe $\Delta\varepsilon'_{L2} \approx 0,010$ nicht auszuschließen ist, wird für die Datenblöcke, deren Asymmetrien mit den simulierten Effizienzen ermittelt werden, eine zusätzliche systematische Unsicherheit von $\sigma_{\text{sys},L2}(\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,010$ zur ermittelten Asymmetrie hinzugefügt. Die absolute Effizienz, die von den Simulationen meist um wenige Prozent überschätzen werden, ist für die Korrektur nicht weiter relevant.

Effizienz der ersten Triggerstufe

Zur Bestimmung Level 1-Effizienz werden die neutralen Minimum Bias-Ereignisse genutzt. Sie wurden mit einer zum radiativen Hyperon-Trigger unabhängigen Bedingung ($T0N$) aufgezeichnet, und bilden so aus Sicht des Hyperon-Triggers einen quasi zufällig ausgewählten Datensatz. Da auch die neutralen Minimum Bias-Ereignisse vom Level 3-Trigger gefiltert wurden, ist auch hier sicherzustellen, dass der

7. Messung der Zerfallsasymmetrie

Datenblock	n	N	$\varepsilon_{L1}/\%$	n	N	$\varepsilon_{L1}/\%$
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Selektion			$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ -Selektion		
1 pos.	104	121	$85,95 \pm 3,16$	12	14	$85,71 \pm 9,35$
1 neg.	58	65	$89,23 \pm 3,84$	7	8	$87,50 \pm 11,69$
2 pos.	386	390	$98,97 \pm 0,51$	36	36	$100,00^{+0,00}_{-1,53}$
2 neg.	362	363	$99,72 \pm 0,28$	34	34	$100,00^{+0,00}_{-1,61}$
3 pos.	189	189	$100,00^{+0,00}_{-0,30}$	14	14	$100,00^{+0,00}_{-3,69}$
	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Selektion			$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ -Selektion		
1 pos.	32	33	$96,97 \pm 2,98$	0	0	—
1 neg.	18	23	$78,26 \pm 8,60$	2	2	$100,00^{+0,00}_{-15,91}$
2 pos.	122	122	$100,00^{+0,00}_{-0,46}$	13	13	$100,00^{+0,00}_{-3,94}$
2 neg.	138	139	$99,28 \pm 0,72$	9	9	$100,00^{+0,00}_{-5,43}$
3 pos.	56	56	$100,00^{+0,00}_{-1,00}$	3	3	$100,00^{+0,00}_{-12,48}$
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Selektion			$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Selektion		
1 pos.	9.451	11.204	$84,35 \pm 0,34$	923	1.088	$84,83 \pm 1,09$
1 neg.	6.317	7.473	$84,53 \pm 0,30$	626	760	$82,37 \pm 1,38$
2 pos.	39.288	39.356	$99,83 \pm 0,02$	4.073	4.082	$99,78 \pm 0,07$
2 neg.	39.788	39.869	$99,80 \pm 0,02$	3.431	3.444	$99,62 \pm 0,10$
3 pos.	20.252	20.281	$99,86 \pm 0,03$	2.058	2.063	$99,76 \pm 0,11$

Tabelle 7.4: Effizienz der ersten Triggerstufe relativ zu den neutralen Minimum Bias-Ereignisse, N gibt die Anzahl der zur Messung verwendeten neutralen Minimum Bias-Ereignisse ($T0N$) an, n die Anzahl der davon effizienten Ereignisse.

Level 3 keine Ineffizienzen gegenüber den neutralen Minimum Bias-Ereignissen aufweist. Dazu wird wieder die entsprechende Level 3-Effizienz gemessen, die hier im Mittel³ $\varepsilon_{L3,nmb} \approx 99,96\%$ beträgt.

Für die Messung der Level 1-Effizienz werden die neutralen Minimum Bias-Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen und vom Level 3-Filter akzeptiert wurden, betrachtet, und aus diesen der Anteil ε_{L1} der Ereignisse ermittelt, die zusätzlich die Bedingungen der ersten Stufe des Hyperon-Triggers erfüllen (Tabelle 7.4). Damit ist ε_{L1} die gesuchte Level 1-Triggereffizienz. Für die erste Datenperiode liegt diese lediglich um 85% und ist damit zu berücksichtigen, wohingegen sie für die zweite und dritte Periode etwa 99,8% beträgt und so vernachlässigt werden kann (siehe unten). Eine direkte Messung ihrer Winkelabhängigkeit mit Hilfe der Daten ist aber aufgrund der Ereigniszahlen nur für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ möglich (Abbildung 7.9). In Ermangelung einer Simulation dieser Triggerstufe wird für die

³Integriert über alle Datenperioden und für Ξ^0 - und Ξ^0 -Zerfälle zusammengefasst ergibt sich im Detail: $\varepsilon_{L3,nmb}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = (100,00^{+0,00}_{-0,54})\%$, $\varepsilon_{L3,nmb}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma) = (100,00^{+0,00}_{-1,71})\%$ und $\varepsilon_{L3,nmb}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) = (99,96 \pm 0,02)\%$.

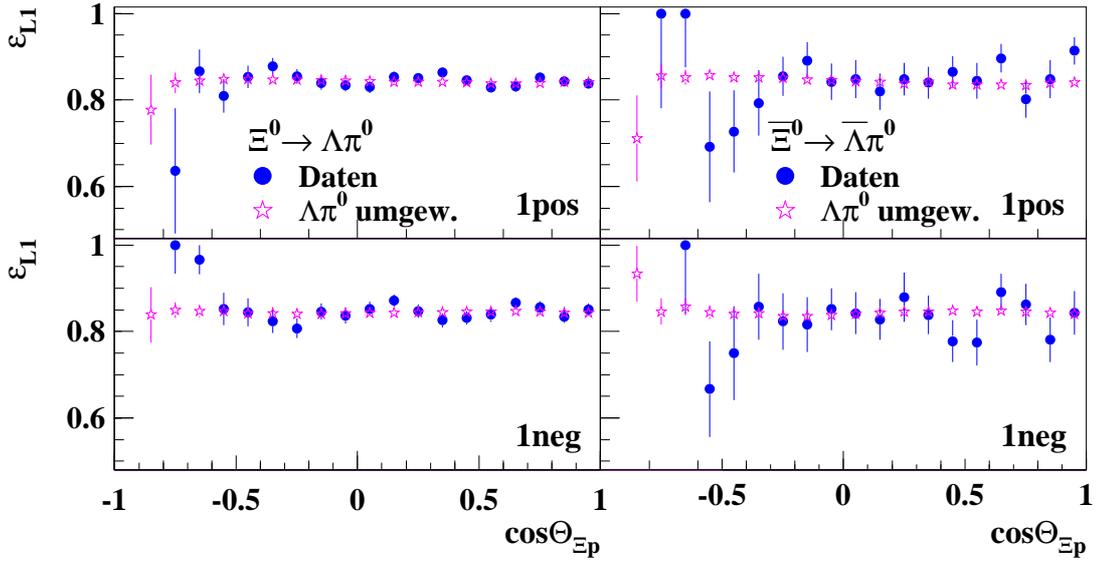


Abbildung 7.9: Level 1-Triggereffizienz als Funktion des Zerfallswinkels $\Theta_{\Xi^0 p}$ für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (links) und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ (rechts) entsprechend der direkten Messung („Daten“) und der Umgewichtungsmethode („ $\Lambda\pi^0$ umgew.“) für die erste Datenperiode.

Datenblock	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$		$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$	
	$\varepsilon'_{L1}(\text{Daten})$	$\varepsilon'_{L1}(\Lambda\pi^0 \text{ umgew.})$	$\varepsilon'_{L1}(\text{Daten})$	$\varepsilon'_{L1}(\Lambda\pi^0 \text{ umgew.})$
1 pos.	$-0,008 \pm 0,010$	$-0,008 \pm 0,004$	$0,038 \pm 0,031$	$-0,015 \pm 0,005$
1 neg.	$-0,008 \pm 0,012$	$0,003 \pm 0,005$	$0,010 \pm 0,041$	$0,005 \pm 0,006$

Tabelle 7.5: Vergleich der angepassten Steigungen ε'_{L1} an die Verteilungen der direkt gemessenen Effizienzen („Daten“) und der umgewichteten Effizienzen („ $\Lambda\pi^0$ umgew.“) der ersten Triggerstufe für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$.

übrigen Zerfälle die für die Effizienzkorrektur benötigte Winkelabhängigkeit durch Umgewichten der aus dem Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ bzw. $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ ermittelten Effizienzen bestimmt.

Beim Gewichten der Effizienzen wird angenommen, dass sie von kinematischen Variablen der Zerfallsprodukte, nicht aber vom jeweiligen Ξ^0 -Zerfall abhängen. Da die wesentliche Ursache dieser Triggerineffizienz die ineffizienten Drähte der ersten Driftkammer sind und in der Analyse implizit über den Azimutwinkel der Ξ^0 -Kandidaten integriert wird, sollte die mittlere Triggereffizienz bei einem gegebenen Zerfallswinkel hauptsächlich vom Abstand r_p und r_π der Proton- bzw. Pionposition zum Mittelpunkt der ersten Driftkammer abhängen. Dementsprechend wird die Triggereffizienz $\varepsilon_{L1, \Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0}$ aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen als Funktion von r_p und r_π bestimmt (Abbildung 7.10) und mit der aus den Daten entnommenen Verteilungen der Ξ^0 -Kandidaten N_{Ξ^0} in Abhängigkeit von r_p und r_π gewichtet. So ergibt sich z.B.

die Effizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (und analog für die anderen Zerfälle) zu

$$\varepsilon_{L1, \Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma}(\cos(\Theta_{\Xi^0 p})) = \frac{\sum_{r_p, r_\pi} N_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma}(\cos(\Theta_{\Xi^0 p}), r_p, r_\pi)}{\sum_{r_p, r_\pi} \frac{N_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma}(\cos(\Theta_{\Xi^0 p}), r_p, r_\pi)}{\varepsilon_{L1, \Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0}(r_p, r_\pi)}}. \quad (7.24)$$

Die so ermittelten Effizienzen gibt Abbildung 7.11 bzw. 7.9 wieder. Ihre Güte lässt sich wieder mit den Zerfällen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ durch Anpassen einer Gera-

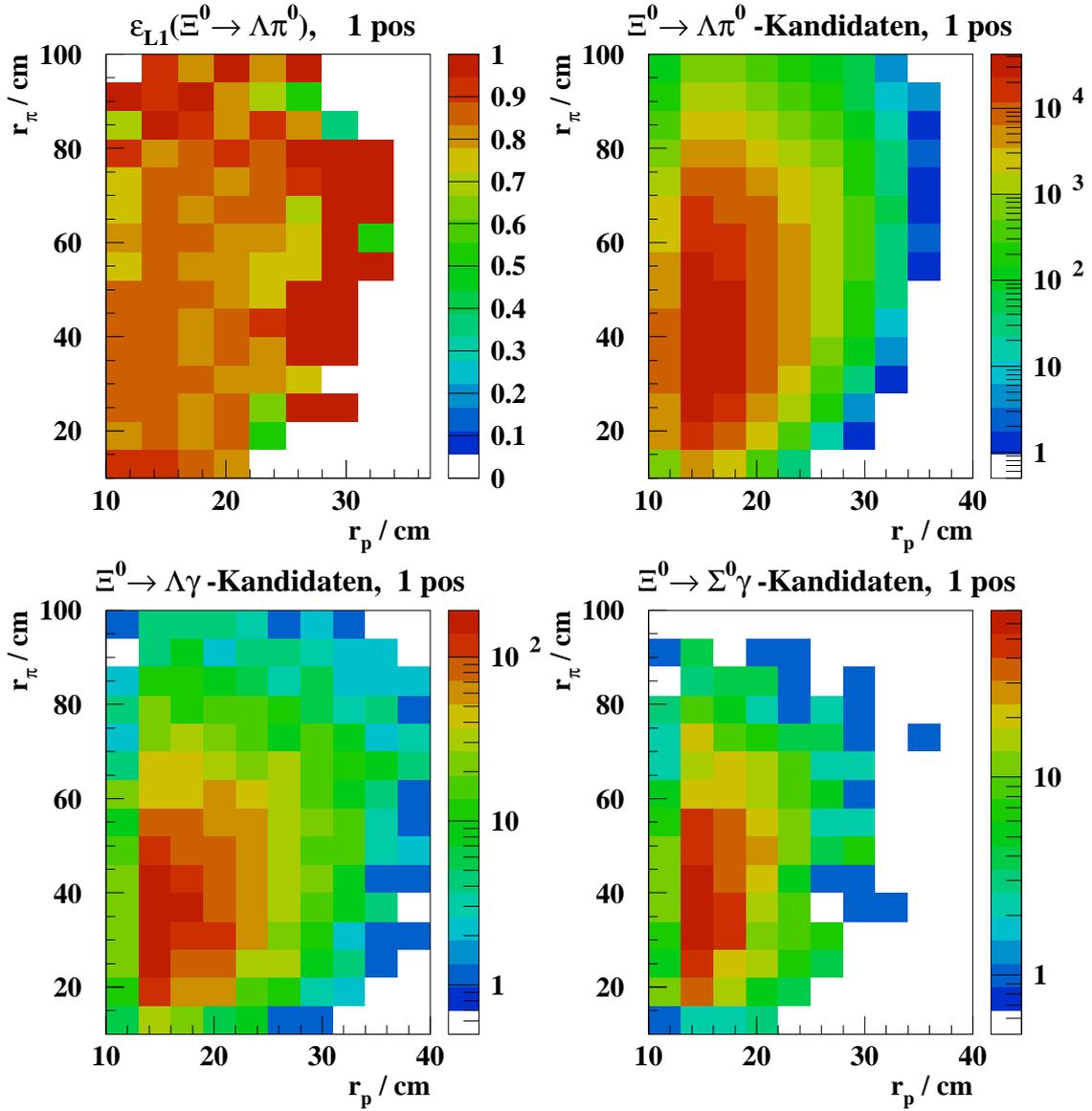


Abbildung 7.10: Verteilung der aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen bestimmten Level 1-Triggereffizienz (oben links) und Verteilungen der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ - (oben rechts), der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ - (unten links) sowie der $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Kandidaten (unten rechts) als Funktion von r_p und r_π am Beispiel des Datenblocks „1 pos“.

den analog Gleichung 7.23 und dem Vergleich mit den direkt gemessenen Effizienzverteilungen abschätzen (Tabelle 7.5). Die beiden Methoden zeigen im Wesentlichen eine gute Übereinstimmung, lediglich kleinere Schwankungen, wie z.B. bei $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ zu beobachten (Abbildung 7.9), werden durch die umgewichteten Effizienzen nicht wiedergegeben. Daher wird in den Fällen, in denen die umgewichtete Effizienzverteilung zur Korrektur verwendet wird, eine zusätzliche systematische Unsicherheit von $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda\rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,010$ zur ermittelten Asymmetrie hinzugefügt.

Damit bei der Zusammenfassung der Datenblöcke (Abschnitt 7.3) die Triggereffizienzen konsistent berücksichtigt werden, wird für die hier vernachlässigte Effizienz

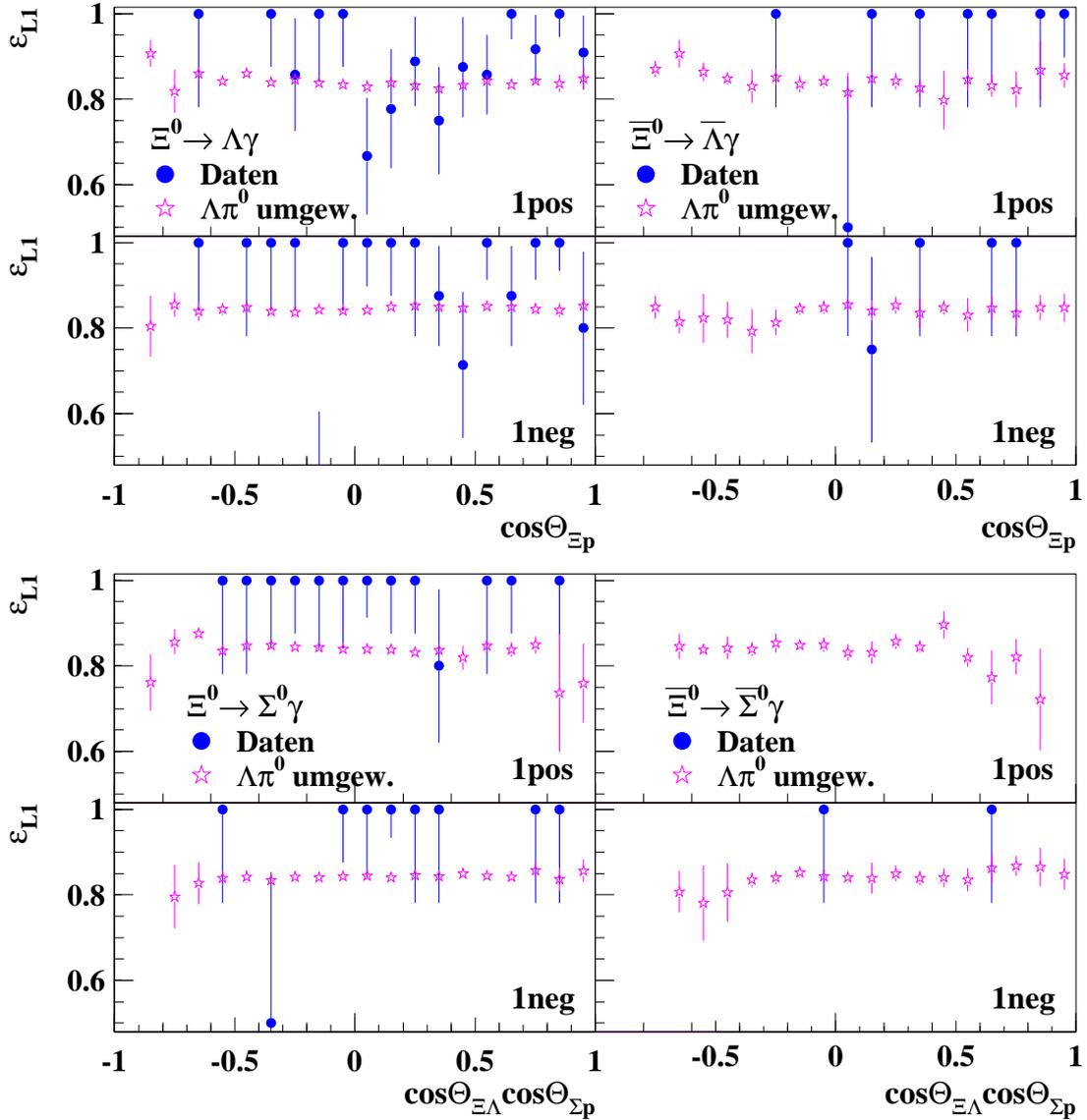


Abbildung 7.11: Level 1-Triggereffizienz als Funktion der Zerfallswinkel für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ bzw. $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ (oben) und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ bzw. $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ (unten), ermittelt mit der direkten Messung („Daten“) und der Umgewichtungsmethode („ $\Lambda\pi^0$ umgew.“) für die erste Datenperiode.

der zweiten und dritten Datenperiode eine zusätzliche systematische Unsicherheit angenommen. Für deren Abschätzung wird die Effizienz als eine in den Zerfallswinkeln lineare Funktion analog Gleichung 7.23 vorausgesetzt. Die Parameter $\hat{\varepsilon}_{L1}$ und ε'_{L1} werden so gewählt, dass $|\varepsilon'_{L1}|$ maximal ist, mit der gemessenen Winkelverteilung der Ξ^0 -Kandidaten die mittlere Effizienz von 99,8% reproduziert wird und keine unphysikalischen Effizienzen auftreten. Die Steigungen ε'_{L1} geben dann den möglichen Einfluss der vernachlässigten Ineffizienzen auf die Asymmetrien wieder und werden als systematische Unsicherheiten verwendet. Für alle drei betroffenen Datenblöcken sowie für Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle ergeben sich so jeweils die gleichen Unsicherheiten von $\sigma_{\text{sys,L1}}(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,004$ und $\sigma_{\text{sys,L1}}(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \sigma_{\text{sys,L1}}(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,003$.

7.2.2. Korrektur des Untergrunds

Die Korrektur des Untergrunds erfordert die Kenntnis seiner jeweiligen Verteilung in $\cos(\Theta_{\Xi^0 p})$ bzw. $\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p})$. Diese werden aus den Ereignissen, mit denen im Abschnitt 6.4 die Untergrundanteile ermittelt wurde, bestimmt (Abbildung 7.5). Im Fall des aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen gebildeten Untergrunds der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Kandidaten werden die simulierten $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle genutzt. Um eine ausreichende Anzahl fehlidentifizierter Zerfälle zu erhalten, werden dabei nicht nur die Ereignisse berücksichtigt, die die eigentliche Bedingung an die invarianten $\Lambda\gamma$ -Masse (Gleichung 6.16) erfüllen, sondern alle Ereignisse mit $m_{\Lambda\gamma} \geq 1,290 \text{ GeV}/c^2$.

In vielen Datenblöcken liegen aber nicht genug Ereignisse vor, um eine aussagekräftige Winkelverteilung pro Datenblock zu erhalten. Daher wird eine für alle Datenblöcke gemeinsame Winkelverteilung je Untergrundquelle erstellt und auf den erwarteten Untergrund des einzelnen Datenblocks skaliert. So werden statistische Fluktuationen reduziert, gleichzeitig aber über eventuelle Run-abhängige Effekte gemittelt, so dass dies als systematische Unsicherheit zu berücksichtigen ist (Abschnitt 8.1). Ferner ist zu beachten, dass die aus den Simulationen bestimmten Untergrundanteile keine Triggereffizienzen enthalten. Unter der Annahme, dass der Untergrund der gleichen Triggereffizienz wie das Signal unterliegt, werden die Winkelverteilungen dieses Untergrundtyps mit den in Abschnitt 7.2.1 ermittelten Triggereffizienzen gewichtet.

7.3. Resultate der Asymmetrieanpassung

Mit den oben beschriebenen Methoden, Korrekturen und zusätzlichen Unsicherheiten (Triggerineffizienzen, Maximum Likelihood-Methode) ergeben sich die in Tabelle 7.6 bzw. Abbildung 7.12 zusammengestellten Werte für die Produkte aus Ξ^0 - und Λ -Asymmetrie $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$. Die Werte der einzelnen Datenblöcke stimmen innerhalb von zwei Standardabweichungen überein, so dass große systematische Unterschiede zwischen den Datenblöcken auszuschließen sind und die Mittelwerte berechnet werden können. Die zusätzlichen Unsicherheiten, die sich aufgrund der Bestimmungs-

methoden der Triggereffizienzen ergeben, werden bei der Mittelung als vollständig korreliert berücksichtigt.

Die Abbildungen 7.13 bis 7.15 zeigen die Übereinstimmung der Daten mit den auf die jeweils ermittelten Werten für $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$ umgewichteten Simulationen. Eine generelle Abweichung zwischen Daten und Simulation, die z.B. auf fehlende Korrekturen oder schlechte Beschreibung der Daten hinweisen würde, ist nicht zu erkennen. Ferner geben die Abbildungen 7.16 und 7.17 den Vergleich der gesamten Daten mit den so umgewichteten Simulationen, dass die jeweiligen generierten Zerfallswinkel gleichverteilt sind, wieder. Der Quotient aus Daten und simulierter Verteilung, der

Datenblock	$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$	$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^-}$
1 pos.	$-0,559 \pm 0,065_{\text{fit}} \pm 0,010_{\text{sT}}$	$-0,717 \pm 0,150_{\text{fit}} \pm 0,032_{\text{var}} \pm 0,014_{\text{sT}}$
1 neg.	$-0,439 \pm 0,044_{\text{fit}} \pm 0,014_{\text{sT}}$	$-0,482 \pm 0,133_{\text{fit}} \pm 0,032_{\text{var}} \pm 0,014_{\text{sT}}$
2 pos.	$-0,439 \pm 0,031_{\text{fit}} \pm 0,004_{\text{sT}}$	$-0,499 \pm 0,068_{\text{fit}} \pm 0,010_{\text{var}} \pm 0,011_{\text{sT}}$
2 neg.	$-0,426 \pm 0,029_{\text{fit}} \pm 0,004_{\text{sT}}$	$-0,506 \pm 0,078_{\text{fit}} \pm 0,011_{\text{var}} \pm 0,011_{\text{sT}}$
3 pos.	$-0,504 \pm 0,053_{\text{fit}} \pm 0,004_{\text{sT}}$	$-0,389 \pm 0,095_{\text{fit}} \pm 0,013_{\text{var}} \pm 0,011_{\text{sT}}$
Mittelwert	$-0,450 \pm 0,017_{\text{fit}} \pm 0,004_{\text{sT}}$ $-0,450 \pm 0,012_{\text{stat}} \pm 0,013_{\text{sys}}$	$-0,495 \pm 0,041_{\text{fit}} \pm 0,011_{\text{var+sT}}$ $-0,495 \pm 0,041_{\text{stat}} \pm 0,011_{\text{sys}}$
Datenblock	$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$	$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^-}$
1 pos.	$-0,489 \pm 0,108_{\text{fit}} \pm 0,010_{\text{sT}}$	$-0,502 \pm 0,224_{\text{fit}} \pm 0,039_{\text{var}} \pm 0,014_{\text{sT}}$
1 neg.	$-0,418 \pm 0,075_{\text{fit}} \pm 0,014_{\text{sT}}$	$-0,435 \pm 0,228_{\text{fit}} \pm 0,054_{\text{var}} \pm 0,014_{\text{sT}}$
2 pos.	$-0,479 \pm 0,048_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$	$-0,653 \pm 0,105_{\text{fit}} \pm 0,020_{\text{var}} \pm 0,010_{\text{sT}}$
2 neg.	$-0,421 \pm 0,046_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$	$-0,366 \pm 0,128_{\text{fit}} \pm 0,026_{\text{var}} \pm 0,010_{\text{sT}}$
3 pos.	$-0,377 \pm 0,078_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$	$-0,503 \pm 0,161_{\text{fit}} \pm 0,031_{\text{var}} \pm 0,010_{\text{sT}}$
Mittelwert	$-0,438 \pm 0,027_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$ $-0,438 \pm 0,021_{\text{stat}} \pm 0,018_{\text{sys}}$	$-0,521 \pm 0,066_{\text{fit}} \pm 0,016_{\text{var+sT}}$ $-0,521 \pm 0,066_{\text{stat}} \pm 0,016_{\text{sys}}$
Datenblock	$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$	$\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^-}$
1 pos.	$-0,265 \pm 0,011_{\text{fit}}$	$-0,292 \pm 0,030_{\text{fit}}$
1 neg.	$-0,277 \pm 0,015_{\text{fit}}$	$-0,264 \pm 0,045_{\text{fit}}$
2 pos.	$-0,291 \pm 0,004_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$	$-0,296 \pm 0,008_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$
2 neg.	$-0,282 \pm 0,004_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$	$-0,292 \pm 0,009_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$
3 pos.	$-0,272 \pm 0,006_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$	$-0,270 \pm 0,014_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$
Mittelwert	$-0,282 \pm 0,002_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$ $-0,282 \pm 0,001_{\text{stat}} \pm 0,003_{\text{sys}}$	$-0,290 \pm 0,005_{\text{fit}} \pm 0,003_{\text{sT}}$ $-0,290 \pm 0,003_{\text{stat}} \pm 0,005_{\text{sys}}$

Tabelle 7.6: Die ermittelten Werte des Produkts der Asymmetrien $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$. Die Unsicherheiten ergeben sich aus der Anpassung der Asymmetrien („fit“), den Variationen im Fall der Maximum Likelihood-Methode („var“) und den zusätzlichen systematischen Unsicherheiten aus der Bestimmung der Triggereffizienzen („sT“). Der Mittelwert ist zusätzlich mit der Zerlegung der Unsicherheiten in einen statistischen („stat“) und systematischen Anteil („sys“) angegeben.

7. Messung der Zerfallsasymmetrie

dann proportional zu $\frac{dN}{d\cos(\Theta_{\Xi^0 p})}$ bzw. zu $\frac{dN}{d(\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda})\cos(\Theta_{\Sigma^0 p}))}$ ist, zeigt den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Ereignisanzahl und Zerfallswinkel. Die Anpassung einer Geraden führt zu Werten, die mit den Mittelwerten in Tabelle 7.6 kompatibel sind. Völlig identische Werte sind nicht zu erwarten, da bei der Quotientenbildung das Verhältnis von Signal und Untergrund bereits vor der Anpassung der Zerfallsasymmetrie festgelegt wird und nicht wie bei der eigentlich verwendeten Methode (Abschnitt 7.2) variiert werden kann.

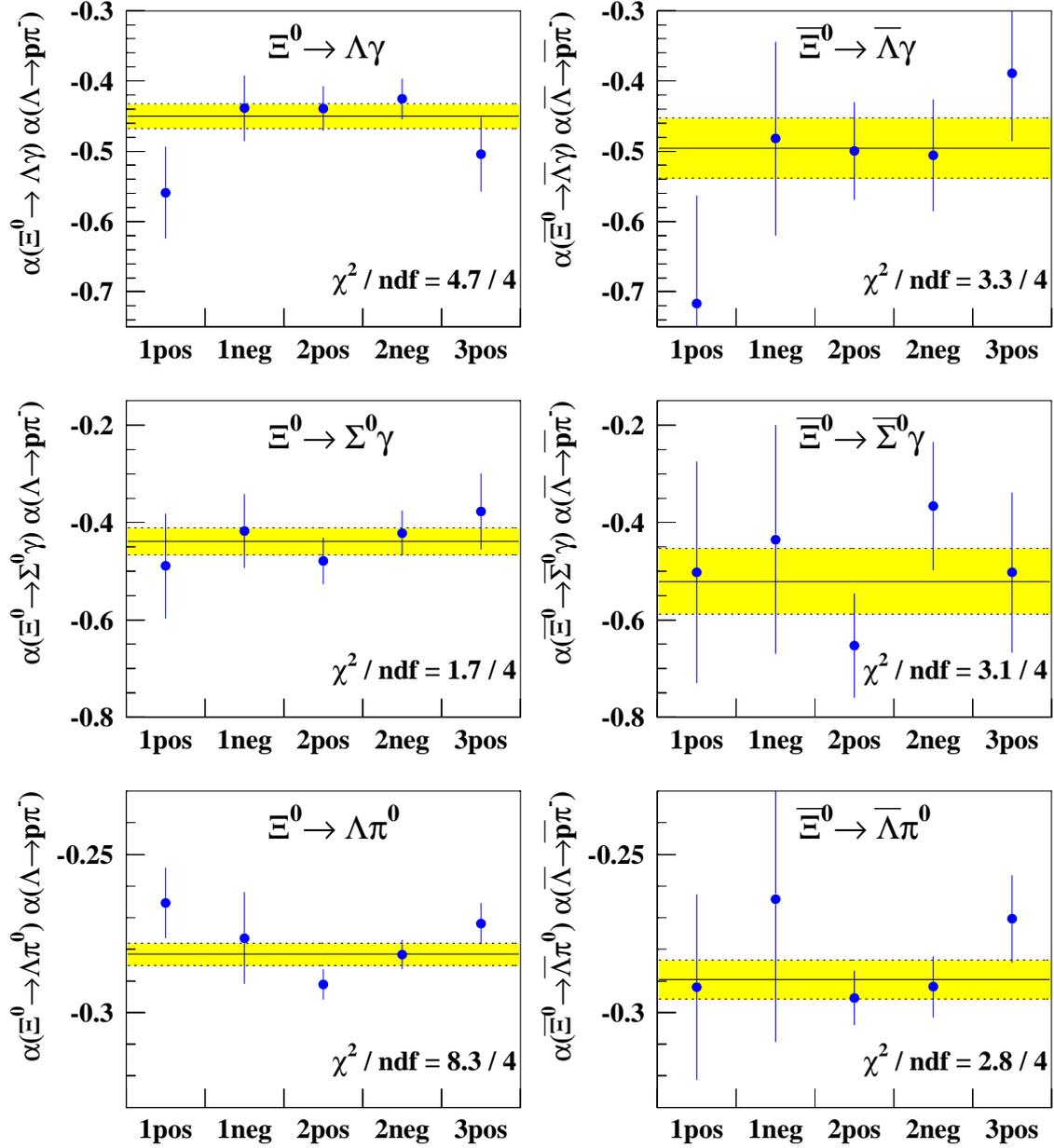


Abbildung 7.12: Zusammenstellung der je Datenblock gemessenen Werte für die Produkte $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}$ aller betrachteter Zerfälle nach Tabelle 7.6. Das gelbe Band gibt den jeweiligen Mittelwert mit dessen Unsicherheit wieder.

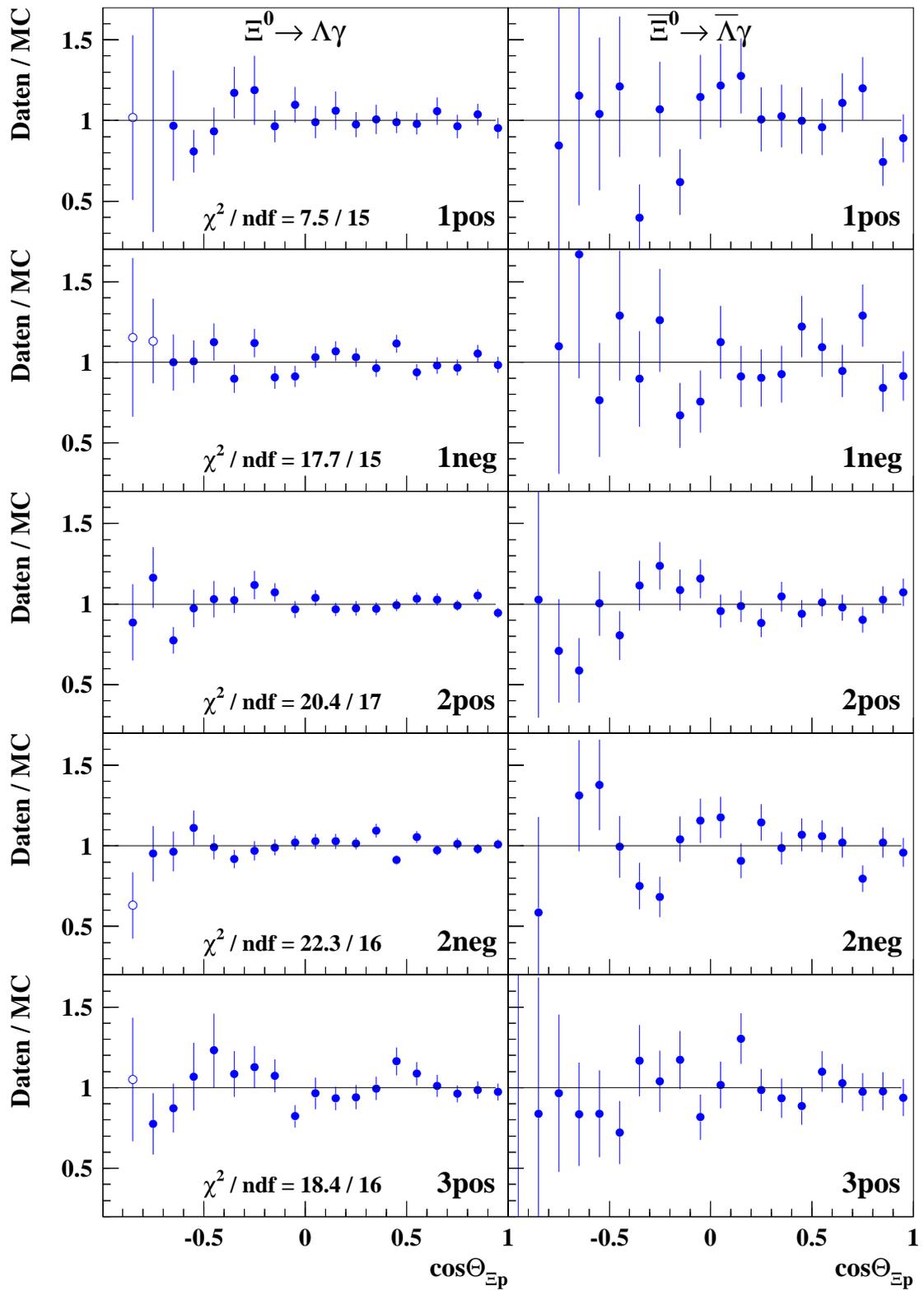


Abbildung 7.13: Vergleich der Winkelverteilungen in Daten und Simulation je Datenblock nach der Anpassung der Zerfallsasymmetrie in der Simulation für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (links) und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ (rechts). Die offenen Datenpunkte wurden von der Anpassung der Zerfallsasymmetrie ausgeschlossen.

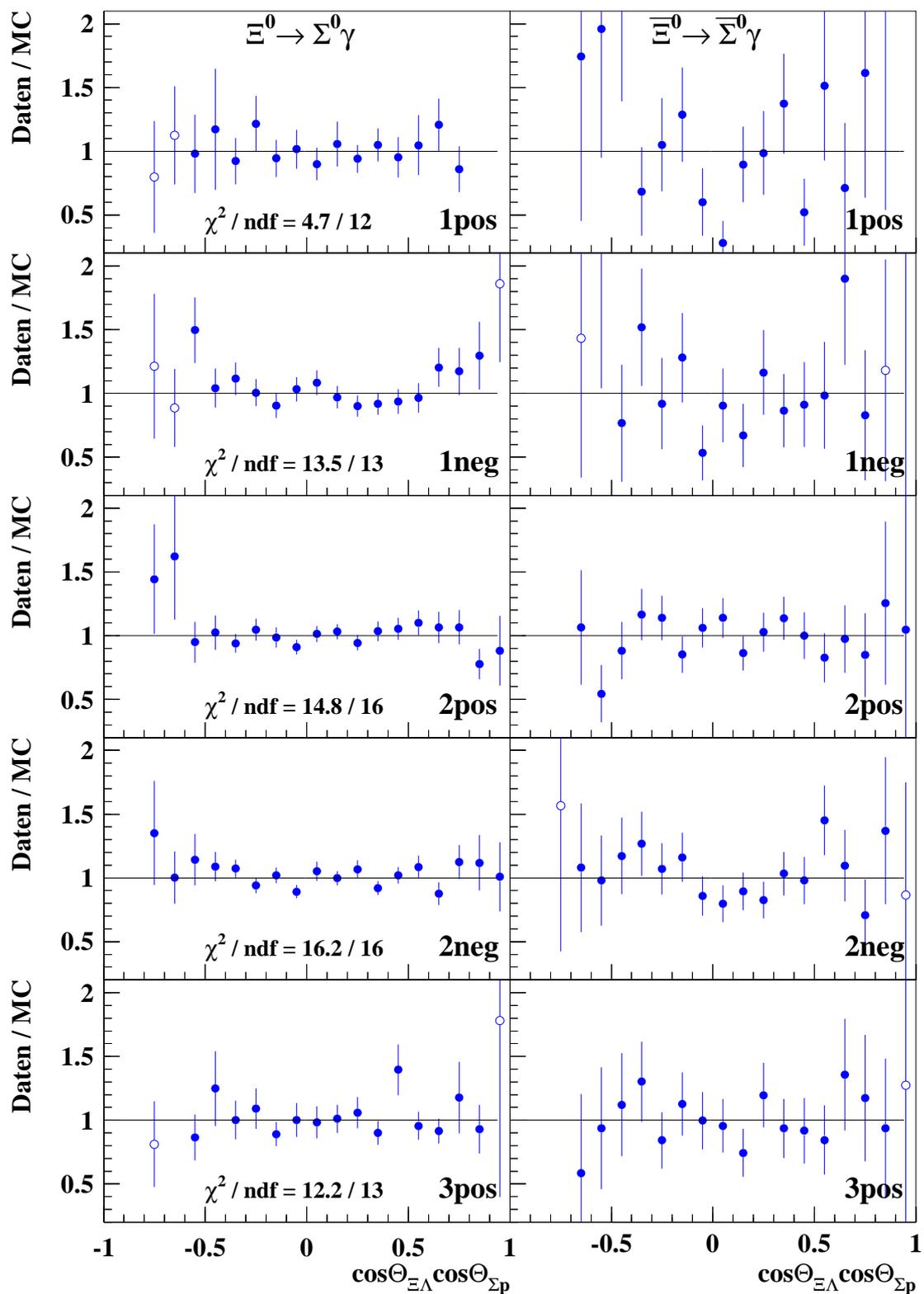


Abbildung 7.14: Vergleich der Winkelverteilungen in Daten und Simulation je Datenblock nach der Anpassung der Zerfallsasymmetrie in der Simulation für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ (links) und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma$ (rechts). Die offenen Datenpunkte wurden von der Anpassung der Zerfallsasymmetrie ausgeschlossen.

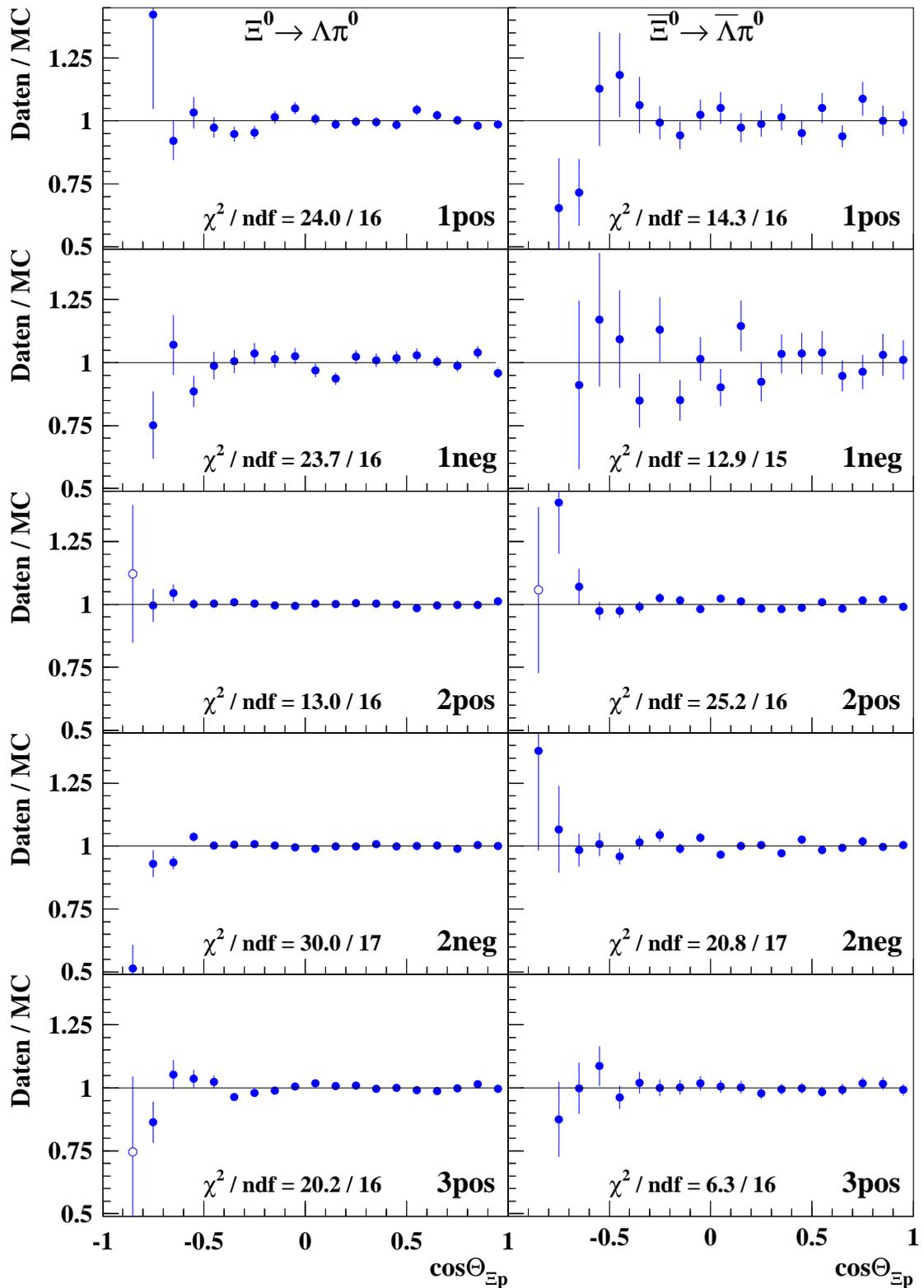


Abbildung 7.15: Vergleich der Winkelverteilungen in Daten und Simulation je Datenblock nach der Anpassung der Zerfallsasymmetrie in der Simulation für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (links) und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ (rechts). Die offenen Datenpunkte wurden von der Anpassung der Zerfallsasymmetrie ausgeschlossen.

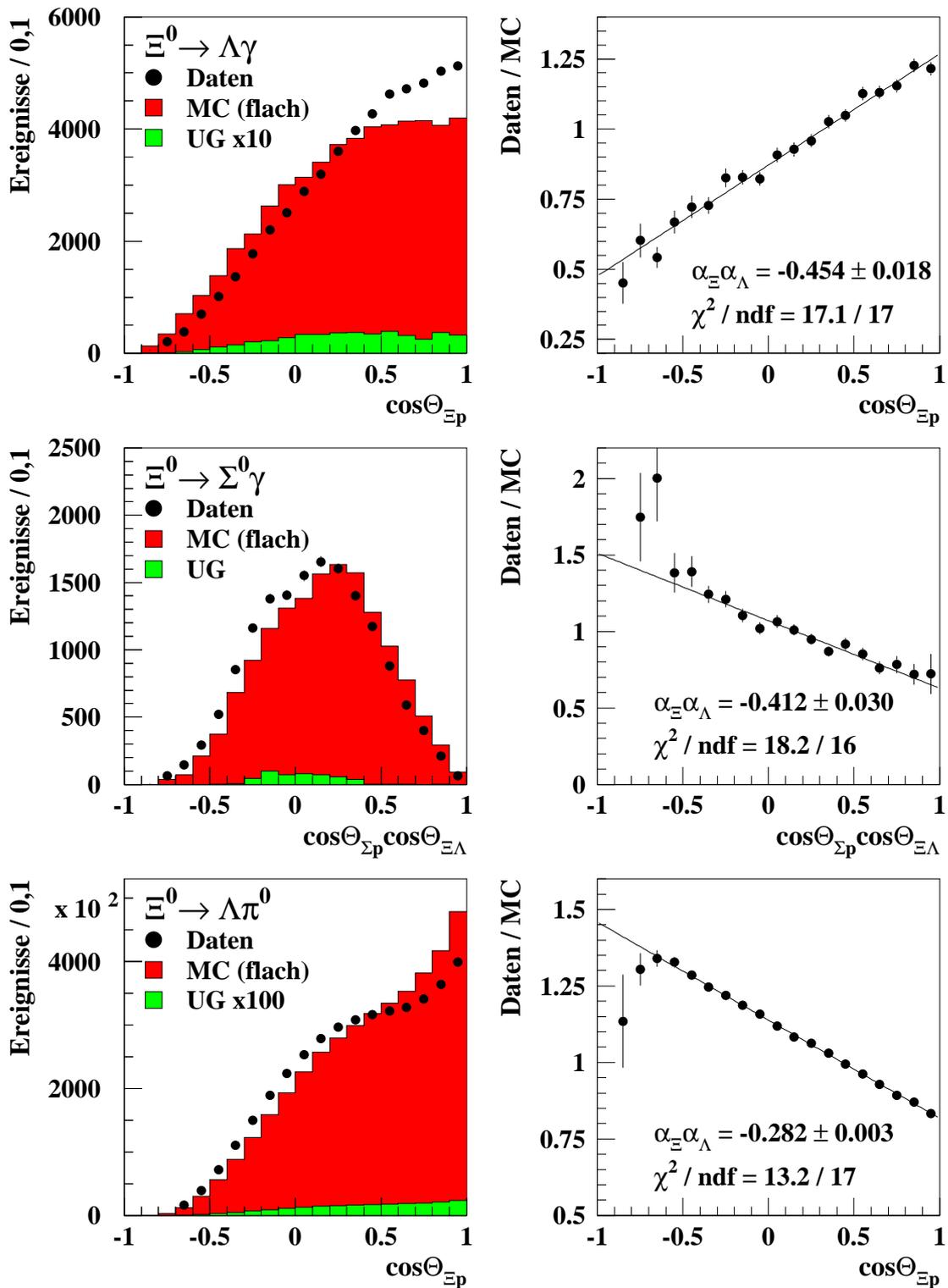


Abbildung 7.16: Vergleich der Winkelverteilungen von Daten und ungewichteter Simulation (links), sowie Anpassung des Parameters $\alpha_{\Xi}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$ an den Quotienten aus beiden Verteilungen (rechts) für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (oben), $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ (Mitte) und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (unten). Die simulierte Verteilungen wurden dabei so umgewichtet, dass die generierten Zerfallswinkel gleichverteilt sind.

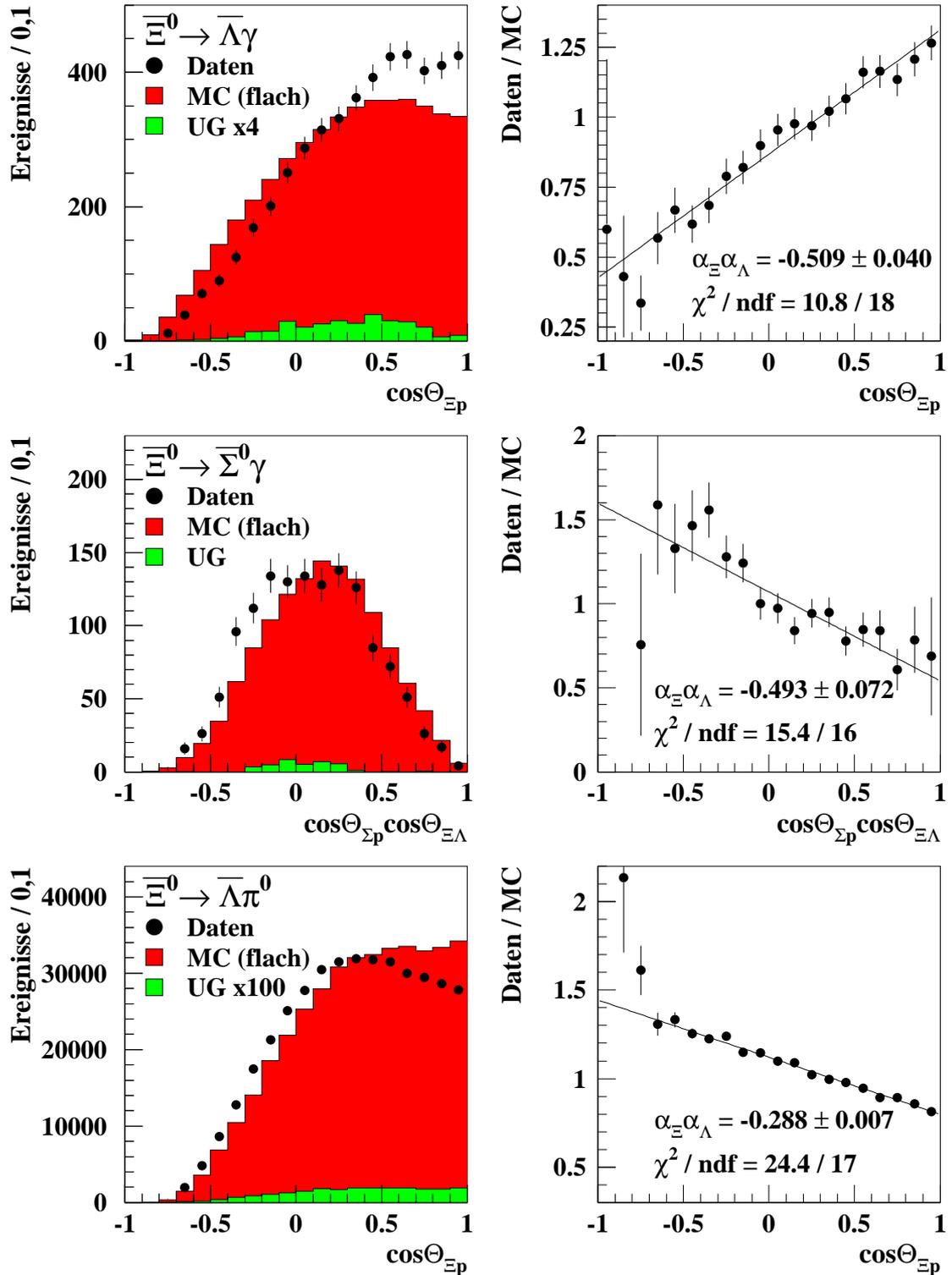


Abbildung 7.17: Vergleich der Winkelverteilungen von Daten und umgewichteter Simulation (links), sowie Anpassung des Parameters $\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$ an den Quotienten aus beiden Verteilungen (rechts) für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ (oben), $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ (Mitte) und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ (unten). Die simulierte Verteilungen wurden dabei so umgewichtet, dass die generierten Zerfallswinkel gleichverteilt sind.

8. Systematische Studien

Für die ermittelten Zerfallsasymmetrien sind die Einflüsse der vernachlässigten Korrekturen und der Unsicherheit der in die Simulation eingehenden Parameter abzuschätzen sowie die Stabilität gegenüber Änderungen der Selektionskriterien zu überprüfen, um eventuell vorhandene Unzulänglichkeiten der Simulation aufzudecken. Dazu wird vor allem der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ im Detail betrachtet.

Generell wird dazu jeweils die komplette Analyse einschließlich Untergrund- und Effizienzberechnungen mit den veränderten Bedingungen wiederholt. Die Unsicherheiten σ_{var} der Resultate mit variierten Bedingungen sind in der Regel mit denen der Standardanalyse σ_{std} korreliert, da Teile der Daten und der simulierten Ereignisse in beiden Analysen verwendet werden. In einigen dieser Fälle werden die ermittelten Asymmetrien statt mit den vollen Unsicherheiten σ_{var} mit unkorrelierten Unsicherheiten (bezogen auf die Standardanalyse) gemäß

$$\sigma_{\text{unk}} = \sqrt{|\sigma_{\text{std}}^2 - \sigma_{\text{var}}^2|} \quad (8.1)$$

angegeben.

8.1. Unsicherheiten der Untergrundverteilungen

Zur einfacheren Bestimmung der Winkelverteilung des Untergrunds werden z.B. dieselbe Triggereffizienz für Signal und Untergrund angenommen, der Untergrund aller Datenblöcke zusammengefasst oder zusätzliche Ereignisse außerhalb der eigentlichen Signalregion verwendet (Abschnitt 7.2.2). Dies kann zu verzerrten Winkelverteilungen führen. Um deren mögliche Auswirkungen abzuschätzen, werden die Asymmetrien mit umgewichteten Untergrundverteilungen bestimmt. Als Gewichte werden $g(\Theta_{\Xi^0 p}) = 1 \pm 0,1 \cos(\Theta_{\Xi^0 p})$ bzw. $g(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}, \Theta_{\Sigma^0 p}) = 1 \pm 0,1 \cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda}) \cos(\Theta_{\Sigma^0 p})$ verwendet, die etwa dem Fehler entsprechen, der z.B. durch das Zusammenfassen der Datenblöcke und das damit verbundene Mitteln der Triggereffizienzen im Fall des zufälligen Untergrunds entsteht.

Die Änderungen der Asymmetrien durch diese Untergrundvariation belaufen sich für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und deren Ξ^0 -Zerfälle auf $\Delta\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \approx \pm 0,001$, weshalb für diese Zerfälle eine systematische Unsicherheit von $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,001$ zur ermittelten Asymmetrie hinzugefügt wird. Dagegen werden die Änderungen für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ mit $|\Delta\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}| \lesssim 0,0001$ vernachlässigt.

Beim Vergleich der Massenverteilungen für Signal und Untergrund scheint auch die Höhe des Untergrunds in einigen Fällen über- bzw. unterschätzt zu werden (Abschnitt 6.5). Daher wird auch diese um $\pm 25\%$ variiert. Wie zu erwarten, skalieren die

dadurch hervorgerufenen Änderungen in den Asymmetrien in etwa mit der Höhe des jeweils ermittelten Untergrunds. Die kleinsten Änderungen zeigen wieder $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ mit $|\Delta\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda\rightarrow p\pi^-}| \lesssim 0,0001$, die größte Änderung weist $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ mit $\Delta\alpha_{\Xi^0\rightarrow\Sigma^0\gamma}\alpha_{\Lambda\rightarrow p\pi^-} \approx \pm 0,007$ auf. Die gefundenen Unterschiede werden wieder als systematische Unsicherheiten berücksichtigt (Tabelle 8.3).

8.2. Triggerineffizienzen

Die systematischen Unsicherheiten der Triggereffizienzen sind im Wesentlichen schon in Abschnitt 7.2.1 behandelt. Hier ist noch der Verzicht auf die Korrektur der geringen Level 3-Ineffizienzen zu berücksichtigen. Dazu wird eine Abschätzung wie im Fall der vernachlässigten Level 1-Ineffizienzen (Abschnitt 7.2.1) vorgenommen.

Entsprechend wird die Level 3-Effizienz als lineare Funktion der Zerfallswinkel $\cos(\Theta_{\Xi^0 p})$ bzw. $\cos(\Theta_{\Xi^0 \Lambda})\cos(\Theta_{\Sigma^0 p})$ angenommen (Gleichung 7.23), und die Parameter $\hat{\epsilon}_{L3}$ und ϵ'_{L3} werden wieder so gewählt, dass sie den maximalen Einfluss auf die Asymmetrie haben. Bei der gemessenen mittleren Effizienz von 99,95% ergeben sich für alle betrachteten Zerfälle maximale Steigungen von $|\epsilon'_{L3,\max}| \lesssim 0,001$, so dass der mögliche Einfluss der vernachlässigten Ineffizienzen durch eine systematischen Unsicherheit von jeweils $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda\rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,001$ berücksichtigt wird.

8.3. Detektorasymmetrie

Bereits im Abschnitt 7.3 wurde gezeigt, dass die Resultate der verwendeten fünf Datenblöcke keinen Hinweis auf eine große Detektorasymmetrie, eine Zeitabhängigkeit des Ergebnisses o.ä. ergeben. Da aber die großen Driftkammerineffizienzen in der Regel asymmetrisch verteilt waren, werden hier das Spektrometer nochmals gesondert getestet und die Zerfallsasymmetrien in Abhängigkeit der Position von Proton und geladenem Pion untersucht. Dazu werden deren virtuelle Auftreffpunkte im LKr betrachtet, da der Ξ^0 -Strahl auf das Kalorimeterzentrum ausgerichtet ist und so gleich große Datenanteile betrachte werden (Tabelle 8.1).

Tabelle 8.1 gibt die untersuchten Konfigurationen und Abbildung 8.1 die damit ermittelten Zerfallsasymmetrien an. Mit der Standardsektion zeigen die Zerfälle

Konfig.	virt. Punkt im LKr		Konfig.	virt. Punkt im LKr	
	Proton	gel. Pion		Proton	gel. Pion
1	$x > 0$	beliebig	5	beliebig	$x > 0$
2	$x < 0$	beliebig	6	beliebig	$x < 0$
3	$y > 0$	beliebig	7	beliebig	$y > 0$
4	$y < 0$	beliebig	8	beliebig	$y < 0$

Tabelle 8.1: Datensätze entsprechend der virtuellen Auftreffpunkte von Proton und geladenem Pion im LKr zum Test möglicher Driftkammerasymmetrien.

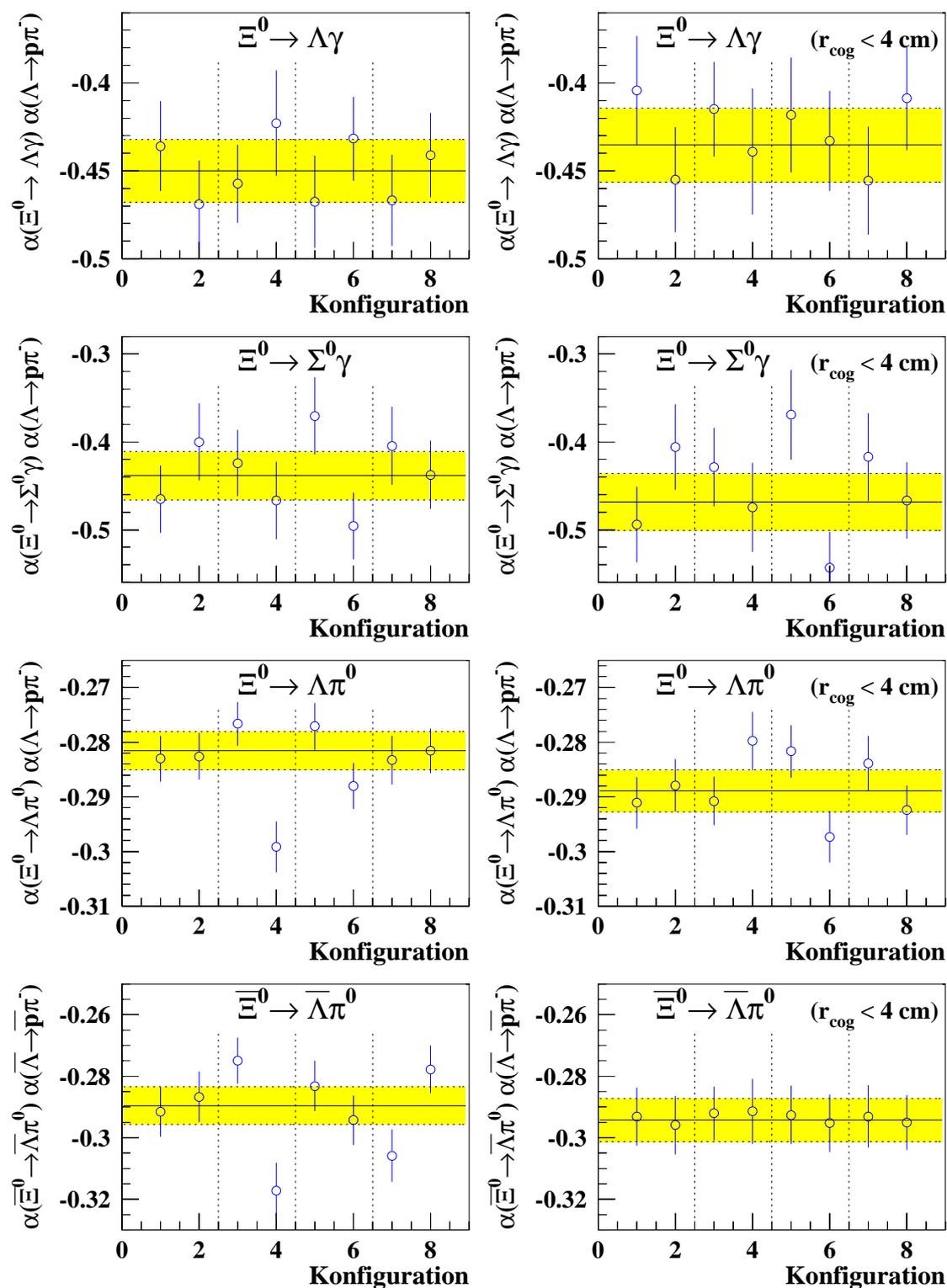


Abbildung 8.1: Die gemessenen Zerfallsasymmetrien mit den vollen Unsicherheiten σ_{var} als Funktion der virtuellen Auftreffpunkte von Proton und Pion im LKr für die Standardselektion (links) und für $r_{\text{cog}} < 4 \text{ cm}$ (rechts). Das gelbe Band gibt den jeweiligen Wert und die Unsicherheit der Standardanalyse (rechts mit $r_{\text{cog}} < 4 \text{ cm}$) wieder.

$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ im Fall der Protonposition ($y > 0$, $y < 0$) eine deutliche Diskrepanz. Diese ist allerdings kein Effekt des Detektors, sondern der Strahlsimulation (Abschnitt 5.3). Wird lediglich das Strahlzentrum mit $r_{\text{cog}} < 4$ cm für diesen Test herangezogen, so verschwindet die vermeintliche Detektorasymmetrie, da die angewandte Strahlkorrektur, die die Detektorakzeptanz nur global berichtigt, d.h. integriert über den Azimutwinkel. Werden wie hier nur einzelne Ausschnitte des Azimutwinkels berücksichtigt, wird die Detektorakzeptanz nicht immer korrekt beschrieben (vergleiche auch die Projektion des Energieschwerpunkts, Abbildung 5.12). Da die Zerfallsasymmetrie über den Azimutwinkel integriert gemessen wird, sollte dies keinen Einfluss auf die Messung haben. Insgesamt zeigt sich bei Verwendung des Strahlzentrums keine eindeutige Detektorasymmetrie.

8.4. Variation der Simulationsparameter

In Kapitel 5 wurde bereits diskutiert, dass die in der Simulation verwendete Lebensdauer, Masse und Polarisation des Ξ^0 sowie die Detektoraufösung die Daten nicht exakt beschreiben bzw. nicht genau bekannt sind. Um einen möglichen Einfluss auf die Asymmetriemessung abzuschätzen, werden die Asymmetrien mit separat variierten Parametern bestimmt. Die Parameter werden dabei wie folgt geändert:

- Die vorliegende Ξ^0 -Polarisation kann nur abgeschätzt werden, weshalb eine große Unsicherheit von $\sigma_{|\vec{P}|} = \pm 0,1$ angenommen wird. Entsprechend werden Simulationen mit Polarisationen vom $\vec{P}_{\Xi^0(1)} = \vec{0}$ und $\vec{P}_{\Xi^0(2)} = (-0,2; 0; 0)$, bzw. $\vec{P}_{\Xi^0(1)} = (+0,1; 0; 0)$ und $\vec{P}_{\Xi^0(2)} = (-0,1; 0; 0)$ erstellt.
- Aus dem Unterschied zwischen der gemessenen Ξ^0 -Masse der Daten und der Simulation wird eine „wahre“ Ξ^0 -Masse von $m_{\Xi^0} = 1,3152 \text{ GeV}/c^2$ abgeschätzt und eine entsprechende Simulation mit diesem Wert generiert. (Dieser Wert wird dann auch bei der Rekonstruktion der Ereignisse verwendet.)
- Für die Ξ^0 -Lebensdauer existiert eine neue Messung des NA48/1-Experiments von $\tau_{\Xi^0} = (3,065 \pm 0,018) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [Bat107a], die aber noch nicht abschließend veröffentlicht ist. Dieser Wert wird durch entsprechendes Umgewichten der Standardsimulation überprüft.
- Die unterschiedlichen Detektoraufösungen werden untersucht, indem zu den rekonstruierten Zerfallswinkeln der simulierten Ereignisse die jeweiligen Differenzen zwischen generierten und rekonstruierten Werten hinzu addiert werden. Die Auflösung der Zerfallswinkel wird so um einen Faktor 2 vergrößert.

Die im Einzelnen gemessenen Asymmetrien sind in Abbildung 8.2 zusammengestellt und zeigen meist nur geringe Abweichungen zur Standardanalyse. Bei den Zerfällen $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ verändern die Parametervariationen neben den Detektorakzeptanzen auch die Untergrundabschätzungen, was zu größeren Abweichungen von der Standardanalyse führen kann. Da in allen Fällen dieselben Daten und zum

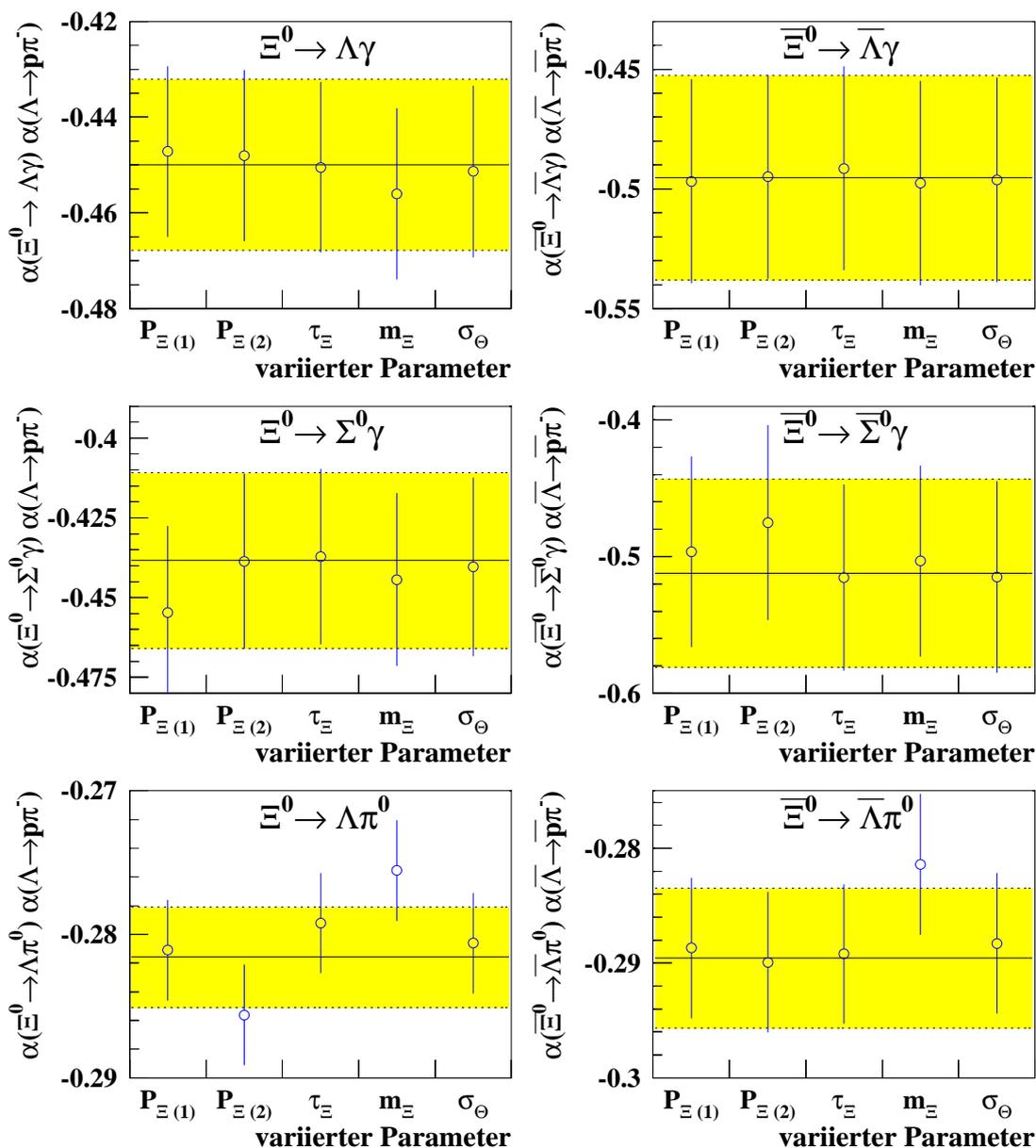


Abbildung 8.2: Die Zerfallsasymmetrien mit den vollen Unsicherheiten σ_{var} bei variierten Simulationsparametern. Das gelbe Band gibt den Wert und die Unsicherheit der Standardanalyse wieder.

Teil dieselben Simulationen verwendet werden, sind die angegebenen Unsicherheiten stark korreliert. Daher werden die jeweiligen vollen Differenzen der Asymmetrien zur Standardanalyse als Effekt der Parametervariationen gewertet und als (symmetrische) systematische Unsicherheiten zur Standardanalyse hinzugefügt (Tabelle 8.3). Im Fall der Polarisation wird die mittlere Differenz als Unsicherheit verwendet.

8.5. Test der Vertexrekonstruktion

Bei der Messung der Ξ^0 -Lebensdauer [Maro05] wurde gezeigt, dass die Verwendung des hier rekonstruierten Ξ^0 -Vertex zu anderen Resultaten als die Verwendung der neutralen Vertizes (Abschnitt 4.5.2) führen kann. Ferner wird bei der hier genutzten Vertexrekonstruktion die Ξ^0 -Flugrichtung mit Hilfe des Targets festgelegt und nicht direkt gemessen, so dass dies die Ξ^0 -Flugrichtung prinzipiell verfälschen könnte, da mögliche Veränderungen des Protonstrahls am Target vernachlässigt werden.

Für die Bestimmung der Zerfallsasymmetrien mit den neutralen Vertizes wird die Selektion allerdings nicht verändert, da sie in diversen Punkten anzupassen wäre¹. Der neutrale Vertex wird hier also erst nach der Selektion des Ereignisses berechnet. Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ sowie $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ wird dazu die Ξ^0 -Masse bzw. Σ^0 -Masse (Gleichung 4.13) und für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ die π^0 -Masse (Gleichung 4.12) verwendet. Die x - bzw. y -Koordinate der Vertizes werden gleich der x - bzw. y -Koordinate der jeweiligen Λ -Flugbahn an der berechneten z -Koordinate gesetzt. Mit dem so bestimmten Vertex werden die Photonimpulse neu berechnet und mit diesen die Ξ^0 -Impulse sowie die Zerfallswinkel. Die Auswirkungen auf die damit ermittelten Asymmetrien sind vergleichsweise klein und für Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle etwa gleich. Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ belaufen sich die Änderungen im Vergleich zur Standardanalyse auf $\Delta\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \approx \pm 0,007$. Für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ist die Änderung sogar nur $\Delta\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \approx \pm 0,001$. Somit liegt kein Hinweis vor, dass die Vertexrekonstruktion die Asymmetriemessung wesentlich verfälscht. Der hier zu beobachtende kleine Einfluss wird als systematische Unsicherheit der Vertexrekonstruktion berücksichtigt (Tabelle 8.3).

8.6. Abhängigkeit von verschiedenen Variablen

Die Zerfallsasymmetrie sollte als Eigenschaft des Zerfalls selbst keine Abhängigkeit von kinematischen Variablen oder von Selektionskriterien zeigen. Jede dennoch zu beobachtende Abhängigkeit ist somit ein Hinweis auf eine unzureichende Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Überprüft werden daher mögliche Abhängigkeiten der Asymmetrien von folgenden Größen:

8.6.1. Ξ^0 -Energie und Energieschwerpunkt im LKr

Durch die Häufung der Protonen im teilweise inaktiven Detektorzentrum (Strahlrohr) und aufgrund der Abhängigkeit der Protonflugbahn von der Ξ^0 -Energie und der Position des Energieschwerpunkts im LKr (r_{cog}) haben letztere beiden Größen einen wesentlichen Einfluss auf die Detektorakzeptanz. Entsprechend werden die Asymmetrien als Funktion dieser Größen untersucht (Abbildung 8.3 und 8.4).

¹So wären z.B. die zur Vertexberechnung genutzten Massen nicht mehr als Selektionskriterien verwendbar, oder die Bestimmung des Untergrunds aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen im Fall von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ wäre nicht mit Hilfe der invarianten $\Lambda\gamma$ -Masse möglich.

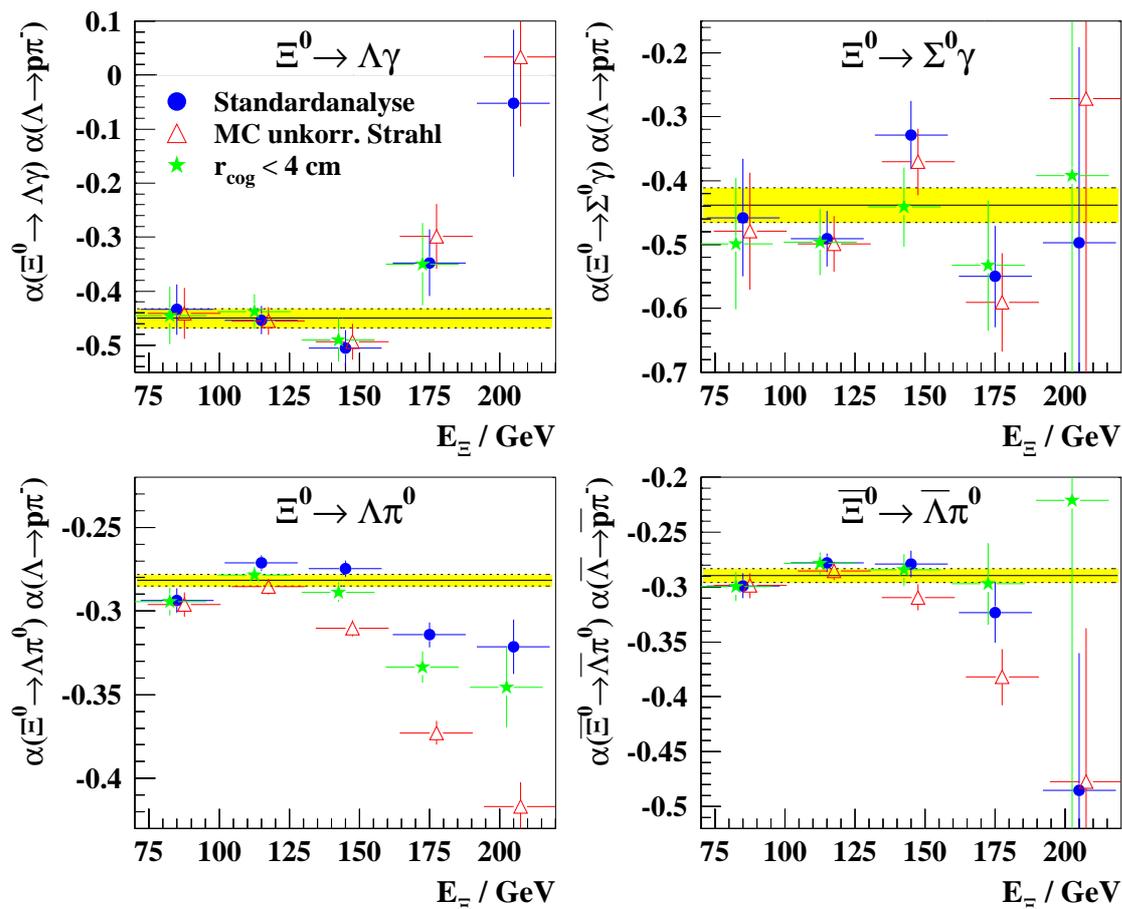


Abbildung 8.3: Die Zerfallsasymmetrien mit den vollen Unsicherheiten σ_{var} als Funktion (d.h. in Bins) der Ξ^0 -Energie entsprechend der Standardanalyse (Kreise), ohne die Korrektur des simulierten Ξ^0 -Strahls nach Abschnitt 5.3 (Dreiecke) und unter Verwendung des Strahlzentrums mit $r_{\text{cog}} < 4$ cm (Sterne). Das gelbe Band gibt Mittelwert und Unsicherheit der Standardanalyse wieder.

In beiden Fällen zeigt insbesondere der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ eine deutliche systematische Abhängigkeit der Asymmetrie von der jeweiligen Größe. Eine der Ursachen beider Abhängigkeiten könnte die vereinfachte Beschreibung des Ξ^0 -Strahls sein (Abschnitt 5.3). Darauf weist sowohl der nahezu lineare Verlauf der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Asymmetrie als Funktion von r_{cog} hin, als auch die stärkere Abhängigkeit von der Ξ^0 -Energie, die sich ohne die Korrektur des simulierten Ξ^0 -Strahls ergibt² (Abbildung 8.3, „MC unkorrig. Strahl“). Die verbliebene Energieabhängigkeit zeigt sich allerdings auch bei Ausschluss der von der Korrektur betroffenen Randbereiche des Ξ^0 -Strahls (Abbildung 8.3, „ $r_{\text{cog}} < 4$ cm“). Somit ist sie keine Folge einer unzureichenden Korrektur

²Ohne die Korrektur wird die Akzeptanz für große Ξ^0 -Energie und $\cos(\Theta_{\Xi^0 p}) \approx -1$ (d.h. Ξ^0 -Richtung \approx Protonrichtung) deutlich unterschätzt, da solche Ereignisse vorwiegend im Randbereich des Ξ^0 -Strahls auftreten. Dadurch wird dann die Asymmetriemessung mit zunehmender Ξ^0 -Energie verfälscht (Abbildung 8.3).

des zu geringen Strahldurchmessers, sondern wäre der fehlenden Struktur des simulierten Strahls zuzuordnen (d.h. der fehlenden Bewegung und Durchmesseränderung des Strahls, des fehlenden Photonabsorbers, usw.).

Eine weitere Ursache könnten überschätzte Driftkammereffizienzen sein. Die Messung der Effizienzen erfordert rekonstruierte Spuren (Abschnitt 5.4), die ihrerseits ausreichend viele Signale in den Driftkammern voraussetzen. Überlagern sich ineffiziente Bereiche verschiedener Drahtebenen, werden gegebenenfalls nicht alle Spuren rekonstruiert, wodurch Teile der Ineffizienzen unerkannt bleiben können. Es besteht daher die Tendenz, die Effizienzen zu überschätzen, was zu einer zu guten Spur-rekonstruktionseffizienz in der Simulation führen kann. Eine eindeutige Erklärung konnte bisher nicht gefunden werden.

Beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ liegt die größere Variation der Asymmetrie bei Betrachtung des Energieschwerpunkts vor. Diese Abhängigkeit wird hier mit der Hälfte der maximalen Differenz der einzelnen Messwerte als systematische Unsicherheit berücksichtigt. Entsprechend den Hinweisen, dass die Modellierung des Ξ^0 -Strahls oder der

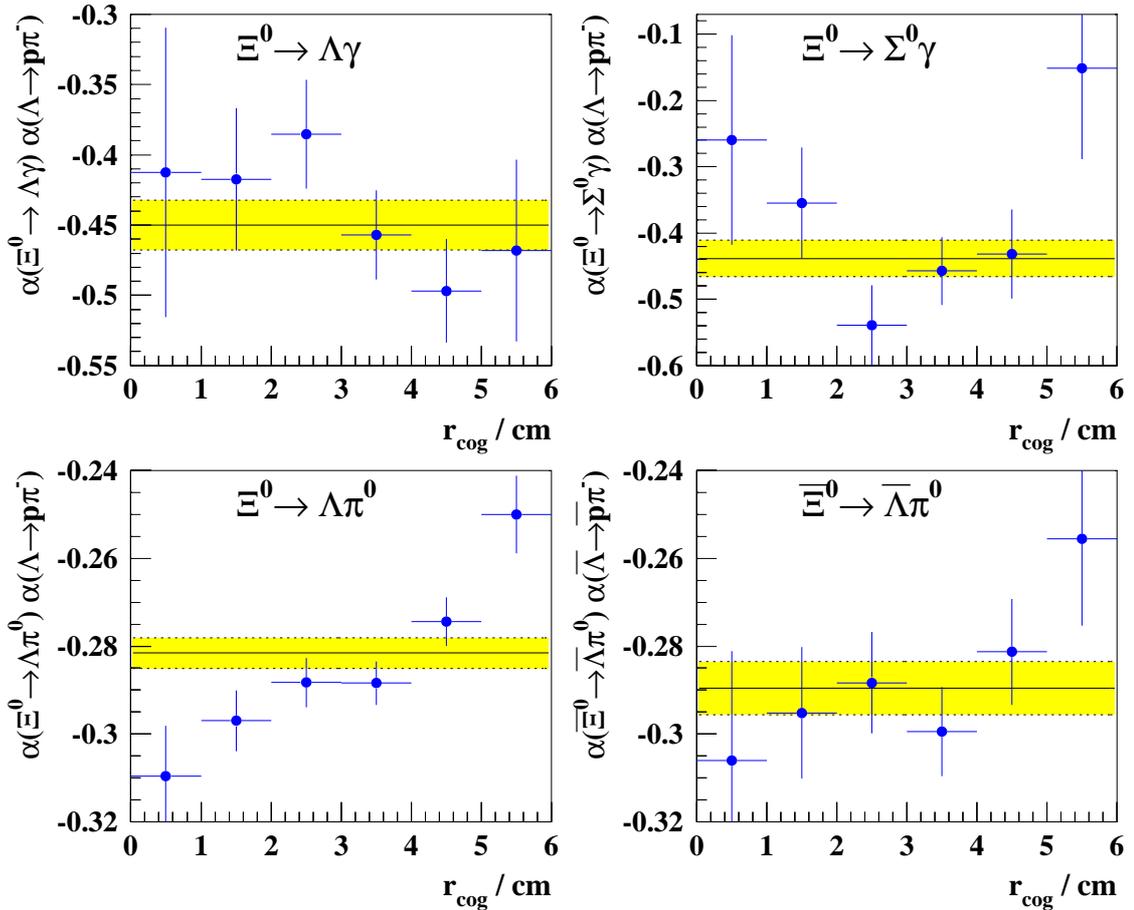


Abbildung 8.4: Die Zerfallsasymmetrien mit den vollen Unsicherheiten σ_{var} als Funktion (d.h. in Bins) der radialen Position des Energieschwerpunkts r_{cog} . Das gelbe Band gibt den Mittelwert und die Unsicherheit der Standardanalyse wieder.

Driftkammereffizienz zumindest zu einem Teil für die beobachteten Abhängigkeiten verantwortlich sind, wird im Fall der Ξ^0 -Energie nur ein Drittel der maximalen Differenz der einzelnen Messwerte als systematische Unsicherheit angenommen, um die Auswirkungen der Simulation nicht zu überschätzen. Zusammen ergibt sich so ein Wert von $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}) = \pm 0,034$. Für die übrigen Zerfälle erlauben die größeren statistischen Unsicherheiten keine eindeutige Entscheidung, ob entsprechende systematische Variationen vorliegen. Wird aber von einer nicht perfekten Simulation als Ursache im Fall von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ ausgegangen, so ist auch für diese Zerfälle eine ähnliche Verfälschung der Asymmetrie zu erwarten. Deshalb wird für alle Zerfälle die gleiche Unsicherheit von $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}) = \pm 0,034$ veranschlagt (Tabelle 8.3).

8.6.2. Abstand der Spuren zum Driftkammermittelpunkt

Die Verteilung der Protonen im Detektorzentrum führt dazu, dass auch die Wahl des Mindestabstands r_{DCH} der Spuren zum Driftkammermittelpunkt einen relevanten Einfluss auf die Detektorakzeptanz besitzt. Entsprechend der Detektorgeometrie sollte der Abstand in der ersten Kammer den größten Effekt liefern. Abbildung 8.5 gibt die gemessenen Asymmetrien bei Variation des geforderten Mindestabstands zum Mittelpunkt der ersten Driftkammer wieder.

Die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ zeigen für große Mindestabstände ($r_{\text{DCH}} \gtrsim 13,5 \text{ cm}$) eine deutliche Änderung der Asymmetrie. Diese könnte wieder auf einer unzureichenden Modellierung des Ξ^0 -Strahls oder unterschätzten Driftkammerineffizienzen nahe des Strahlrohrs beruhen, so dass auch hier nur ein Drittel der maximalen Differenz der einzelnen Messwerte als systematische Unsicherheit berücksichtigt wird (Tabelle 8.3). Für $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma$ ist die Situation nicht eindeutig. Allerdings ist anzunehmen, dass sich dieser Zerfall ähnlich wie $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ verhält, weshalb hier die gleiche systematische Unsicherheit wie im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ angenommen wird. Für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma$ ist im Rahmen ihrer Unsicherheiten keine Abhängigkeit vom geforderten Mindestabstand zu erkennen. Da es aber keinen offensichtlichen Grund gibt, warum diese Zerfälle, im Gegensatz zu den übrigen, keinerlei Abhängigkeit zeigen sollten, wird hier die mittlere Unsicherheit der übrigen Zerfälle als systematischer Fehler berücksichtigt.

8.6.3. Abstand der Photonen zur nächsten Spur

In der Analyse werden je nach gesuchtem Zerfall nur Ereignisse mit genau einem oder zwei Photonen berücksichtigt, d.h. Ereignisse werden nicht nur aufgrund eines fehlenden Photons, sondern auch beim Auftreten von zufälligen Photonen oder Hadronschauerfragmenten, die als Photonen missidentifiziert werden, verworfen. Damit kann die Messung sowohl durch eine falsch bestimmte Akzeptanz der Photonen, als auch durch missidentifizierte Hadronschauerfragmente, die in der Simulation nur schlecht beschrieben sind, beeinflusst werden. Für beide Punkte (Akzeptanz und Missidentifizierung) ist der Mindestabstand des Photonschauers zum nächsten

tatsächlichen Auftreffpunkt der Spuren im LKr ein wesentliches Kriterium, so dass hier ein möglicher Einfluss dieses Abstands auf die Messung untersucht wird (Abbildung 8.6).

Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ sind insgesamt nur geringe Variationen zu beobachten, die aber bei kleinen Mindestabständen größer als die unkorrelierten Unsicherheiten der einzelnen Messungen sind, so dass sich dort ein möglicher Einfluss von missidentifizierten Hadronschauerfragmenten andeutet. Für $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ ergibt sich ein ähnliches Bild,

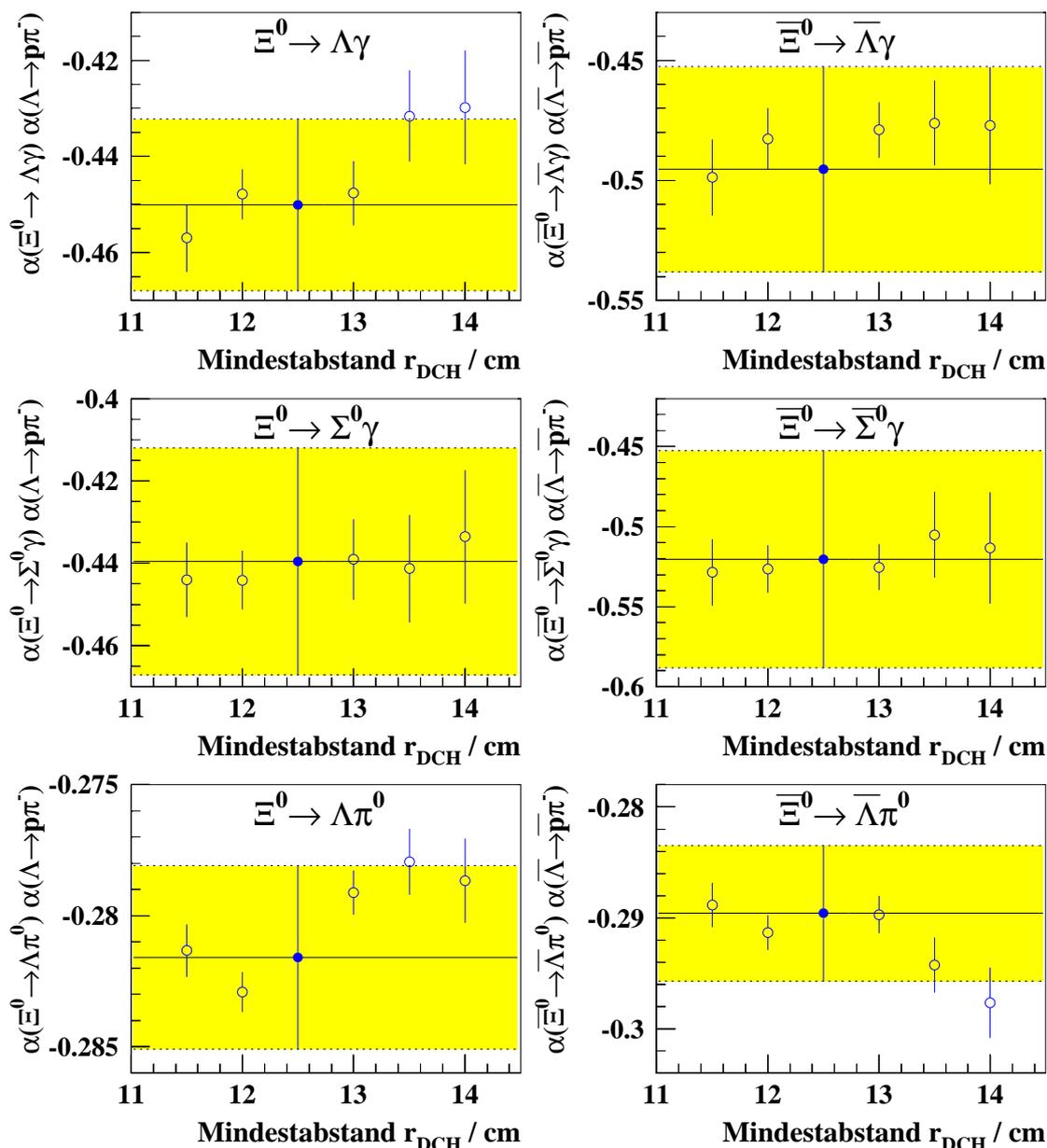


Abbildung 8.5: Die Zerfallsasymmetrie mit den unkorrelierten Unsicherheiten σ_{unk} als Funktion des Mindestabstands der Spuren zum Mittelpunkt der ersten Driftkammer (offenen Datenpunkte). Das gelbe Band und der ausgefüllte Datenpunkt geben Mittelwert und Unsicherheit der Standardanalyse wieder.

wobei aber die Unsicherheiten der einzelnen Messungen größer sind. Daher werden in beiden Fällen wieder die Hälfte der maximalen Differenz der einzelnen Messwerte als systematische Unsicherheit gewertet. Für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$ ist im Rahmen der unkorrelierten Unsicherheiten der einzelnen Messungen keine Abhängigkeit vom Mindestabstand $d_{\gamma\text{-Spur}}$ zu beobachten. Mit dem bereits oben verwendeten Argument, dass eine ähnlich kleine Abhängigkeit wie in Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ nicht auszu-

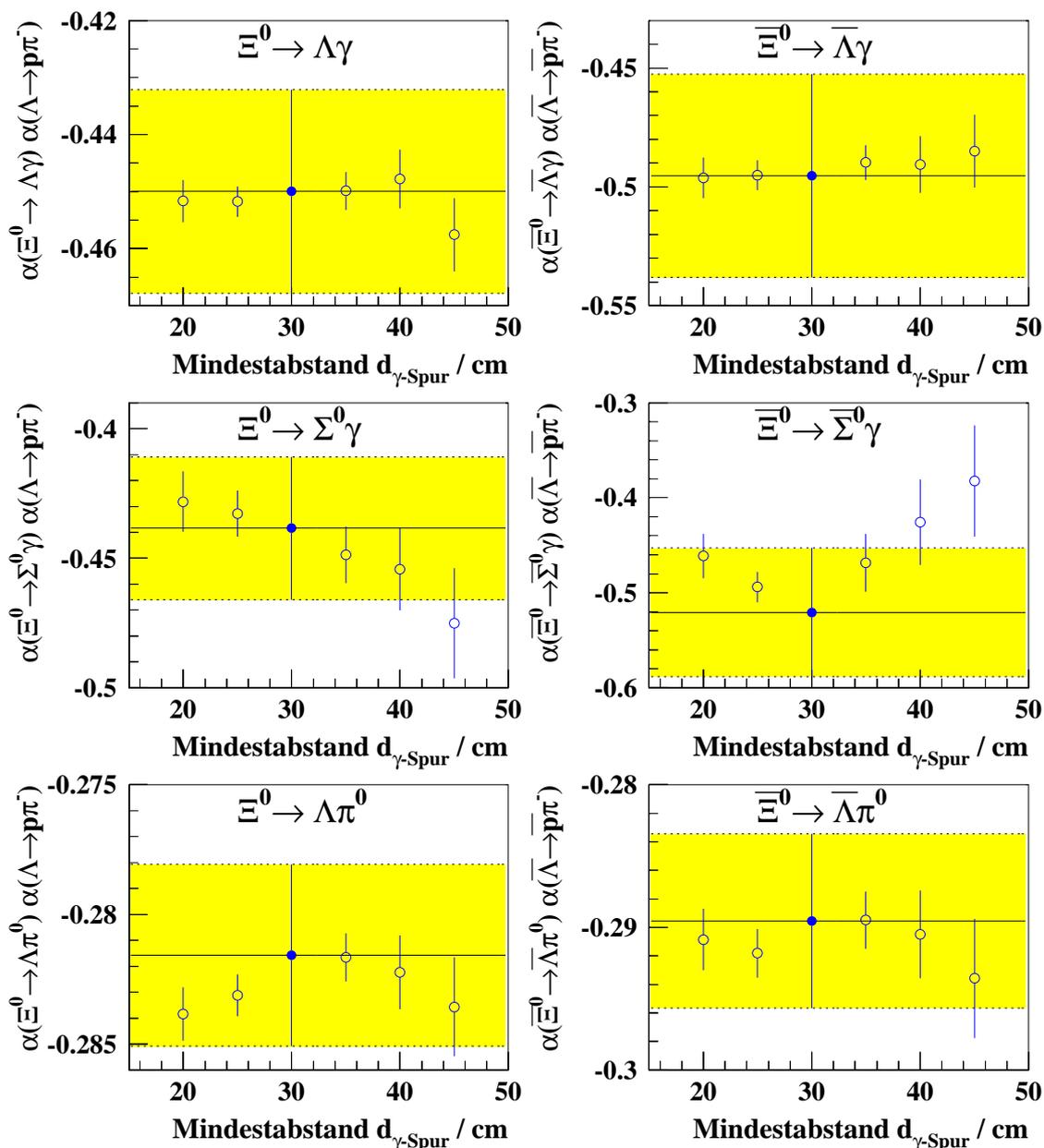


Abbildung 8.6: Die Zerfallsasymmetrie mit den unkorrelierten Unsicherheiten σ_{unk} als Funktion des Mindestabstands $d_{\gamma\text{-Spur}}$ der Photonschauer zum nächsten tatsächlichen Auftreffpunkt der Spuren im LKr (offenen Datenpunkte). Das gelbe Band und der ausgefüllte Datenpunkt geben Mittelwert und Unsicherheit der Standardanalyse wieder.

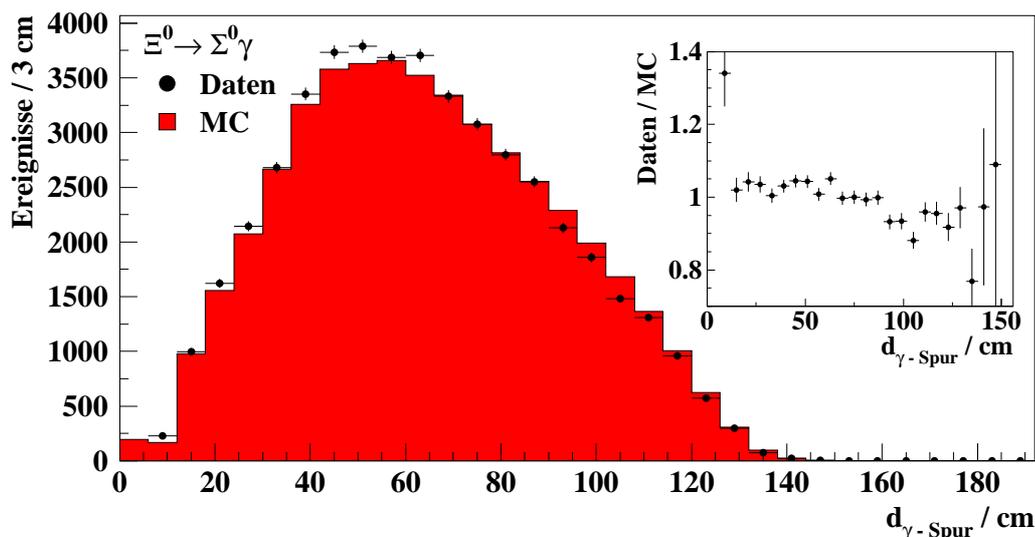


Abbildung 8.7: Die Verteilung des Mindestabstands $d_{\gamma\text{-Spur}}$ der Photonschauer zur nächsten Spur für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Kandidaten aus Daten und Simulation nach allen übrigen Selektionskriterien. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die in den Daten gefundene Anzahl skaliert.

schließen ist, wird für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma$ eine systematische Unsicherheit von $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}) = \pm 0,002$ angenommen.

Im Fall von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma$ liegt dagegen eine deutliche Abhängigkeit der gemessenen Asymmetrien vom geforderten Mindestabstand $d_{\gamma\text{-Spur}}$ vor. Offensichtlich reproduziert die Simulation die veränderten Akzeptanzen nur unzureichend, da kein anderer Grund für diese im Vergleich zu den übrigen Zerfällen große Sensitivität auf den Abstand $d_{\gamma\text{-Spur}}$ gefunden wurde. Andererseits wird die Verteilung des Abstandes zwischen Photonschauer und nächster Spur von der Simulation im Wesentlichen korrekt wiedergegeben (Abbildung 8.7) und kein anderer systematischer Test zeigt einen so deutlichen Unterschied zwischen $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ und den übrigen Zerfällen. Daher ist zu vermuten, dass der in der Simulationssoftware implementierte $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Generator zwar im Wesentlichen korrekt arbeitet aber nicht alle Details des Zerfalls vollständig wiedergibt. Eine genauere Erklärung konnte bisher nicht gefunden werden. Entsprechend werden die beobachteten großen Änderungen der Asymmetrien auf die gleiche Weise wie im Fall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ als systematische Unsicherheit berücksichtigt (Tabelle 8.3).

8.6.4. Zerfallsvertexbereich

Ereignisse mit sehr schlecht rekonstruierten Teilchen werden in der Regel durch die Selektion, vor allem aufgrund der Anforderungen an Zerfallsvertizes und invariante Massen, verworfen. Aufgrund der gegenüber der Realität etwas zu guten Detektorauflösung der Simulation gehen so mehr Ereignisse in den Daten als in der

Simulation verloren. Insbesondere im Fall der Vertizes kommt hinzu, dass nur ein Teil dieser Ereignisse eliminiert werden. So werden z.B. von den kurz nach dem letzten Kollimator zerfallenen Ξ^0 nur diejenigen verworfen, bei denen ein weit in Richtung Target versetzter Zerfallsvertex rekonstruiert wird, wohingegen die Ξ^0 mit einem gleichermaßen in Richtung Detektor versetzten Zerfallsvertex akzeptiert werden. Entsprechend werden die Asymmetrien auch als Funktion der Grenzen des akzeptierten Vertexbereichs für Ξ^0 und Λ untersucht.

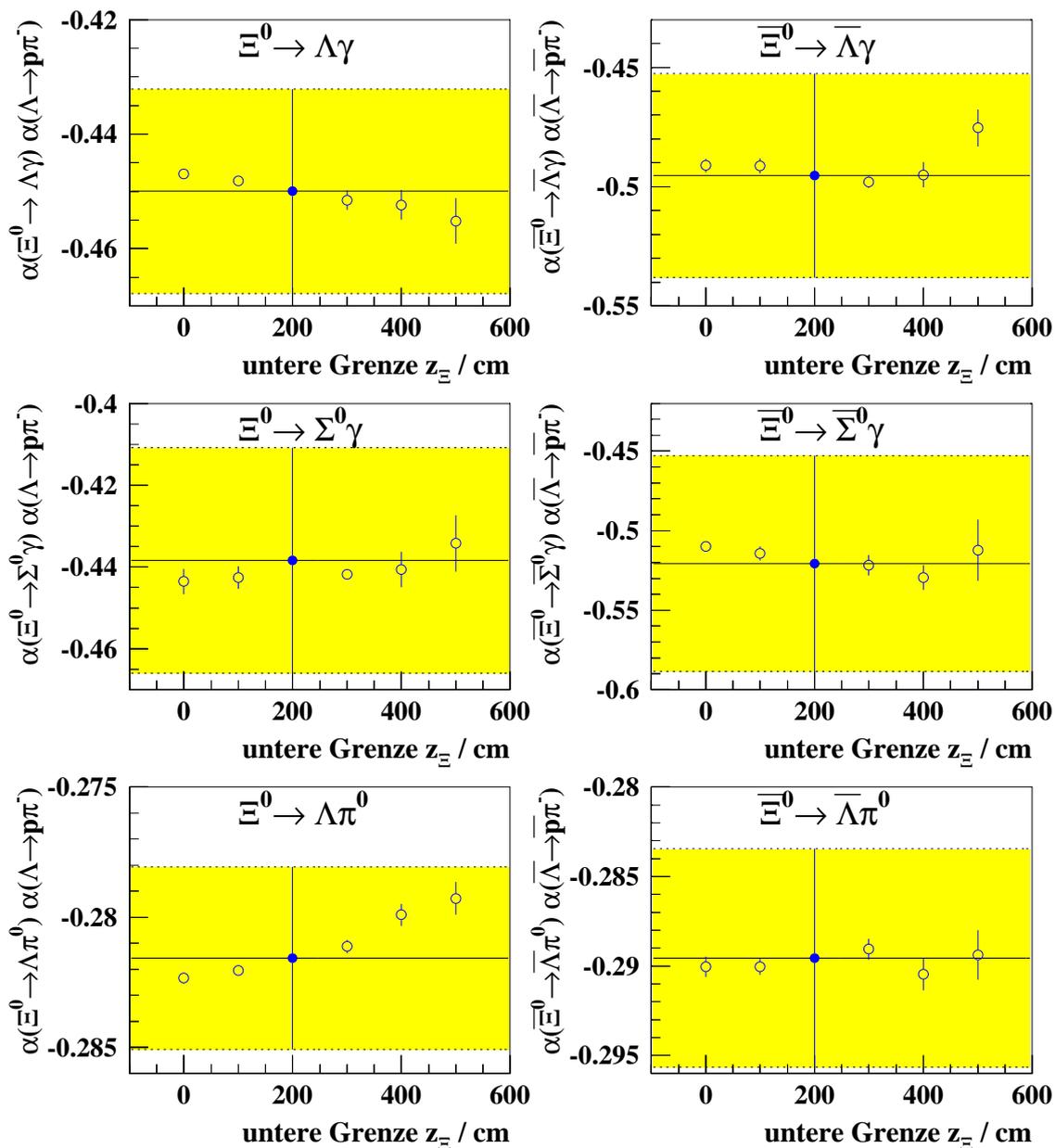


Abbildung 8.8: Die Zerfallsasymmetrie mit den unkorrelierten Unsicherheiten σ_{unk} als Funktion der unteren Grenze des Ξ^0 -Vertex (offene Datenpunkte). Das gelbe Band und der ausgefüllte Datenpunkt geben Mittelwert und Unsicherheit der Standardanalyse wieder.

Abbildung 8.8 zeigt die Variation der Asymmetrien am Beispiel der unteren Grenze des Ξ^0 -Vertex. Für die übrigen Einschränkungen der Vertizes ergibt sich ein ähnliches Bild, aus dem sich nur eine geringe Abhängigkeiten der Asymmetrien von den einzelnen geforderten Grenzen der Vertizes ergibt. Die Variationen der Asymmetrien für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ liegen dabei in der Größenordnung von $\Delta\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} \approx \pm 0,005$, so dass für sie aus den vier Vertexbedingungen systematische Unsicherheiten von insgesamt $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,010$ folgen. Die entsprechenden Ξ^0 -Zerfälle weisen in einzelnen Fällen etwas größere Variationen auf, weshalb ihre systematischen Unsicherheiten auf $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,015$ angehoben werden. Dagegen belaufen sich die Änderungen der Asymmetrien von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ nur auf $|\Delta\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}| \lesssim 0,002$, woraus sich systematische Unsicherheiten von nur $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}) = \pm 0,005$ ergeben.

8.7. Verzweigungsverhältnisse von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$

Mit den Größen, die für diese Analyse benötigt werden, stehen auch alle Informationen zur Verfügung, die zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ erforderlich sind. Die Selektionen der Ξ^0 -Zerfälle sind nahezu identisch, so dass die radiativen Zerfälle auf den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ normiert werden können, der damit zur Bestimmung des Ξ^0 -Flusses dient. Die Selektionen wurden aber nicht im Hinblick auf eine Messung der Verzweigungsverhältnisse entwickelt und nicht in dieser Richtung getestet, so dass gegebenenfalls bisher nicht berücksichtigte Korrekturen für eine präzise Messung der Verzweigungsverhältnisse nötig sein könnten. Daher wird die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse nicht als eigentliche Messung, sondern lediglich als ein systematischer Test gewertet.

Die Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma)$ und $\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma)$ berechnen sich gemäß Gleichung 8.2, die dies beispielhaft für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ zeigt:

$$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = \frac{(N_{\Lambda\gamma} - U_{\Lambda\gamma}) A_{\Lambda\pi^0} \varepsilon_{\Lambda\pi^0}}{(N_{\Lambda\pi^0} - U_{\Lambda\pi^0}) A_{\Lambda\gamma} \varepsilon_{\Lambda\gamma}} \text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) \text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma). \quad (8.2)$$

Die jeweilige Anzahl der selektierten Zerfälle N und der Untergrundereignisse U ergeben sich aus Tabelle 6.13, die Akzeptanzen A sind aus den Simulationen als Verhältnis der selektierten zu generierten Ereignissen zu bestimmen (Tabelle 6.6 und 6.13), die Effizienzen der einzelnen Triggerstufen $\varepsilon = \varepsilon_{L1} \varepsilon_{L2}$ wurden in Abschnitt 7.2.1 ermittelt und die Verzweigungsverhältnisse von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sind mit $\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) = (99,798 \pm 0,032)\%$ bzw. $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98,523 \pm 0,013)\%$ sehr gut bekannt [PDG06]. Zur Vereinfachung werden die Effizienz der dritten Triggerstufe zu 100% angenommen und die Akzeptanzen mit den in der Simulation verwendeten PDG-Werten der Asymmetrien berechnet, da die Verwendung der hier bestimmten Asymmetrien nur zu einer Akzeptanzänderung von $\lesssim 0,7\%$ führt. Insgesamt erhält man damit die in Tabelle 8.2 angegebenen Werte.

Datenblock	BR/10 ⁻³			
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$
1 pos.	1,22 ± 0,06	1,40 ± 0,20	2,94 ± 0,16	—
1 neg.	1,25 ± 0,08	1,22 ± 0,24	3,17 ± 0,39	3,00 ± 1,03
2 pos.	1,24 ± 0,02	1,31 ± 0,06	3,07 ± 0,07	3,07 ± 0,22
2 neg.	1,26 ± 0,02	1,23 ± 0,06	3,24 ± 0,07	3,44 ± 0,32
3 pos.	1,30 ± 0,03	1,32 ± 0,10	3,15 ± 0,12	3,06 ± 0,52
Mittelwert	1,25 ± 0,01	1,28 ± 0,04	3,15 ± 0,05	3,20 ± 0,18

Tabelle 8.2: Die Verzweigungsverhältnisse für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ pro Datenblock, die angegebenen Unsicherheiten beinhalten die Unsicherheiten der Ereigniszahlen, Akzeptanzen und Triggereffizienzen. (Für $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ kann im Datenblock „1 pos.“ die Triggereffizienz nicht vollständig bestimmt werden, weshalb kein Verzweigungsverhältnis berechnet wurde.)

Der Vergleich der einzelnen Resultate zeigt insgesamt eine gute Übereinstimmung, so dass hier keine offensichtliche Inkonsistenz in den bestimmten Akzeptanzen oder Effizienzen der einzelnen Datenblöcke vorliegt. Ferner ergeben Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle innerhalb ihrer Unsicherheiten die gleichen Werte. Zusätzlich liegen die Mittelwerte innerhalb von zwei Standardabweichungen in den von den bisherigen besten Messungen vorgegebenen Bereichen von $\text{BR}_{\text{NA48}}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = (1,17 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$ [Lai04] und $\text{BR}_{\text{KTeV}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma) = (3,34 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$ [Alav01]. Damit scheinen auch die absoluten Akzeptanzen und Effizienzen im Wesentlichen korrekt bestimmt zu sein.

8.8. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

In Tabelle 8.3 sind die systematischen Unsicherheiten zusammengefasst. Insgesamt ist die Abhängigkeit von der Ξ^0 -Energie bzw. vom Energieschwerpunkt der dominierende Effekt. Für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ kommt eine große Unsicherheit durch den Mindestabstand zwischen Photonen und Spuren hinzu, die leider nicht erklärt werden kann. Zusätzlich treten für $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$ auch große Unsicherheiten durch die Variation der Ξ^0 -Polarisation und der Ξ^0 -Masse auf, die zumindest teilweise auf der relativ geringen Anzahl an simulierten Ereignissen und der damit verbundenen größeren statistischen Unsicherheit der Simulation beruhen könnten. Da aber andere Unsicherheiten dieses Zerfalls deutlich größer sind, wurde diese Möglichkeit nicht mehr näher untersucht. Die übrigen Unsicherheiten sind in der Regel kleiner als 0,01 und liegen damit in einer Größenordnung, in der sie mit dieser Analyseverfahren zu erwarten und nur schwer zu verbessern sind.

Systematik	$\sigma_{sys}(\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda\rightarrow p\pi^-})$		
	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$
Triggereff. und MC in Fit	$\pm 0,013$	$\pm 0,018$	$\pm 0,003$
Level 3-Triggerineffizienz	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$
Untergrundhöhe	$\pm 0,002$	$\pm 0,007$	—
Untergrundform	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	—
Ξ^0 -Polarisation	$\pm 0,002$	$\pm 0,008$	$\pm 0,002$
Ξ^0 -Lebensdauer	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,002$
Ξ^0 -Masse	$\pm 0,006$	$\pm 0,006$	$\pm 0,006$
Zerfallswinkelauflösung	$\pm 0,001$	$\pm 0,002$	$\pm 0,001$
Vertexrekonstruktion	$\pm 0,007$	$\pm 0,007$	$\pm 0,001$
Ξ^0 -Energie und r_{cog}	$\pm 0,034$	$\pm 0,034$	$\pm 0,034$
Mindestabstand r_{DCH}	$\pm 0,009$	$\pm 0,005$	$\pm 0,002$
Mindestabstand $d_{\gamma\text{-Spur}}$	$\pm 0,002$	$\pm 0,023$	$\pm 0,001$
Λ - und Ξ^0 -Vertexbereich	$\pm 0,010$	$\pm 0,010$	$\pm 0,005$
Summe	$\pm 0,040$	$\pm 0,049$	$\pm 0,035$

Systematik	$\sigma_{sys}(\alpha_{\Xi^0}\alpha_{\Lambda\rightarrow p\pi^-})$		
	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0\gamma$	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$
Triggereff. und MC in Fit	$\pm 0,011$	$\pm 0,016$	$\pm 0,005$
Level 3-Triggerineffizienz	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$
Untergrundhöhe	$\pm 0,001$	$\pm 0,003$	—
Untergrundform	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	—
Ξ^0 -Polarisation	$\pm 0,001$	$\pm 0,028$	$\pm 0,001$
Ξ^0 -Lebensdauer	$\pm 0,004$	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$
Ξ^0 -Masse	$\pm 0,002$	$\pm 0,012$	$\pm 0,008$
Zerfallswinkelauflösung	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$
Vertexrekonstruktion	$\pm 0,007$	$\pm 0,007$	$\pm 0,001$
Ξ^0 -Energie und r_{cog}	$\pm 0,034$	$\pm 0,034$	$\pm 0,034$
Mindestabstand r_{DCH}	$\pm 0,009$	$\pm 0,005$	$\pm 0,003$
Mindestabstand $d_{\gamma\text{-Spur}}$	$\pm 0,002$	$\pm 0,069$	$\pm 0,002$
Λ - und Ξ^0 -Vertexbereich	$\pm 0,015$	$\pm 0,015$	$\pm 0,005$
Summe	$\pm 0,041$	$\pm 0,086$	$\pm 0,036$

Tabelle 8.3: Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten.

9. Ergebnisse und Diskussion

Aus den Kapiteln 7 und 8 ergeben sich als Resultate dieser Messung die folgenden Werte für das jeweilige Produkt aus Ξ^0 - und Λ -Asymmetrie:

$$\begin{aligned}
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} &= -0,450 \pm 0,012_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{sys}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} &= -0,438 \pm 0,021_{\text{stat}} \pm 0,049_{\text{sys}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} &= -0,282 \pm 0,001_{\text{stat}} \pm 0,035_{\text{sys}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^-} &= -0,495 \pm 0,041_{\text{stat}} \pm 0,041_{\text{sys}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^-} &= -0,521 \pm 0,066_{\text{stat}} \pm 0,086_{\text{sys}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^-} &= -0,290 \pm 0,003_{\text{stat}} \pm 0,036_{\text{sys}}.
\end{aligned} \tag{9.1}$$

Mit den zum ersten Mal gemessenen Ξ^0 -Asymmetrien ist ein Vergleich der Ξ^0 - und Ξ^0 -Asymmetrien möglich. Unter Berücksichtigung der vollständig unkorrelierten Anteile der Unsicherheiten von Ξ^0 und Ξ^0 (statistische Unsicherheit, Triggereffizienz, Simulation und Ξ^0 -Polarisation) stimmen die Produkte $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}$ der jeweiligen Ξ^0 - und Ξ^0 -Zerfälle innerhalb von einer Standardabweichungen überein, was im Fall von CP-Erhaltung auch zu erwarten ist (Gleichung 2.15). Durch Verwendung der gut gemessenen Λ -Asymmetrie, mit $\alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} = 0,642 \pm 0,013$ [PDG06], können die eigentlichen Ξ^0 -Asymmetrien berechnet werden. Die $\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie wird hier mit Hilfe von CP-Invarianz zu $\alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^-} = -0,642 \pm 0,013$ festgelegt [Barn96]. Dies führt zu folgenden Ξ^0 -Asymmetrien, bei denen die zusätzliche Unsicherheit der Λ -Asymmetrie separat als „externe“ Unsicherheit angegeben ist:

$$\begin{aligned}
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma} &= -0,701 \pm 0,019_{\text{stat}} \pm 0,062_{\text{sys}} \pm 0,014_{\text{ext}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma} &= -0,683 \pm 0,032_{\text{stat}} \pm 0,076_{\text{sys}} \pm 0,014_{\text{ext}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0} &= -0,439 \pm 0,002_{\text{stat}} \pm 0,055_{\text{sys}} \pm 0,009_{\text{ext}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma} &= 0,772 \pm 0,064_{\text{stat}} \pm 0,064_{\text{sys}} \pm 0,016_{\text{ext}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma} &= 0,811 \pm 0,103_{\text{stat}} \pm 0,134_{\text{sys}} \pm 0,016_{\text{ext}}, \\
\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0} &= 0,451 \pm 0,005_{\text{stat}} \pm 0,056_{\text{sys}} \pm 0,009_{\text{ext}}.
\end{aligned} \tag{9.2}$$

In der Regel sind die Unsicherheiten durch systematische Effekte dominiert. Für $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \gamma$ sind statistische und systematische Unsicherheiten etwa gleich groß.

9.1. Vergleich mit bisherigen Messungen

Das Ziel der hier vorgestellten Analyse ist die Bestätigung und Verbesserung der bisher gemessenen Zerfallsasymmetrien der radiativen Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$.

Die besten bisherigen Messungen der hier betrachteten Asymmetrien ergaben

$$\begin{aligned}
 \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma, \text{NA48}} &= -0,78 \pm 0,18_{\text{stat}} \pm 0,06_{\text{sys}} && [\text{Lai04}], \\
 \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma, \text{KTeV}} &= -0,63 \pm 0,08_{\text{stat}} \pm 0,05_{\text{sys}} && [\text{Alav01}], \\
 \alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0, \text{FNAL}} &= -0,405 \pm 0,006_{\text{stat}} \pm 0,011_{\text{sys}} && [\text{Hand82}].
 \end{aligned}
 \tag{9.3}$$

9.1.1. Test der Analysemethode

Zunächst ist festzustellen, dass die hier vor allem als Test gemessene $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Asymmetrie sehr gut mit der Messung von Handler et al. übereinstimmt, wodurch die korrekte Arbeitsweise der vorgestellte Analysemethode bestätigt wird. Aufgrund der hier dominierenden systematischen Unsicherheit zeigt dies zusätzlich, dass eine realistische Abschätzung der systematischen Unsicherheit vorliegt. Die deutlich kleiner systematische Unsicherheit von Handler et al. erklärt sich aus dem dort verwendeten experimentellen Aufbau, dessen Akzeptanz auf Hyperonzerfälle optimiert war und die Möglichkeit bot, Daten sowohl mit positivem als auch negativem Produktionswinkel aufzeichnen zu können. So konnte durch Kombinieren der Datensätze mit entgegengesetzter Ξ^0 -Polarisation mögliche Detektoreffekte direkt aus den Daten bestimmt werden, wodurch die Präzision der Messung weniger von einer sehr detaillierten und exakten Simulation abhing. Ein Vorzeichenwechsel des Produktionswinkels war mit der Strahlführung des NA48/1-Experimentes leider nicht möglich, so dass eine Analyse analog zu Handler et al. hier nicht durchführbar war.

9.1.2. Zerfallsasymmetrien der radiativen Zerfälle

Der Vergleich der Zerfallsasymmetrien der radiativen Zerfälle zeigt, dass die bisherigen Messungen sehr gut mit den hier bestimmten Werte übereinstimmen, so dass damit die bisherigen Messungen bestätigt werden können. Insbesondere konnte die die Unsicherheit der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Asymmetrie um fast einen Faktor 3 reduziert werden.

Im Detail ergibt sich aus dem Vergleich der jeweiligen Messungen folgendes Bild. Im Fall der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Asymmetrie stammt der bisher beste Wert ebenfalls von der NA48-Kollaboration, der aus Daten eines zweitägigen Tests von 1999 mit etwa 700 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfällen extrahiert wurde. Entsprechend der Anzahl der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfälle ist hier die statistische Unsicherheit um etwa eine Größenordnung kleiner, wohingegen die systematische Unsicherheit gleich groß geblieben ist, sich aber deutlich anders zusammensetzt. Die systematische Unsicherheit der bisherigen Messung ist durch die Untergrundabschätzung und nicht durch die Simulation dominiert. Da die kurze Dauer des Tests die möglichen zeitlichen Schwankungen von Strahl- und Detektorparametern stark reduziert, ist tatsächlich eine bessere Beschreibung des Detektors möglich. Andererseits enthalten die Testdaten nur etwa 60.000 $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle, so dass detaillierte systematische Untersuchungen nur eingeschränkt durchführbar waren und so möglicherweise nicht alle systematischen Unsicherheiten erkannt wurden.

Der bisher beste Wert der $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Asymmetrie wurde mit etwa 4.000 Zerfällen durch die KTeV-Kollaboration bestimmt. Auch im Fall der KTeV-Kollaboration, deren Messung ebenfalls auf dem Vergleich von Daten und Simulation basiert, ist die systematische Unsicherheit durch eine nicht perfekte Simulation dominiert. Gelänge es, den hier überraschend großen Effekt des Mindestabstandes von Photon und Spur auf das Maß der anderen Zerfälle zu reduzieren, so wären die systematische Unsicherheiten etwa gleich groß und die hier vorgestellte Messung könnte von der größeren Ereigniszahl profitieren. Unter den gegebenen Umständen konnte so die gesamte Unsicherheit gegenüber der Messung der KTeV-Kollaboration nur um etwa $\Delta\sigma = 0,01$ verringert werden, wobei hier der systematische Anteil und im Fall der KTeV-Kollaboration der statistische Anteil dominiert.

9.2. Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Aus theoretischer Sicht ist vor allem der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ interessant. Die hier vorgestellte Messung hat seine negative Asymmetrie zweifelsfrei bestätigt, und damit den bestehenden Widerspruch zu den Rechnungen auf Quarkniveau untermauert. Die Situation der phänomenologischen Modelle (Pol-Modelle, VMD-Modelle) hat sich aber ebenfalls nicht wesentlich verändert. Zwar ist nun die experimentelle Unsicherheit der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ -Asymmetrie deutlich kleiner, die theoretischen Unsicherheiten sind aber weiterhin von der Größenordnung $\sigma(\alpha) \approx 0,2$. Damit ist auch weiterhin keine eindeutige Beurteilung der verschiedenen Modelle möglich, so dass die in Abschnitt 2.7 gegebene Zusammenfassung der Situation auf Seiten der Theorie gültig bleibt. Für eine Bestätigung oder ein Verwerfen einzelner Modelle sind genauere Vorhersagen erforderlich, die aber ohne einen weiteren Fortschritt auf Seiten der Theorie nicht möglich sein werden.

9.3. CP-Verletzung in den betrachteten Ξ^0 -Zerfällen

Die Suche nach CP-Verletzung in Hyperonzerfällen geschieht üblicherweise durch den Vergleich der Asymmetrien von Hyperon und Antihyperon, so dass als Nebenprodukt der hier vorgestellten Analyse die betrachteten Ξ^0 -Zerfälle auf eine mögliche CP-Verletzung getestet werden können. Wie aber am Anfang dieses Kapitels bereits gezeigt wurde, sind die hier gemessenen Produkte der Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle innerhalb ihrer Unsicherheiten identisch, so dass kein Hinweis für CP-Verletzung vorliegt. Es wäre auch sehr überraschend mit der hier erreichten Genauigkeit einen Hinweis zu erhalten, da die Größenordnung der erwarteten Unterschiede in den Asymmetrien aufgrund von CP-Verletzung bei $\lesssim 10^{-5}$ liegt [Dono86]. Allerdings wurde eine mögliche CP-Verletzung in Ξ^0 -Zerfällen bisher nicht experimentell untersucht, so dass mit dieser Messung erstmalig entsprechende Grenzen gesetzt werden können.

In der Regel werden für die experimentelle Suche nach CP-Verletzung in Hype-

ronzerfällen Verhältnisse der Art

$$\delta_{\Xi^0} = \frac{\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} - \alpha_{\Xi^0} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^-}}{\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-} + \alpha_{\Xi^0} \alpha_{\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^-}} \quad (9.4)$$

betrachtet, die im Fall $\delta_{\Xi^0} \neq 0$ CP-Verletzung nachweisen. Mit den obigen gemessenen Produkten $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$ und unter der Berücksichtigung der unkorrelierten Anteile der Unsicherheiten von Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ (statistische Unsicherheit, Triggereffizienz, Simulation und Ξ^0 -Polarisation, alle anderen systematischen Unsicherheiten werden als vollständig korreliert angenommen), ergeben sich die folgenden Werte

$$\begin{aligned} \delta_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma} &= -0,048 \pm 0,047, \\ \delta_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma} &= -0,086 \pm 0,077, \\ \delta_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0} &= -0,014 \pm 0,013. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Damit kann z.B. eine CP-Verletzung im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ auf einem ähnlichen Niveau wie für den Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ausgeschlossen werden [Barn96].

9.4. Ausblick

Neue Experimente, die neutrale Hyperonzerfälle aufzeichnen, sind derzeit nicht in Sicht, so dass das NA48/1-Experiment auch in Zukunft den größten verfügbaren Datensatz mit Ξ^0 -Zerfällen besitzen wird. Daher ist es wünschenswert, das darin enthaltene Potential möglichst vollständig auszuschöpfen. Im Fall der hier bestimmten Zerfallsasymmetrien bedeutet dies, dass die Ursachen der großen Abhängigkeit von der Ξ^0 -Energie bzw. dem Energieschwerpunkt und im Fall des $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ -Zerfalls die Abhängigkeit vom Mindestabstand zwischen Photon und nächster Spur zu verstehen wären. Gelänge dies, so wären systematische Unsicherheiten der Zerfallsasymmetrien von $\sigma_{\text{sys}}(\alpha_{\Xi^0}) \approx \pm 0,03 \dots \pm 0,04$ möglich. Eine Präzision, wie sie z.B. die Messung von Handler et al. liefert, wird mit diesen Daten aber nicht zu erreichen sein. Zusätzlich können mit diesen Daten auch die Verzweigungsverhältnisse von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ noch deutlich verbessert werden.

Mit dem Resultat dieser Arbeit existieren nun drei radiative Zerfälle ($\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$), deren Asymmetrien auf etwa 10% – 15% genau bekannt sind. Da in absehbarer Zeit keine weiteren Messungen zu erwarten sind, bleibt zu hoffen, dass die bisherigen experimentellen Erkenntnisse zu einem signifikanten Fortschritt auf theoretischer Seite beitragen können.

A. Polarisation der Hyperonen

A.1. Polarisation der Hyperonen in der Produktion

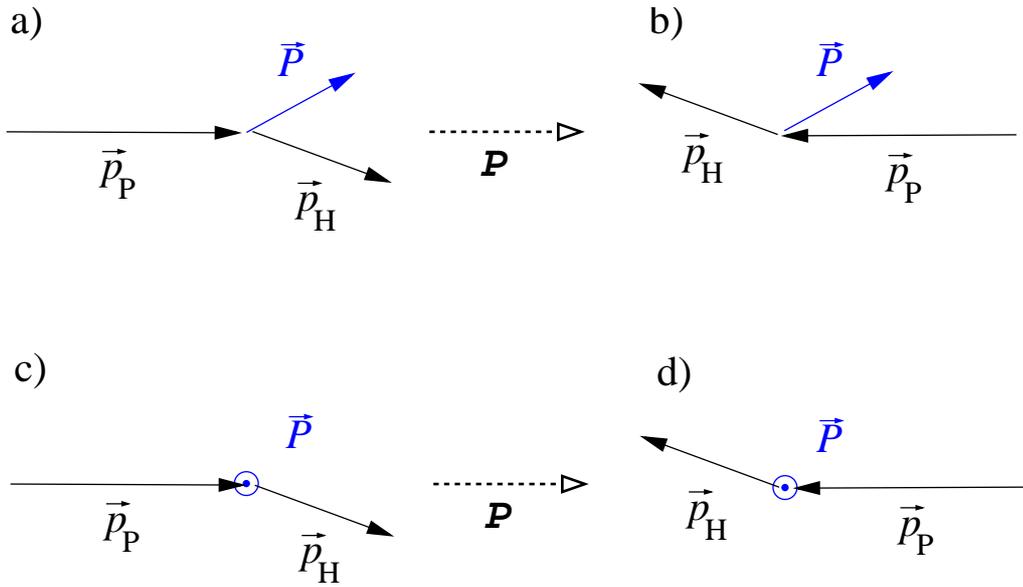


Abbildung A.1: Hyperonproduktion unter Paritätstransformation.

Im Allgemeinen werden in Proton-Nukleon-Kollisionen polarisierte Hyperonen erzeugt (Abschnitt 2.3). Dabei steht der Polarisationsvektor \vec{P} senkrecht auf der vom Protonimpuls \vec{p}_P und Hyperonimpuls \vec{p}_H gebildeten Ebene:

$$\vec{P} \propto \frac{\vec{p}_P \times \vec{p}_H}{|\vec{p}_P \times \vec{p}_H|}. \quad (\text{A.1})$$

Die Richtung des Polarisationsvektors folgt dabei aus der Paritätserhaltung in der starken Wechselwirkung, was mittels Abbildung A.1 leicht gezeigt werden kann:

Dazu sei der Polarisationsvektor \vec{P} zunächst beliebig innerhalb der vom Protonimpuls \vec{p}_P und Hyperonimpuls \vec{p}_H aufgespannten Produktionsebene ausgerichtet (Abbildung A.1, a). Unter der Paritätstransformation \mathbf{P} wechseln die Impulse das Vorzeichen ($\mathbf{P}(\vec{p}_P) = -\vec{p}_P$, $\mathbf{P}(\vec{p}_H) = -\vec{p}_H$), der Spin bzw. Polarisationsvektor ändert sich dagegen nicht ($\mathbf{P}(\vec{P}) = \vec{P}$). Somit überführt Paritätstransformation in Abbildung A.1 den Zustand a) in den Zustand b). Der Vergleich zeigt aber unterschiedliche Winkel zwischen den einzelnen Vektoren in a) und b), wodurch die Zustände

die Paritätserhaltung verletzen. Dies gilt entsprechend für alle Fälle, in denen die Polarisation eine von Null verschiedene Komponente parallel zur Produktionsebene besitzt.

Dagegen steht im Zustand c) der Polarisationsvektor senkrecht auf der Produktionsebene. Unter der Parität wird der Zustand c) in den Zustand d) transformiert, wobei sich in diesem Fall die Winkel zwischen den Vektoren nicht ändern, so dass c) und d) den gleichen Prozess wiedergeben. Daher ist c) invariant unter der Parität und somit ein in der starken Wechselwirkung erlaubter Prozess.

A.2. Winkelverteilung bei beliebig polarisierten Hyperonen

Für vollständig in positiver z -Richtung polarisierte Hyperonen gilt für die Zerfallsprodukte

$$\frac{dN_{\uparrow}}{d\cos(\Theta)} \propto 1 + \alpha \cos(\Theta), \quad (\text{A.2})$$

entsprechend Abschnitt 2.5. Die gleiche Argumentation gilt für vollständig in negativer z -Richtung polarisierte Hyperonen. Lediglich der Winkel Θ in den Kugelflächenfunktionen Y_1^0 und Y_1^1 ist durch $\pi - \Theta$ zu ersetzen, so dass

$$\frac{dN_{\downarrow}}{d\cos(\Theta)} \propto 1 + \alpha \cos(\pi - \Theta) = 1 - \alpha \cos(\Theta) \quad (\text{A.3})$$

folgt. Ferner kann ein Satz beliebig polarisierter Teilchen als die Summe eines Anteils in positiver z -Richtung polarisierter Teilchen, mit der Anzahl N_{\uparrow} , und eines Anteils in negativer z -Richtung polarisierter Teilchen, mit der Anzahl N_{\downarrow} , interpretiert werden (mit Wahl der z -Achse in Polarisationsrichtung), wobei die Polarisation $|\vec{P}|$ durch

$$|\vec{P}| = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (\text{A.4})$$

gegeben ist. Die Winkelverteilung der beliebig polarisierten Teilchen setzt sich dann als Summe der Verteilungen A.2 und A.3 zusammen, d.h.

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\cos(\Theta)} &\propto N_{\uparrow}(1 + \alpha \cos(\Theta)) + N_{\downarrow}(1 - \alpha \cos(\Theta)) \\ &\propto 1 + \alpha \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \cos(\Theta) = 1 + \alpha |\vec{P}| \cos(\Theta) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Berücksichtigt man noch die Definition des Zerfallswinkels Θ als Winkel zwischen der Polarisationsachse und der Richtung $\vec{n}_{B'}$ des auslaufenden Baryons (mit $|\vec{n}_{B'}| = 1$), so folgt:

$$\frac{dN}{d\cos\Theta} \propto 1 + \alpha |\vec{P}| \cos(\Theta) = 1 + \alpha \vec{P} \cdot \vec{n}_{B'} \quad (\text{A.6})$$

B. Rekonstruktion und Kinematik

B.1. Neutraler Vertex des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Am Beispiel des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ wird hier die Berechnung des *neutralen Vertex* (Abschnitt 4.5.2) demonstriert:

Ausgangspunkt sind zwei Photonen mit ihren gemessenen Energien E_1 und E_2 , sowie ihren Positionen \vec{r}_1 und \vec{r}_2 im LKr. Zusätzlich ist die Position z_{LKr} des Kalorimeters bekannt (Abbildung 4.1). Mit der Annahme, dass beide Photonen aus einem $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfall stammen, den Einheitsvektoren \vec{e}_1 und \vec{e}_2 , die die Richtung der Photonimpulse beschreiben sollen, sowie dem von \vec{e}_1 und \vec{e}_2 eingeschlossenen Winkel α folgt für die invarianten Masse des Pions m_{π^0} folgende Identität:

$$\begin{aligned} m_{\pi^0}^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (E_1\vec{e}_1 + E_2\vec{e}_2)^2 = 2E_1E_2(1 - \cos(\alpha)) \\ &= 4E_1E_2 \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right). \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Der Ausdruck $\sin(\frac{\alpha}{2})$ kann in guter Näherung durch den Abstand der beiden Photonen im Kalorimeter und dem Abstand zwischen der z -Koordinate des gesuchten Zerfallsvertex z_{π^0} und des Kalorimeters ausgedrückt werden:

$$\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \approx \frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{2(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})}. \quad (\text{B.2})$$

Damit folgt die invariante π^0 -Masse bzw. die z -Koordinate des π^0 -Vertex, wie bereits in den Gleichungen 4.11 und 4.12 angegeben, zu

$$m_{\pi^0} = \frac{\sqrt{E_1 E_2} |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})} \quad \text{bzw.} \quad z_{\pi^0} = z_{\text{LKr}} - \frac{\sqrt{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}} |\vec{r}_{\gamma_1} - \vec{r}_{\gamma_2}|}{m_{\pi^0}}. \quad (\text{B.3})$$

Die Näherung B.2 lässt sich auch quantitativ verifizieren. Dazu kann man mit folgendem Zusammenhang für den Öffnungswinkel α aus Abbildung B.1 beginnen:

$$\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{\tilde{r}_1}{\tilde{\gamma}_1} = \frac{\tilde{r}_2}{\tilde{\gamma}_2}. \quad (\text{B.4})$$

Die Längen \tilde{r}_1 , \tilde{r}_2 , $\tilde{\gamma}_1$ und $\tilde{\gamma}_2$ sind allerdings nicht bekannt. Betrachtet man weitere Dreiecke in Abbildung B.1, so findet man nach dem Sinussatz:

$$\frac{\hat{r}_1}{\hat{\gamma}_1} = \frac{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)} = \frac{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{\cos(\beta)} \quad \text{und} \quad \frac{\hat{r}_2}{\hat{\gamma}_2} = \frac{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} + \beta\right)} = \frac{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{\cos(\beta)}. \quad (\text{B.5})$$

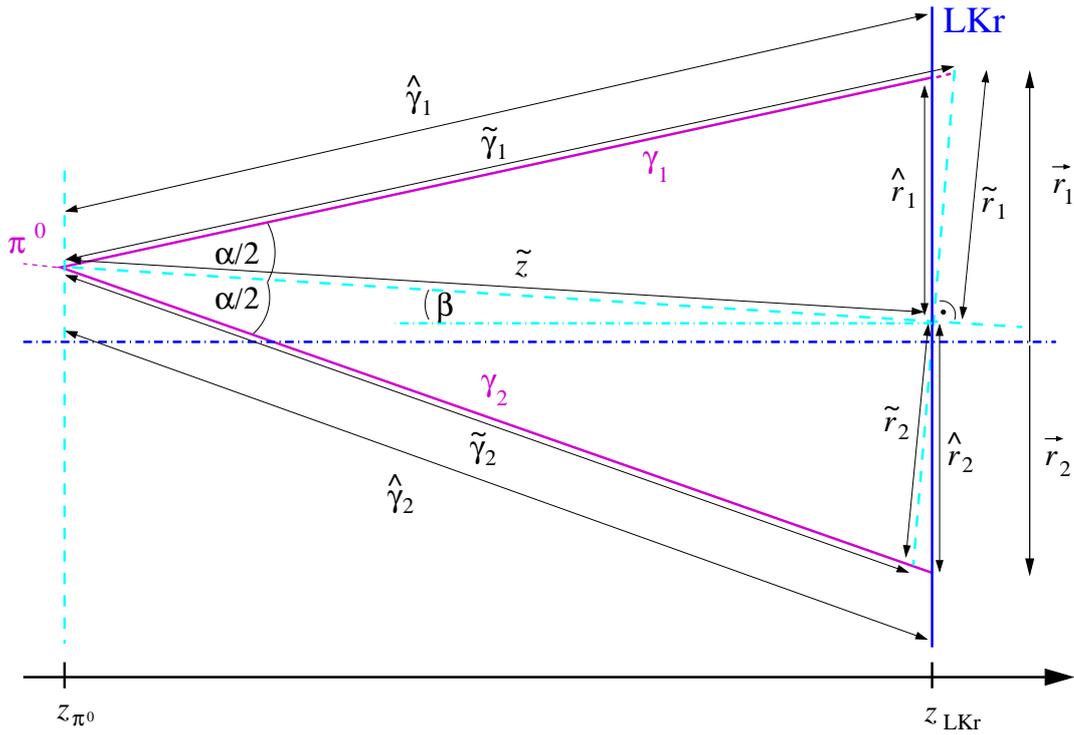


Abbildung B.1: Definition der geometrischen Größen zur Berechnung des neutralen π^0 -Zerfallsvertex.

Damit und mit Gleichung B.4 folgt

$$\frac{\hat{r}_1}{\hat{\gamma}_1} = \frac{\hat{r}_2}{\hat{\gamma}_2} = \frac{\tilde{r}_1}{\tilde{\gamma}_1 \cos(\beta)} = \frac{\tilde{r}_2}{\tilde{\gamma}_2 \cos(\beta)}. \quad (\text{B.6})$$

Für $\cos(\beta)$ gilt ferner:

$$\cos(\beta) = \frac{z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0}}{\tilde{z}}. \quad (\text{B.7})$$

Unter Verwendung der obigen Gleichungen und mit $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| = \hat{r}_1 + \hat{r}_2$ folgt weiter

$$\begin{aligned} \frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{2(z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})} &= \frac{\hat{r}_1 + \hat{r}_2}{2(z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})} \\ &= \left(\frac{\tilde{r}_1}{\tilde{\gamma}_1 \cos(\beta)} \hat{\gamma}_1 + \frac{\tilde{r}_2}{\tilde{\gamma}_2 \cos(\beta)} \hat{\gamma}_2 \right) \frac{1}{2(z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})} \\ &= \frac{\tilde{r}_1}{\tilde{\gamma}_1} \frac{\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2}{2 \cos(\beta) (z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})} \\ &= \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \frac{\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2}{2 \cos(\beta) (z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})}. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

D.h. für die gesuchte Näherung gilt

$$\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{2(z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})} \approx \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right), \quad \text{falls} \quad \frac{\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2}{2 \cos(\beta) (z_{\text{LKz}} - z_{\pi^0})} \approx 1. \quad (\text{B.9})$$

Dazu können die folgende Abschätzungen betrachtet werden:

$$\cos(\beta) \leq 1 \quad \text{und} \quad \hat{\gamma}_1, \hat{\gamma}_2 \geq z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0}. \quad (\text{B.10})$$

Liegt der π^0 -Vertex innerhalb eines Zylinders um die z -Achse des Koordinatensystems mit dem Radius R_{Strahl} , und ist der Kalorimeterradius durch R_{LKr} gegeben, so gilt ferner:

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_1, \hat{\gamma}_2 &\leq \sqrt{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2 + (R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}, \\ \cos(\beta) &\geq \frac{z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0}}{\sqrt{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2 + (R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}}. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Aus B.10 folgen weiter

$$\frac{\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2}{2 \cos(\beta)(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})} \geq \frac{2(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})}{2 \cos(\beta)(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})} = \frac{1}{\cos(\beta)} \geq 1 \quad (\text{B.12})$$

und zusammen mit B.11

$$\begin{aligned} \frac{\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2}{2 \cos(\beta)(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})} &\leq \frac{2\sqrt{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2 + (R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}}{2 \cos(\beta)(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})} \\ &= \frac{1}{\cos(\beta)} \frac{\sqrt{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2 + (R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}}{z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0}} \\ &\leq \left(\frac{\sqrt{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2 + (R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}}{z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0}} \right)^2 \\ &= 1 + \frac{(R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Mit der Detektorgeometrie ($R_{\text{LKr}} = 1,3 \text{ m}$), der Geometrie des Teilchenstrahls vom Target ($R_{\text{Strahl}} = 0,1 \text{ m}$, da die π^0 in der Regel innerhalb des Strahls zerfallen) und einer maximalen Vertexposition (typisch für Analysen von K_L^- oder K^\pm -Zerfällen) von $z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0} \geq 40 \text{ m}$ gilt schließlich

$$1 \leq \frac{\hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2}{2 \cos(\beta)(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})} \leq 1 + \frac{(R_{\text{LKr}} + R_{\text{Strahl}})^2}{(z_{\text{LKr}} - z_{\pi^0})^2} \leq 1,00123. \quad (\text{B.14})$$

Die einzelnen Abschätzungen sind zum Teil recht großzügig gewählt, so dass B.14 eine obere Grenze angibt. Die tatsächliche Näherung, und damit die berechnete π^0 -Masse bzw. der Abstand vom π^0 -Vertex zum Kalorimeter, wird in der Regel einen Fehler von deutlich weniger als 0,1% aufweisen.

B.2. Die invarianten Massen beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$

Für die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ (mit $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$) ist sicherzustellen, dass die verwendete Methode der Zuordnung der Photonen zum Ξ^0 - bzw. Σ^0 -Zerfall (Abschnitt 4.6.3) zu keiner systematischen Fehlzuweisung bzw. keiner Verfälschung der Ergebnisse durch Ansammlung von Untergrundereignissen innerhalb der Signalregion oder ähnlichem führt. Dazu werden folgende Punkte betrachtet:

B.2.1. Falsche Zuordnung der Photonen

Um die beiden Photonen aus dem Ξ^0 - bzw. Σ^0 -Zerfall dem jeweils falschen Zerfall zuzuordnen, muss es kinematisch erlaubt sein, dass die invariante Masse M aus dem Λ und dem Photon des Ξ^0 -Zerfalls gleich der Σ^0 -Masse ist. Zur Berechnung von M erweist es sich als günstig, die Zerfallskette im Σ^0 -Ruhesystem zu betrachten (Abbildung B.2). Dort gilt für die Energien und Impulse:

$$E_\Sigma = m_\Sigma, \quad \vec{p}_\Sigma = \vec{0}, \quad \vec{p}_{\gamma_\Sigma} = -\vec{p}_\Lambda, \quad (\text{B.15})$$

wobei das Photon des Ξ^0 -Zerfalls mit γ_Ξ und das Photon des Σ^0 -Zerfalls mit γ_Σ bezeichnet wird. Für die Σ^0 -Masse gilt

$$m_\Sigma^2 = (E_\Lambda + E_{\gamma_\Sigma})^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_{\gamma_\Sigma})^2 = m_\Lambda^2 + 2E_\Lambda E_{\gamma_\Sigma} - 2\vec{p}_\Lambda \cdot \vec{p}_{\gamma_\Sigma}, \quad (\text{B.16})$$

sowie für die Ξ^0 -Masse, zusammen mit Gleichung B.16,

$$\begin{aligned} m_\Xi^2 &= (E_\Lambda + E_{\gamma_\Sigma} + E_{\gamma_\Xi})^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_{\gamma_\Sigma} + \vec{p}_{\gamma_\Xi})^2 \\ &= m_\Lambda^2 + 2E_\Lambda E_{\gamma_\Sigma} - 2\vec{p}_\Lambda \cdot \vec{p}_{\gamma_\Sigma} + 2E_\Lambda E_{\gamma_\Xi} - 2\vec{p}_\Lambda \cdot \vec{p}_{\gamma_\Xi} + 2E_{\gamma_\Sigma} E_{\gamma_\Xi} - 2\vec{p}_{\gamma_\Sigma} \cdot \vec{p}_{\gamma_\Xi} \\ &= m_\Sigma^2 + 2E_\Lambda E_{\gamma_\Xi} - 2\vec{p}_\Lambda \cdot \vec{p}_{\gamma_\Xi} + 2E_{\gamma_\Sigma} E_{\gamma_\Xi} - 2\vec{p}_{\gamma_\Sigma} \cdot \vec{p}_{\gamma_\Xi}. \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Aus Gleichung B.16 und

$$m_\Xi^2 = (E_\Sigma + E_{\gamma_\Xi})^2 - (\vec{p}_\Sigma + \vec{p}_{\gamma_\Xi})^2 = m_\Sigma^2 + 2E_{\gamma_\Xi} m_\Sigma \quad (\text{B.18})$$

lässt sich ferner

$$E_{\gamma_\Xi} = \frac{m_\Xi^2 - m_\Sigma^2}{2m_\Sigma} \quad \text{und} \quad E_{\gamma_\Sigma} = \frac{m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2}{2m_\Sigma} \quad (\text{B.19})$$

ableiten. Mit diesen Resultaten und dem Winkel $\Theta_{\gamma\gamma}$ zwischen beiden Photonimpulsen kann dann die invariante Masse M aus Λ und γ_Ξ wie folgt bestimmt werden:

$$\begin{aligned} M^2 &= (E_\Lambda + E_{\gamma_\Xi})^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_{\gamma_\Xi})^2 = m_\Lambda^2 + 2E_\Lambda E_{\gamma_\Xi} - 2\vec{p}_\Lambda \cdot \vec{p}_{\gamma_\Xi} \\ &= m_\Lambda^2 + m_\Xi^2 - (m_\Sigma^2 + 2E_{\gamma_\Sigma} E_{\gamma_\Xi} - 2\vec{p}_{\gamma_\Sigma} \cdot \vec{p}_{\gamma_\Xi}) \\ &= m_\Lambda^2 + m_\Xi^2 - m_\Sigma^2 - 2E_{\gamma_\Sigma} E_{\gamma_\Xi} (1 - \cos\Theta_{\gamma\gamma}) \\ &= m_\Lambda^2 + m_\Xi^2 - m_\Sigma^2 - \frac{(m_\Xi^2 - m_\Sigma^2)(m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2)}{2m_\Sigma^2} (1 - \cos\Theta_{\gamma\gamma}). \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

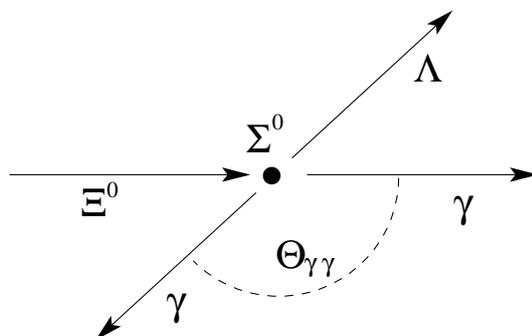


Abbildung B.2: Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ im Σ^0 -Ruhesystem.

Damit ist bei der Berechnung von M lediglich der Winkel zwischen den beiden Photonen die einzige nicht fixierte Größe. Mit $\cos\Theta_{\gamma\gamma} = \pm 1$ lässt sich aber M durch

$$(1,2300 \text{ GeV}/c^2)^2 = \frac{m_\Lambda^2 m_\Xi^2}{m_\Sigma^2} \leq M^2 \leq m_\Xi^2 - m_\Sigma^2 + m_\Lambda^2 = (1,2455 \text{ GeV}/c^2)^2 \quad (\text{B.21})$$

eingrenzen (mit $m_\Lambda = 1,1157 \text{ GeV}/c^2$, $m_\Sigma = 1,1926 \text{ GeV}/c^2$, $m_\Xi = 1,3148 \text{ GeV}/c^2$ [PDG06]). Somit liegt die invariante Masse M aus Λ und γ_Ξ immer deutlich über der Σ^0 -Masse, weshalb eine falsche Zuordnung der Photonen ausgeschlossen ist.

B.2.2. Beide invarianten $\Lambda\gamma$ -Massen gleich der Σ^0 -Masse

Bei einem potentiellen Untergrundereignis zum Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ könnten prinzipiell beide Kombinationen aus Λ und Photon (im Rahmen der Auflösung) eine invariante Masse gleich der Σ^0 -Masse besitzen. In diesem Fall wäre eine eindeutige Zuordnung der Photonen zum Ξ^0 - bzw. Σ^0 -Zerfall nicht möglich. Aus Abschnitt B.2.1 kann aber gefolgert werden, dass dann die invariante Masse aus allen drei Teilchen nicht gleich der nominellen Ξ^0 -Masse ist. Denn wäre dies der Fall, so wären die Voraussetzungen für Abschnitt B.2.1 gegeben, und entsprechend könnte eine der Kombinationen aus Λ und Photon nicht die Σ^0 -Masse ergeben, was aber der hier gemachten Annahme widerspräche. Diese Argumentation lässt sich auch rechnerisch belegen:

Dazu wird ähnlich wie in Abschnitt B.2.1 die Zerfallskette im Λ -Ruhesystem betrachtet. In diesem gilt $E_\Lambda = m_\Lambda$ und $\vec{p}_\Lambda = \vec{0}$. Nach der obigen Annahme sei also die invariante Masse aus Λ und je einem Photon (γ_1 bzw. γ_2) gleich der Σ^0 -Masse:

$$m_\Sigma^2 = (E_\Lambda + E_{\gamma_{1/2}})^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_{\gamma_{1/2}})^2 = m_\Lambda^2 + 2E_\Lambda E_{\gamma_{1/2}} - 2\vec{p}_\Lambda \cdot \vec{p}_{\gamma_{1/2}}. \quad (\text{B.22})$$

Durch die Wahl des Λ -Ruhesystems sind damit die beiden Photonenergien zu

$$E_{\gamma_{1/2}} = \frac{m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2}{2m_\Lambda} \quad (\text{B.23})$$

festgelegt. Die invariante Masse $M_{\Lambda\gamma\gamma}$ aller drei Teilchen ergibt sich damit analog zu Gleichung B.20 unter Verwendung der Gleichungen B.22 und B.23 zu:

$$\begin{aligned} M_{\Lambda\gamma\gamma}^2 &= (E_\Lambda + E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2 \\ &= 2m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2 + 2E_{\gamma_1} E_{\gamma_1} (1 - \cos\Theta_{\gamma\gamma}) \\ &= 2m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2 + \frac{(m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2)^2}{2m_\Lambda^2} (1 - \cos\Theta_{\gamma\gamma}), \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

wobei $\Theta_{\gamma\gamma}$ wiederum der Winkel zwischen beiden Photonen ist. Betrachtet man wieder die beiden Extremfälle $\cos\Theta_{\gamma\gamma} = \pm 1$, so liegt $M_{\Lambda\gamma\gamma}$ hier in den Grenzen

$$(1,2648 \text{ GeV}/c^2)^2 = 2m_\Sigma^2 - m_\Lambda^2 \leq M_{\Lambda\gamma\gamma}^2 \leq m_\Sigma^4 m_\Lambda^{-2} = (1,2748 \text{ GeV}/c^2)^2 \quad (\text{B.25})$$

(mit $m_\Lambda = 1,1157 \text{ GeV}/c^2$, $m_\Sigma = 1,1926 \text{ GeV}/c^2$ [PDG06]). Also ist hier $M_{\Lambda\gamma\gamma}$ deutlich von der Ξ^0 -Masse verschieden, wodurch diese Ereignisse keinen Untergrund zu $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ bilden können und so auch die Zuordnung der Photonen zum Ξ^0 - bzw. Σ^0 -Zerfall zu keiner Verfälschung des Untergrunds führen kann.

C. Ereignisselektion

C.1. Bestimmung der Schauerbreite

Die elektromagnetischen und hadronischen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter unterscheiden sich typischerweise in ihrer transversalen Ausdehnung. Diese Eigenschaft kann genutzt werden, um die Schauer von Photonen von denen von Hadronen zu unterscheiden. Dazu ist die mittlere Breite und die zugehörige Standardabweichung der Photonschauer zu bestimmen.

Um einen Datensatz aus Photonschauern mit geringem Untergrundanteil zu erhalten, werden hier $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfälle selektiert und dabei die folgenden Kriterien verwendet:

1. Das Ereignis enthält keine rekonstruierten Spuren sowie genau 4 Schauer im LKr. Die Schauer liegen alle innerhalb der Kalorimeterakzeptanz (Bedingung C.8 bis C.14, bzw. Abbildung 6.7) und besitzen einen Abstand zur nächsten toten Zelle von mindestens 3 cm.
2. Die gemessenen Zeiten t_i der 4 Schauer erfüllen

$$|t_i - \bar{t}| < 2 \text{ ns} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad \text{mit} \quad \bar{t} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 t_i, \quad (\text{C.1})$$

und für die Energien E_i der Schauer gilt

$$E_i > 2,5 \text{ GeV} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad \text{und} \quad \sum_{i=1}^4 E_i > 55 \text{ GeV}. \quad (\text{C.2})$$

3. Aus jeweils 2 Schauern wird unter der Annahme, dass beide aus einem π^0 -Zerfall stammen, die z -Koordinate des vermeintlichen π^0 -Vertex gemäß Gleichung 4.12 berechnet. Mit den 4 Schauern sind dabei drei verschiedene Kombinationen für je zwei π^0 -Zerfälle möglich. Es wird die Kombination ausgewählt, die den kleinsten Abstand zwischen den beiden potentiellen π^0 -Vertizes aufweist. Die z -Position des K_S -Vertex z_K wird dann als Mittelwert der beiden π^0 -Vertexpositionen $z_{\pi^0,1}$ und $z_{\pi^0,2}$ definiert. Die so bestimmten Vertizes haben

$$|z_{\pi^0,1} - z_{\pi^0,2}| < 4,5 \text{ m} \quad \text{und} \quad 4,5 \text{ m} < z_K < 40,0 \text{ m} \quad (\text{C.3})$$

zu erfüllen.

4. Mit dem K_S -Vertex z_K , der Photonenergien E_i und den Photonpositionen \vec{r}_i im LKr wird die invariante Masse $m_{4\gamma}$ der vier Photonen entsprechend

$$m_{4\gamma} = \frac{1}{z_{\text{LKr}} - z_K} \sqrt{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=i+1}^4 E_i E_j |\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2} \quad (\text{C.4})$$

berechnet. Dabei ergibt sich Gleichung C.4 nach dem gleichen Prinzip wie die invariante Masse zweier Photonen nach Gleichung 4.11 (Anhang B.1). Selektiert werden die Ereignisse mit einer invarianten Masse von $\pm 5 \text{ MeV}$ ($\approx 3\sigma$) um die gemessene K^0 -Masse von $497,67 \text{ MeV}$, d.h.

$$492,7 \text{ MeV}/c^2 < m_{4\gamma} < 502,7 \text{ MeV}/c^2. \quad (\text{C.5})$$

Nach Anwendung der Kriterien 1. bis 3. ergeben die selektierten Ereignisse die in Abbildung C.1 wiedergegebene Massenverteilung. Man erkennt ein deutliches Signal bei der nominellen K^0 -Masse mit einem Untergrundanteil von der Größenordnung 10^{-3} . Aus den gesamten Daten lassen sich mit den Bedingungen 1. bis 4. insgesamt $33,6 \cdot 10^6$ $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfälle rekonstruieren, womit etwa $134,4 \cdot 10^6$ Photonschauer zur Verfügung stehen.

Da die Simulation die Schauerbreite der Daten nicht perfekt reproduziert, wird mit der gleichen Methode die Breite in der Simulation bestimmt. Dazu werden $20 \cdot 10^6$ generierte $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfälle verwendet, aus denen mit den Bedingungen 1 bis 4 etwa $1,2 \cdot 10^6$ Zerfälle vollständig rekonstruiert werden können, so dass $4,8 \cdot 10^6$ Schauer vorliegen.

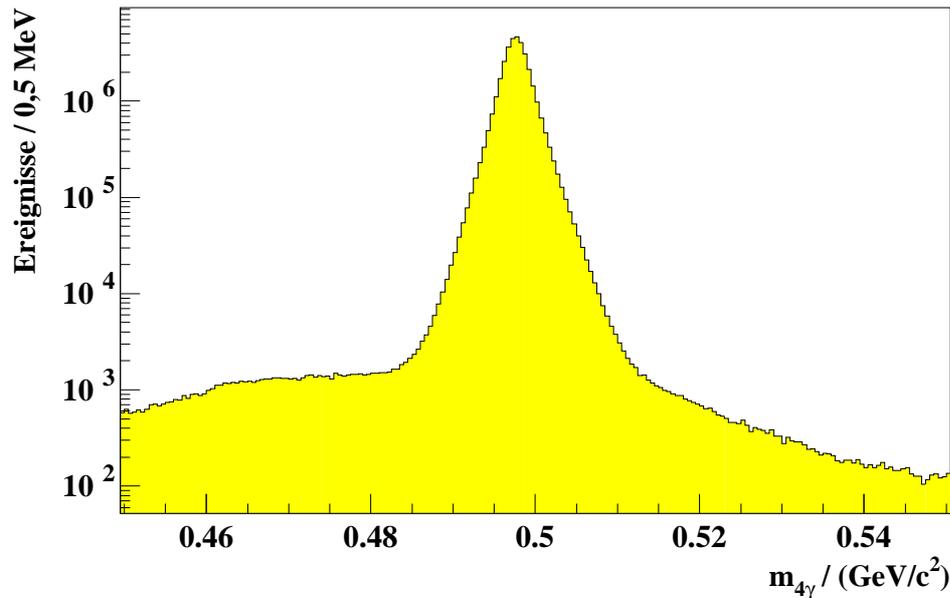


Abbildung C.1: Aus den Daten bestimmte invariante Masse der 4 Photonen unter der Annahme eines $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfalls.

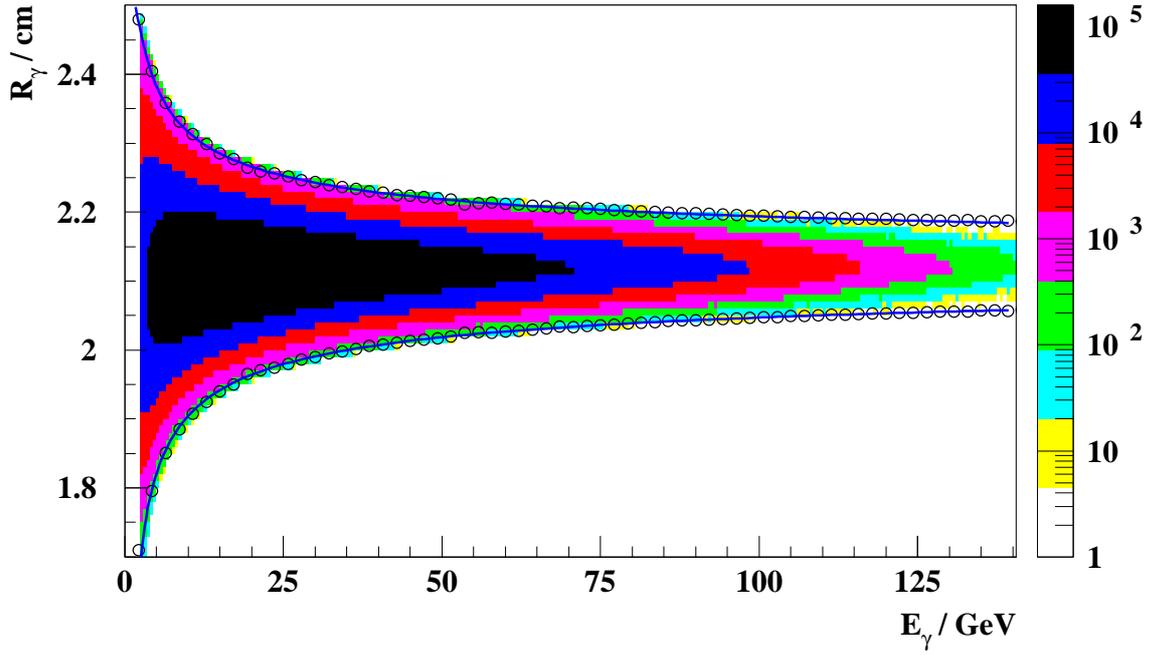


Abbildung C.2: Verteilung der gemessenen Schauerbreite R_γ als Funktion der Schauerenergie E_γ der aus den Daten selektierten Photonkandidaten. Die offenen Punkte geben die Kontur für $B \pm 3,5 \sigma_B$ mit den in den einzelnen Energieintervallen angepassten Werten wieder, die durchgezogenen blauen Kurven geben die gleich Kontur entsprechend der Parametrisierung wieder.

Die Abbildung C.2 zeigt die in den Daten gemessene Schauerbreite

$$R_\gamma = \sqrt{R_{\text{rms},x}^2 + R_{\text{rms},y}^2} \quad (\text{C.6})$$

(Gleichung 4.1) als Funktion der jeweiligen Schauerenergie E_γ . An die Verteilung der Schauerbreite werden in 2 GeV-Intervallen Gauß-Funktionen angepasst und die Energieabhängigkeit der gefundenen mittleren Breiten $B(E_\gamma)$ und der Standardabweichungen $\sigma_B(E_\gamma)$ durch

$$B(E_\gamma) = a - \frac{b}{\ln\left(\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}\right)} \quad \text{und} \quad \sigma_B(E_\gamma) = \frac{c}{\left(\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}\right)^d} \quad (\text{C.7})$$

parametrisiert (Abbildung C.3). Die für Daten und Simulation getrennt durchgeführte Anpassung der Gleichungen C.7 an die gefundenen mittleren Breiten B und der Standardabweichungen σ_B ergibt die folgenden Werte für die Parameter a bis d :

Parameter	a/cm	b/cm	c/cm	d
Daten	2,131	0,0466	0,165	0,448
Simulation	2,100	0,0159	0,175	0,463

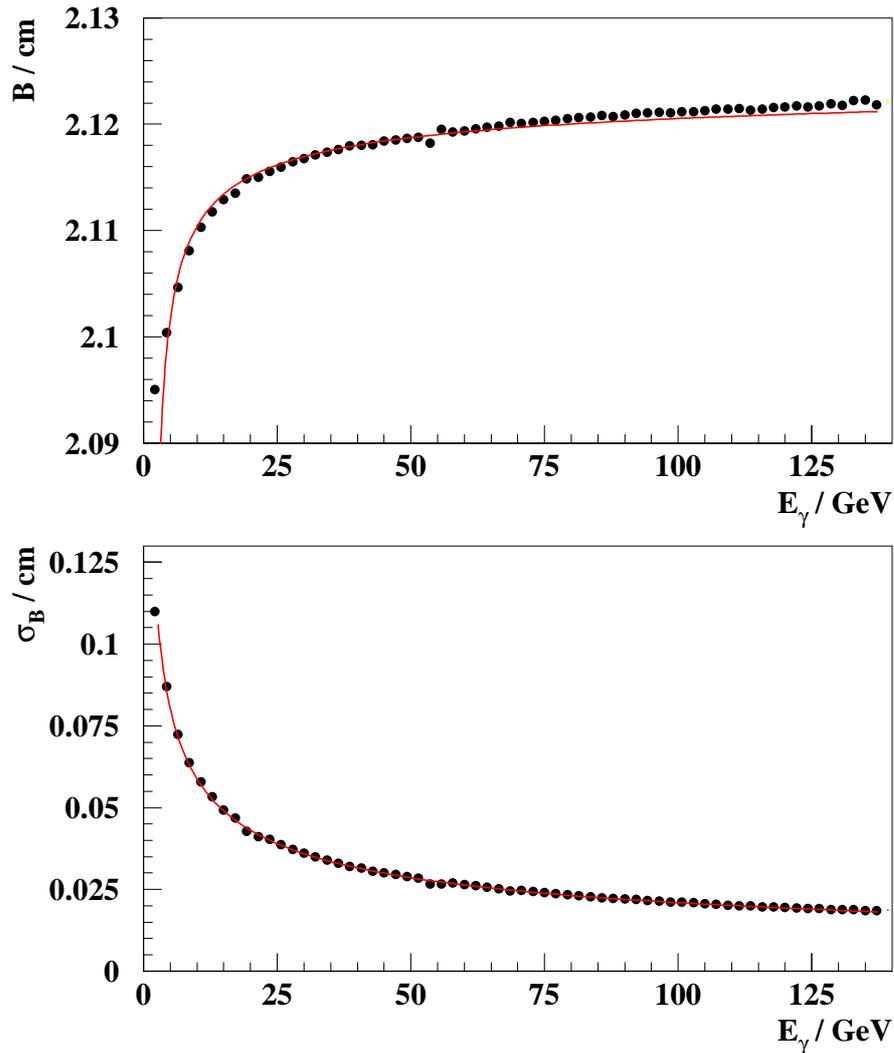


Abbildung C.3: Verteilung der aus den Daten bestimmten mittleren Schauerbreite B (oben) und der Standardabweichung σ_B (unten) als Funktion der Schauerenergie. Die zusätzlich eingezeichneten Funktionen sind die jeweilige Parametrisierung nach Gleichung C.7.

Die Abbildung C.2 gibt ebenfalls die Konturen für $R_\gamma = B \pm 3,5\sigma_B$ an. Der durch diese Konturen eingeschlossene Bereich enthält nahezu alle Photonkandidaten, so dass diese Grenzen als Selektionskriterien genutzt werden können (Abschnitt 6.3.3).

C.2. Akzeptanz des elektromag. Kalorimeters

Abbildung 6.7 gibt bereits einen Überblick über den akzeptierten Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters. Aufgrund der Kalorimeterform und des zeitweisen Ausfalls einiger Teile der Ausleselektronik ist für eine effektive Ausnutzung des aktiven Bereichs eine relativ aufwendige Bedingung zu formulieren.

Konkret werden Schauer an der Position (x, y) akzeptiert, wenn die Koordinaten die Bedingung

$$\begin{aligned}
 & |x| < 113,0 \text{ cm} \quad \wedge \quad |y| < 113,0 \text{ cm} \quad \wedge \quad |x| + |y| < 159,8 \text{ cm} \\
 \wedge & (|x| < 63,2 \text{ cm} \quad \vee \quad |y| < 84,7 \text{ cm}) \quad \wedge \quad (|x| < 95,7 \text{ cm} \quad \vee \quad |y| < 52,2 \text{ cm}) \\
 \wedge & (x < 100,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y > -35,0 \text{ cm}) \\
 \wedge & \sqrt{(|x| - 63,2 \text{ cm})^2 + (|y| - 95,7 \text{ cm})^2} > 11,0 \text{ cm} \\
 \wedge & \sqrt{x^2 + y^2} > 17,0 \text{ cm}
 \end{aligned} \tag{C.8}$$

erfüllen. Dies stellt einen ausreichenden Abstand des Schauers zum Kalorimeterrand sicher. Um den zeitweisen Ausfall (bzw. das Fehlverhalten) einiger Teile der Ausleseelektronik zu berücksichtigen, müssen in Abhängigkeit der Runnummer zusätzlich die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

- Run 13793 – 13844 und Run 13867 – 13929 :

$$x > -19,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y < 98,0 \text{ cm}, \tag{C.9}$$

- Run 13879 – 13909:

$$x > 10,0 \text{ cm} \quad \vee \quad x < -72,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y < -10,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y > 40,0 \text{ cm}, \tag{C.10}$$

- Run 14043 – 14069:

$$x > -100,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y > -35,0 \text{ cm}, \tag{C.11}$$

- Run 14048 – 14054:

$$x > -61,0 \text{ cm} \quad \vee \quad x < -91,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y < 45,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y > 73,0 \text{ cm}, \tag{C.12}$$

- Run 14048 – 14069:

$$x > 67,0 \text{ cm} \quad \vee \quad x < 36,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y < 43,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y > 75,0 \text{ cm}, \tag{C.13}$$

- Run 14168 – 14173:

$$x > -5,0 \text{ cm} \quad \vee \quad x < -44,0 \text{ cm} \quad \vee \quad y > -100,0 \text{ cm}. \tag{C.14}$$

C.3. Normierung der simulierten Ereignisse

Um den Untergrundanteil, der aus den Simulationen der Ξ^0 -Zerfälle ermittelt wird (Abschnitt 6.4.2), quantitativ korrekt zu bestimmen, sind die simulierten Ereignisse auf den Ξ^0 -Fluss zu normieren. Die dazu nötigen Normierungsfaktoren ergeben sich durch das Verhältnis der in den Daten selektierten Ξ^0 -Kandidaten zu den in der Simulation des jeweiligen Zerfalls gefundenen Ξ^0 -Kandidaten, wobei für eine genaue

Bestimmung der in den Daten verbliebene Untergrund zu berücksichtigen ist. Da der Untergrund jeweils wechselseitig aus den anderen Ξ^0 -Zerfällen gebildet wird, werden die Normierungsfaktoren in Form eines Gleichungssystems bestimmt.

Nimmt man an, dass der in Abschnitt 6.4 bestimmte Untergrund den wesentlichen Teil des tatsächlichen Untergrunds beschreibt, so sollten die aus den Daten selektierten Ξ^0 -Kandidaten $N_D^{\Lambda\gamma}$, $N_D^{\Sigma^0\gamma}$ und $N_D^{\Lambda\pi^0}$ (Tabelle 6.13) unter Berücksichtigung der Triggereffizienzen $\varepsilon^{\Lambda\gamma}$, $\varepsilon^{\Sigma^0\gamma}$ und $\varepsilon^{\Lambda\pi^0}$ (Abschnitt 7.2.1) durch die Summe der Simulation des gesuchten Zerfalls und des Untergrunds mit

$$\begin{aligned} N_D^{\Lambda\gamma} &= \varepsilon^{\Lambda\gamma}(\tilde{S}_{\Lambda\gamma}N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} + \tilde{S}_{\Sigma^0\gamma}N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} + \tilde{S}_{\Lambda\pi^0}N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma}) + A_D^{\Lambda\gamma}, \\ N_D^{\Sigma^0\gamma} &= \varepsilon^{\Sigma^0\gamma}(\tilde{S}_{\Lambda\gamma}N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} + \tilde{S}_{\Sigma^0\gamma}N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} + \tilde{S}_{\Lambda\pi^0}N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}) + A_D^{\Sigma^0\gamma}, \\ N_D^{\Lambda\pi^0} &= \varepsilon^{\Lambda\pi^0}(\tilde{S}_{\Lambda\gamma}N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} + \tilde{S}_{\Sigma^0\gamma}N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} + \tilde{S}_{\Lambda\pi^0}N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}) + A_D^{\Lambda\pi^0}. \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

beschrieben werden können. Dabei sind $A_D^{\Lambda\gamma}$, $A_D^{\Sigma^0\gamma}$ und $A_D^{\Lambda\pi^0}$ die Anzahl der zufälligen Untergrundereignisse der jeweiligen Zerfälle und $N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}$, $N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}$, $N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}$, $N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}$, $N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}$, $N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}$, $N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma}$, $N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}$ und $N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}$ die Anzahl der Kandidaten aus den im unteren Index angegebenen Simulationen, die als die im oberen Index angegebenen Zerfälle rekonstruiert werden. Also geben $N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}$, $N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}$ und $N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}$ jeweils die Simulation des gesuchten Zerfalls, die übrigen den jeweiligen Untergrund wieder. $\tilde{S}_{\Lambda\gamma}$, $\tilde{S}_{\Sigma^0\gamma}$ und $\tilde{S}_{\Lambda\pi^0}$ sind die Skalierungsfaktoren zwischen Ξ^0 -Fluss und der generierten Ereignisanzahl der einzelnen Simulationen.

Zur Vereinfachung können die Triggereffizienzen ε^i und die Skalierungsfaktoren \tilde{S}_i in einen gemeinsamen Faktor zusammengezogen werden: $S_i = \varepsilon^i \tilde{S}_i$ ($i = \Lambda\gamma, \Sigma^0\gamma, \Lambda\pi^0$). Nach Abschnitt 7.2.1 sind die Triggereffizienzen der betrachteten Ξ^0 -Zerfälle für die einzelnen Datenperioden innerhalb ihrer Fehler gleich, so dass

$$\varepsilon^{\Lambda\gamma} \approx \varepsilon^{\Lambda\pi^0} \approx \varepsilon^{\Sigma^0\gamma} \quad (\text{C.16})$$

angenommen werden kann. Damit vereinfachen sich Gleichungen C.15 insgesamt zu

$$\begin{aligned} N_D^{\Lambda\gamma} - A_D^{\Lambda\gamma} &= S_{\Lambda\gamma}N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} + S_{\Sigma^0\gamma}N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} + S_{\Lambda\pi^0}N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma}, \\ N_D^{\Sigma^0\gamma} - A_D^{\Sigma^0\gamma} &= S_{\Lambda\gamma}N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} + S_{\Sigma^0\gamma}N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} + S_{\Lambda\pi^0}N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}, \\ N_D^{\Lambda\pi^0} - A_D^{\Lambda\pi^0} &= S_{\Lambda\gamma}N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} + S_{\Sigma^0\gamma}N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} + S_{\Lambda\pi^0}N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}. \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

Damit können die gesuchten Skalierungsfaktoren $S_{\Lambda\gamma}$, $S_{\Sigma^0\gamma}$ und $S_{\Lambda\pi^0}$ eindeutig bestimmt werden:

$$S_{\Lambda\gamma} = \frac{D_{\Lambda\gamma}}{D}, \quad S_{\Sigma^0\gamma} = \frac{D_{\Sigma^0\gamma}}{D} \quad \text{und} \quad S_{\Lambda\pi^0} = \frac{D_{\Lambda\pi^0}}{D}. \quad (\text{C.18})$$

Die Determinanten D , $D_{\Lambda\gamma}$, $D_{\Sigma^0\gamma}$ und $D_{\Lambda\pi^0}$ sind dabei durch

$$D = \begin{vmatrix} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma} \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \end{vmatrix}, \quad (\text{C.19})$$

$$D_{\Lambda\gamma} = \begin{vmatrix} (N_D^{\Lambda\gamma} - A_D^{\Lambda\gamma}) & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma} \\ (N_D^{\Sigma^0\gamma} - A_D^{\Sigma^0\gamma}) & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} \\ (N_D^{\Lambda\pi^0} - A_D^{\Lambda\pi^0}) & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \end{vmatrix}, \quad (\text{C.20})$$

$$D_{\Sigma^0\gamma} = \begin{vmatrix} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} & (N_D^{\Lambda\gamma} - A_D^{\Lambda\gamma}) & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma} \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & (N_D^{\Sigma^0\gamma} - A_D^{\Sigma^0\gamma}) & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & (N_D^{\Lambda\pi^0} - A_D^{\Lambda\pi^0}) & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \end{vmatrix}, \quad (\text{C.21})$$

$$D_{\Lambda\pi^0} = \begin{vmatrix} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} & (N_D^{\Lambda\gamma} - A_D^{\Lambda\gamma}) \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & (N_D^{\Sigma^0\gamma} - A_D^{\Sigma^0\gamma}) \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & (N_D^{\Lambda\pi^0} - A_D^{\Lambda\pi^0}) \end{vmatrix}. \quad (\text{C.22})$$

definiert. Aufgrund der unterschiedlichen Skalierungsfaktoren und Effizienzen auf Triggerebene sind die Normierungsfaktoren für die einzelnen Datenblöcke zu bestimmen.

Zur Berechnung der (statistischen) Unsicherheiten von $S_{\Lambda\gamma}$, $S_{\Sigma^0\gamma}$ und $S_{\Lambda\pi^0}$ ist die Ableitung einer Determinante nach einem Element zu betrachten, z.B.:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}} &= \frac{\partial}{\partial N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}} \left(N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} + N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \right. \\ &\quad + N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} - N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma} N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \\ &\quad \left. - N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} - N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma} N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \right) \\ &= N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} - N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \\ &= \begin{vmatrix} N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} \\ N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \end{vmatrix} =: D'_{11}. \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Ebenso folgt z.B.

$$\frac{\partial D}{\partial N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}} = \begin{vmatrix} N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} \\ N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \end{vmatrix} =: D'_{12}, \quad (\text{C.24})$$

$$\frac{\partial D}{\partial N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma}} = \begin{vmatrix} N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma} \\ N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} & N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0} \end{vmatrix} =: D'_{13}. \quad (\text{C.25})$$

Für die übrigen Elemente und Determinanten gilt dies entsprechend. Damit gilt für

die Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren, z.B. $\sigma(S_{\Lambda\gamma})$

$$\begin{aligned}
\sigma(S_{\Lambda\gamma})^2 = & \frac{1}{D^2} \left[\left(D'_{\Lambda\gamma,11} \sigma(N_D^{\Lambda\gamma}) \right)^2 + \left(D'_{\Lambda\gamma,11} \sigma(A_D^{\Lambda\gamma}) \right)^2 + \left(D'_{\Lambda\gamma,21} \sigma(N_D^{\Sigma^0\gamma}) \right)^2 \right. \\
& + \left(D'_{\Lambda\gamma,21} \sigma(A_D^{\Sigma^0\gamma}) \right)^2 + \left(D'_{\Lambda\gamma,31} \sigma(N_D^{\Lambda\pi^0}) \right)^2 + \left(D'_{\Lambda\gamma,31} \sigma(A_D^{\Lambda\pi^0}) \right)^2 \\
& + \left(S_{\Lambda\gamma} D'_{11} \sigma(N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}) \right)^2 + \left(S_{\Lambda\gamma} D'_{21} \sigma(N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}) \right)^2 \\
& + \left(S_{\Lambda\gamma} D'_{31} \sigma(N_{\Lambda\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}) \right)^2 \\
& + \left(\{ D'_{\Lambda\gamma,12} - S_{\Lambda\gamma} D'_{12} \} \sigma(N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\gamma}) \right)^2 \\
& + \left(\{ D'_{\Lambda\gamma,13} - S_{\Lambda\gamma} D'_{13} \} \sigma(N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\gamma}) \right)^2 \\
& + \left(\{ D'_{\Lambda\gamma,22} - S_{\Lambda\gamma} D'_{22} \} \sigma(N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}) \right)^2 \\
& + \left(\{ D'_{\Lambda\gamma,23} - S_{\Lambda\gamma} D'_{23} \} \sigma(N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Sigma^0\gamma}) \right)^2 \\
& + \left(\{ D'_{\Lambda\gamma,32} - S_{\Lambda\gamma} D'_{32} \} \sigma(N_{\Sigma^0\gamma\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}) \right)^2 \\
& \left. + \left(\{ D'_{\Lambda\gamma,33} - S_{\Lambda\gamma} D'_{33} \} \sigma(N_{\Lambda\pi^0\text{MC}}^{\Lambda\pi^0}) \right)^2 \right], \tag{C.26}
\end{aligned}$$

wobei $\sigma(x)$ jeweils die Unsicherheit der Variablen x angibt. Die Unsicherheiten für $\sigma(S_{\Lambda\pi^0\text{MC}})$ und $\sigma(S_{\Sigma^0\gamma\text{MC}})$ berechnen sich analog.

Literaturverzeichnis

- [Abou07] E. Abouzaid et al., Ξ^0 and $\bar{\Xi}^0$ Polarization Measurements at 800 GeV/c, Phys.Rev. D 75 (2007) 012005.
- [Alav01] A. Alavi-Harati et al., A Measurement of the Branching Ratio and Asymmetry of the Decay $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3239.
- [Anva98] S. Anvar et al., The charged trigger system of NA48 at CERN, Nucl. Instrum. Methods A 419 (1998) 686.
- [Anzi99] G. Anzivino, The NA48 experiment at the CERN SPS, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 78 (1999) 58;
G. Anzivino, P. Lubrano und M. Pepe, Neutral Hodoscope Calibration and preliminary results from the 1996 run, interne Note NA48 97-22 (1997).
- [Arci00] R. Arcidiacono et al., The Trigger Supervisor of the NA48 experiment at CERN SPS, Nucl. Instrum. Methods A 443 (2000) 20.
- [Arci02] R. Arcidiacono et al., L1 and L2 Trigger configurations in the 2002 run, interne Note NA48 02-17 (2002).
- [Arci02a] R. Arcidiacono et al., The commissioning of the SuperEvent read-out, interne Note NA48 02-13 (2002);
R. Arcidiacono und A.-J. Peters, The performance of the LKr SuperEvent read-out during 2002 data taking, interne Note NA48 02-21 (2003).
- [Arci04] R. Arcidiacono et al., A new drift chamber TDC readout for the high intensity program of the NA48 experiment, Nucl. Instrum. Methods A 518 (2004) 493.
- [Asth91] P. Asthana und A.N. Kamal, Radiative Weak Decay of Baryons Within the Bethe-Salpeter Formalism, Few-Body Systems 11 (1991) 1.
- [Athe80] H.W. Atherton et al., Precise measurements of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets, CERN Yellow Reports CERN-80-07 (1980).
- [Azim97] Y. Azimov, Hara's Theorem and W-exchange in Hyperon Weak Radiative Decays, Z. Phys. A 359 (1997) 75.

-
- [Bali89] I.I. Balitsky, V.M. Braun und A.V. Kolesnichenko, *Radiative Decay $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ in quantum chromodynamics*, Nucl. Phys. B 312 (1989) 509.
- [Barn96] P.D. Barnes et al., *Observables in high-statistics measurements of the reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$* , Phys. Rev. C 54 (1996) 1877.
- [Barr96] G.D. Barr et al., *Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure*, Nucl. Instrum. Methods A 370 (1996) 413;
V. Fanti et al., *Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter*, Nucl. Instrum. Methods A 344 (1994) 507.
- [Batl03] J.R. Batley et al., *Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$* , Phys. Lett. B 576 (2003) 43.
- [Batl07] J.R. Batley et al., *First observation and branching fraction and decay parameter measurements of the weak radiative decay $\Xi^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$* , Phys. Lett. B 650 (2007) 1.
- [Batl07a] J.R. Batley et al., *Measurements of the Ξ^0 Lifetime and the $\bar{\Xi}^0/\Xi^0$ Flux Ratio in a Neutral Beam.*, CERN-PH-EP-2007-015, Jun 2007.
- [Bede95] D. Béderède et al., *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN*, Nucl. Instrum. Methods A 367 (1995) 88.
- [Behr58] R.E. Behrends, *Photon Decay of Hyperons*, Phys. Rev. 111 (1958) 1691.
- [Bend07] M. Bendel, persönliche Mitteilung (2007).
- [Berg86] L. Bergström und P. Singer, *The $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ decay as a measure of the single quark $s \rightarrow d\gamma$ transition*, Phys. Lett. B 169 (1986) 297.
- [Beva98] A. Bevan und B. Hay, *Efficiency of the Muon Veto System*, interne Note NA48 98-17 (1998).
- [Biag86] S.F. Biagi et al., *First Measurement of the $\Lambda \rightarrow n\gamma$ Branching Ratio*, Z. Phys. C 30 (1986) 201.
- [Biin98] C. Biino et al., *The simultaneous long- and short-lived neutral kaon beams for experiment NA48*, CERN-SL-98-033 (1998);
C. Biino et al., *The simultaneous and nearly-collinear K^0 beams for experiment NA48*, CERN-SL-98-041 (1998) (6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, 22 – 26 Jun 1998).
- [Blüm95] H. Blümer, *The NA48 Beam Intensity Monitor, Status Report from 1994*, interne Note NA48 95-8 (1995).
- [Bora99] B. Borasoy und B.R. Holstein, *Resonances in radiative hyperon decays*, Phys. Rev. D 59 (1999) 54019.
-

- [Bos96] J.W. Bos et al., *Hyperon weak radiative decays in chiral perturbation theory*, Phys. Rev. D 54 (1996) 3321;
J.W. Bos et al., *Baryon chiral perturbation theory up to next-to-leading order*, Phys. Rev. D 51 (1995) 6308;
J.W. Bos et al., *Heavy-baryon chiral perturbation theory and reparametrization invariance*, Phys. Rev. D 57 (1998) 4101.
- [Bria97] G. Brianti, *The CERN synchrotrons*, CERN Yellow Reports CERN-97-04 (1997) 29 (CERN Accelerator School: 50 Years of Synchrotrons, CERN 1996).
- [Buki00] E.N. Bukina, V.M. Dubovik und V.S. Zamiralov, *Hara Theorem, GIM Model and Asymmetry in Weak Radiative Hyperon Decays*, hep-ph/0003295 (2000).
- [Buki01] E.N. Bukina, V.M. Dubovik und V.S. Zamiralov, *GIM Model and Radiative Decays of Strange and Charmed Baryons*, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 93 (2001) 34.
- [Bunc76] G. Bunce et al., Λ^0 *Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300 GeV Protons on Beryllium*, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1113.
- [Chez99] J.B. Cheze, *NA48 drift chamber reconstruction program – User’s Guide*, interne Note (1999).
- [Chez02] J.B. Cheze, *NA48 spectrometer: Vertex Calculation*, interne Note NA48 02-02 (2002).
- [Clem04] M. Clemencic, *Effect of DCH efficiency on MassBox efficiency for Ξ^0 β -decay*, Vortrag NA48 Collaboration Meeting, CERN 6. May 2004.
- [Clos80] F.E. Close und H.R. Rubinstein, *Short and long distance effects in weak radiative decays*, Nucl. Phys. B 173 (1980) 477.
- [DeBe00] M. De Beer und D. Frédéric, *NASIM User’s Guide*, interne Note NA48 00-23 (2000).
- [Desp80] B. Desplanques, J.F. Donoghue und B.R. Holstein, *Unified Treatment of the Parity Violating Nuclear Force*, Ann. Phys. 124 (1980) 449.
- [Dmit96] V. Dmitrašinović, *Hara’s theorem in the constituent quark model*, Phys. Rev. D 54 (1996) 5899;
V. Dmitrašinović, *Reply to “Comment on ‘Hara’s theorem in the constituent quark model’ ”*, Phys. Rev. D 60 (1999) 018902.
- [Dono86] J.F. Donoghue, X.-G. He und S. Pakvasa, *Hyperon decays and CP non-conservation*, Phys. Rev. D 34 (1986) 833.

-
- [Dubb94] T. Dubbs et al., *Measurement of the Branching Ratio for the $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ Radiative Decay*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 808.
- [Ecke82] P. Eckert und B. Morel, *Strangeness changing radiative non-leptonic decays in the quark model*, Universite de Geneve Report No. UGVA-DPT 1982/03-340.
- [Fisc98] G. Fischer et al., *A 40 MHz-pipelined trigger for $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ decays for the CERN NA48 experiment*, Nucl. Instrum. Methods A 419 (1998) 695;
C. Avanzini et al., *The PeakSum Processing System for the NA48 Experiment: a VLSI Based Processor*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 43 (1996) 1789;
G.D. Barr et al., *A Fully Software-Programmable Pipelined Trigger-Processing Module*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 43 (1996) 1689.
- [Fouc92] M. Foucher et al., *Measurement of the Asymmetry Parameter in the Hyperon Radiative Decay $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$* , Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3004;
S. Timm et al., *Measurement of the branching ratio and asymmetry parameter for the $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ radiative decay*, Phys. Rev. D 51 (1995) 4638.
- [Früh87] R. Frühwirth, *Application on Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl. Instrum. Methods A 262 (1987) 444.
- [Gail88] M.K. Gaillard, *Comment on a recent critique of Hara's theorem for radiative hyperon decay*, Phys. Lett. B 211 (1988) 189.
- [Gatt58] R. Gatto, *Relations between the Hyperon Polarizations in Associated Production*, Phys. Rev. 109 (1958) 610;
G. Feldman und T. Fulton, *Determination of the relative Σ - Λ parity* Nucl.Phys. 8 (1958) 106.
- [Gave81] M.B. Gavela et al., *Parity violating radiative weak decays and the quark model*, Phys. Lett. B 101 (1981) 417.
- [Gean94] Application Software Group, IT Division CERN, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Genf (1994).
- [Gavr74] K. Gavroglu und H.P.W. Gottlieb, *Vektor-meson dominance in the Hadronic and radiative weak non-leptonic decays of hyperons*, Nucl. Phys. B 79 (1974) 168.
- [Gers69] L.K. Gershwin et al., *Asymmetry Parameter and Branching Ratio of $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$* , Phys. Rev. 188 (1969) 2077.
- [Gilm79] F.J. Gilman und M.B. Wise, *Radiative weak decays of baryons as single-quark transitions*, Phys. Rev. D 19 (1979) 976.
- [Glas70] S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285.
-

- [Gold89] C. Goldman und C.O. Escobar *s* \rightarrow $d\gamma$ contribution to hyperon radiative decays: A QCD-sum-rule approach, Phys. Rev. D 40 (1989) 106.
- [GoyL03] S. Goy Lopez, *Magnetic Measurements 2003*, Vortrag NA48 Collaboration Meeting, CERN 2. April 2003.
- [Grah65] R.H. Graham und S. Pakvasa, *Weak Electromagnetic Decays of Hyperons in SU(3)*, Phys. Rev. 140 (1965) B1144.
- [Hall98] B. Hallgren et al, *The NA48 LKr calorimeter digitizer electronics chain*, Nucl. Instrum. Methods A 419 (1998) 680;
A. Gianoli et al., *The NA48 LKr Calorimeter Readout Electronics*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000) 136.
- [Hals84] F. Halsen und A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1984);
D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics* 4th edition, Cambridge University Press (2000).
- [Hand82] 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.
- [Hara64] Y. Hara, *Nonleptonic decays of baryons and the eightfold way*, Phys. Rev. Lett 12 (1964) 378.
- [Hay02] B. Hay et al., *COMPACT 6.2 USER GUIDE*, interne Note NA48 (2002).
- [Hell83] K. Heller et al., *Polarization of Ξ^0 and Λ Hyperons Produced by 400 GeV/c Protons*, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2025.
- [Hirs02] A. Hirstius, *Messung des Verzweigungsverhältnisses des seltenen Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ mit dem NA48-Detektor*, Dissertation, Universität Mainz 2002.
- [Ho90] P.M. Ho et al., *Production polarization and magnetic moment of Ξ^+ antihyperons produced by 800 GeV/c protons*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1713.
- [Holz86] G. Holzwarth und B. Schwesinger, *Baryons in the Skyrme model*, Rep. Prog. Phys. 49 (1986) 825.
- [Imbe04] E. Imbergamo, *Effects of energy sharing between hadronic and electromagnetic showers in LKr*, interne Note NA48 04-04 (2004).
- [Imbe06] E. Imbergamo, *About measurement of Ξ^0 polarization*, Vortrag NA48 Collaboration Meeting, Dubna 8. September 2006.

-
- [Jame75] F. James and M. Roos, *MINUIT a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations.*, Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343.
- [Jame90] C. James et al., *Branching Ratio and Asymmetry for $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$* , Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 843;¹
Erratum, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 169901.
- [Jeit02] M. Jeitler, *The NA48 liquid krypton calorimeter*, Nucl. Instrum. Methods A 494 (2002) 373.
- [Jenk93] E. Jenkins, M. Luke, A.V. Manohar und M.J. Savage, *Weak Radiative Hyperon Decays in Chiral Perturbation Theory*, Nucl. Phys. B 397 (1993) 84.
- [Kama82] A.N. Kamal und R.C. Verma, *Radiative weak decays of baryons*, Phys. Rev. D 26 (1982) 190.
- [Kama83] A.N. Kamal und Riazuddin, *Four-quark operators in hyperon radiative decays and Hara's theorem*, Phys. Rev. D 28 (1983) 2317.
- [Kao87] W.F. Kao und H.J. Schnitzer, *Skyrme model predictions for weak radiative decays of baryons*, Phys. Lett. B 183 (1987) 361;
W.F. Kao und H.J. Schnitzer, *Weak radiative baryon decays in the Skyrme model*, Phys. Rev. D 37 (1988) 1912.
- [Koba87] M. Kobayashi et al., *New Measurement of the Asymmetry Parameter for the $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ Decay*, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 868.
- [Koch64] W. Koch, *Determination of the Ξ decay parameters*, CERN Yellow Reports CERN-64-13-V-2 (1964) 75 (Proceedings of 1964 Easter School of Physics, CERN 1964).
- [Körn72] J.G. Körner und T. Gudehus, *Nonleptonic Hyperon Decays in a Current-Current Quark Model*, Nuovo Cimento A 11 (1972) 597;
J.G. Körner, G. Kramer und J. Willrodt, *Weak Decays of Charmed Baryons*, Z. Phys. C 2 (1979) 117.
- [Krol67] N.M. Kroll, T.D. Lee und B. Zumino, *Neutral Vector Mesons and the Hadronic Electromagnetic Current*, Phys. Rev 157 (1967) 1376.
- [Lach91] J. Lach, *Hyperons: Insights into Baryon Structures*, FERMILAB-Conf-91-200, Aug 1991 (Proceedings of 4th Mexican School of Particles and Fields, Oaxtepec, Mexico, Dec 2 – 12, 1990).

¹Die Zerfallsasymmetrie wurde zunächst fälschlicherweise als positiv angegeben und erst 2002 korrigiert, siehe Erratum.

- [Lach95] J. Lach und P. Żenczykowski, *Hyperon Radiative Decays*, Int. J. Mod. Phys. A 10 (1995) 3817.
- [Lai04] A. Lai et al., *Measurement of the $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ decay asymmetry and branching fraction*, Phys. Lett. B 584 (2004) 251.
- [Lai06] A. Lai et al, *Measurement of the Ratio $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu)$ and Extraction of the CP Violation Parameter $|\eta_{+-}|$* , hep-ex/0611052, Nov 2006.
- [Lee64] B.W. Lee und A.R. Swift, *Dynamical Basis of the Sum Rule $2\Xi_- = \Lambda_- + \sqrt{3}\Sigma_0^+$* , Phys. Rev. 136 (1964) B228.
- [Li87] L.F. Li und Y. Liu, *Comments on the symmetry relations in the hyperon radiative decays*, Phys. Lett. B 195 (1987) 281.
- [Lo82] C.-H. Lo, *Quark-diagram analysis of hyperon radiative decays. General formulation*, Phys. Rev. D 26 (1982) 199.
- [Luk93] K.B. Luk et al., *Polarization of Ω^- hyperons produced in 800 GeV proton-beryllium collisions*, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 900.
- [Manz80] A. Manz et al., *A new measurement of $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ decay properties*, Phys. Lett. B 96 (1980) 217.
- [Maro05] P. Marouelli, *Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons mit dem NA48-Detektor*, Dissertation, Universität Mainz (2005).
- [Maxw83] O.V. Maxwell und V. Vento, *Quantum fluctuations in the bag and nucleon observables*, Nucl. Phys. A 407 (1983) 366.
- [Miku02] I. Mikulec, *E-scale, p-scale*, Vortrag NA48 Collaboration Meeting, CERN 18. Oktober 2002 und 3. April 2003.
- [Moor94] R. Moore, S. Takach, O. Boyle und B. Hay, *NA48 Muon Veto : 'Test 93' and 'Test 94' Results*, interne Note NA48 94-40 (1994).
- [Moos05] U. Moosbrugger, *Messung der semileptonischen Ξ^0 -Zerfälle mit dem NA48-Detektor*, Dissertation, Universität Mainz (2005).
- [More93] A. Morelos et al., *Polarization of Σ^+ and $\bar{\Sigma}^-$ hyperons produced by 800 GeV/c protons*, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2172.
- [NA48] Allgemeiner Fundus von Bildern des NA48-Detektors in Mainz ([/afs/physik.uni-mainz.de/home/na48sw/pic](http://afs/physik.uni-mainz.de/home/na48sw/pic), in einigen Fällen an den leicht veränderten Detektoraufbau im Jahr 2002 angepasst).
- [Neuf93] H. Neufeld, *Weak radiative baryon decays in chiral perturbation theory*, Nucl. Phys. B 402 (1993) 166.

-
- [Pale98] S. Palestini, *Space charge effects in ionization detectors and the NA48 liquid Krypton calorimeter*, interne Note NA48 98-9 (1998).
- [Pall87] D. Palle, *Radiative weak hyperon decays and the $s \rightarrow d\gamma$ transition*, Phys. Rev. D 36 (1987) 2863.
- [Pate04] M. Paterno, *Calculating Efficiencies and Their Uncertainties*, Fermilab Technical Memos FERMILAB-TM-2286-CD (2004).
- [PDG06] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, J. Phys. G 33 (2006).
- [Peru94] Perugia and Cagliari Groups, *The NA48 charged hodoscope*, interne Note NA48 94-37 (1994).
- [Peru94a] Perugia and Mainz Groups, *A proposal for a Neutral Hodoscope in NA48*, interne Note NA48 94-18 (1994).
- [Picc03] M. Piccini, *Measurement of the Ξ^0 beta decay Branching Ratio in the experiment NA48/I at CERN*, Dissertation, Università degli Studi di Perugia (2003).
- [Pond85] L.G. Pondrom, *Hyperon experiments at Fermilab*, Phys. Rep. 122 (1985) 57.
- [Rauh81] K.G. Rauh, *Weak Radiative Hyperon Decays in the Pole Model*, Z. Phys. C 10 (1981) 81.
- [Rein85] L.J. Reinders, H. Rubinstein und S. Yazaki *Hadron properties from QCD sum rules*, Phys. Rep. 127 (1985) 1.
- [Safa88] R. Safadi und P. Singer, *$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ and $\Omega^- \rightarrow \Xi^- l^+ l^-$ decays and the single-quark-transition model*, Phys. Rev. D 37 (1988) 697; Erratum, Phys. Rev. D 42 (1990) 1856.
- [Schw67] J. Schwinger, *Partial Symmetry*, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 923.
- [Shif79] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein und V.I. Zakharov, *QCD and resonance physics, theoretical foundations*, Nucl. Phys. B 147 (1979) 385; M.A. Shifman, A.I. Vainshtein und V.I. Zakharov, *QCD and resonance physics, applications*, Nucl. Phys. B 147 (1979) 448.
- [Sing90] P. Singer, *Weak hyperon radiative processes and the asymmetry parameter in $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ decay*, Phys. Rev. D 42, (1990) 3255.
- [Swal06] E.C. Swallow, persönliche Mitteilung (2006).
- [Teig89] S. Teige et al., *Measurement of the $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ Branching Ratio and Asymmetry Parameter*, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2717;² Erratum, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 169902.

²Die Messung der Zerfallsasymmetrie wurde 2002 als falsch widerrufen, siehe Erratum.

- [Tori96] Torino Group, *NA48 Anticounters: Design, Construction, Installation and 93 – 94 test beam*, interne Note NA48 96-3 (1996).
- [Unal95] G. Unal, *Neutral Reconstruction*, interne Note NA48 95-10 (1995);
G. Unal, *Reconstruction program for the Lkr*, interne Note NA48 98-1 (1998).
- [Unal01] G. Unal, *Performances of the NA48 liquid krypton calorimeter*, Frascati Phys. Ser. 21 (2001) 361 (Proceedings of CALOR 2000: 9th Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Annecy, France, 9 – 14 Oct 2000).
- [Uppa91] T. Uppal und R.C. Verma, *Weak radiative decays of hyperons within the SU(6) broken quark-diquark model*, Z. Phys. C 52 (1991) 307.
- [Vasa76] N. Vasanti, *Radiative decays of strange baryons and the structure of weak interactions*, Phys. Rev. D 13 (1976) 1889.
- [Verm86] R.C. Verma und A. Sharma, *W-exchange dominance and $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ asymmetry*, J. Phys. G 12 (1986) 1329.
- [Verm88] R.C. Verma und A. Sharma, *Reanalysis of weak radiative decays of baryons*, Phys. Rev. D 38 (1988) 1443;
R.C. Verma, *Constituent quark model picture of radiative weak decays of hyperons*, Proceedings of the 5th Winter Institute: The Standard Model and Beyond, Lake Louise, Canada, 18 – 24 Feb 1990, World Scientific (1990).³
- [Wilh96] R. Wilhelm, *Hadron Calorimeter Reconstruction*, interne Note NA48 96-22 (1996).
- [Wilh97] R. Wilhelm, *Messung der transversalen Polarisierung von Λ -Hyperonen aus inelastischen pN -Reaktionen bei 450 GeV Protonenergie*, Dissertation, Universität Mainz (1997).
- [Żenc89] P. Żenczykowski, *Weak radiative decays of hyperons: Quarks, SU(6)_W, and vector-meson dominance*, Phys. Rev. D 40 (1989) 2290;
P. Żenczykowski, *Reanalysis of weak radiative hyperon decays in combined symmetry and vector-dominance approach*, Phys. Rev. D 44 (1991) 1485.
- [Żenc96] P. Żenczykowski, *The puzzle of the quark model: Weak radiative hyperon decays*, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 50 (1996) 211.
- [Żenc98] P. Żenczykowski, *Weak radiative hyperon decays, Hara's theorem and the diquark*, Phys. Rev. D 57 (1998) 3163.

³Das Vorzeichen für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ wurde in der ersten Referenz fälschlicherweise als positiv angegeben und in der zweiten Referenz korrigiert.

-
- [Żenc98a] P. Żenczykowski, *On the pattern of asymmetries in the pole model of weak radiative hyperon decays*, Acta. Phys. Pol. B 30 (1998) 271;
P. Żenczykowski, *Weak radiative hyperon decays and vector meson dominance*, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 75B (1999) 53.
- [Żenc98b] P. Żenczykowski, *Weak radiative decays of hyperons*, Acta. Phys. Pol. B 29 (1998) 2259.
- [Żenc98c] P. Żenczykowski, *Hara's theorem, quark model and γ_5 -dependent renormalization constants*, Eur. Phys. J. C 5 (1998) 701.
- [Żenc99] P. Żenczykowski, *Comment on "Hara's theorem in the constituent quark model"*, Phys. Rev. D 60 (1999) 018901;
P. Żenczykowski, *On the Origin of the Violation of Hara's Theorem for Conserved Current*, Acta Phys. Polon. B 32 (2001) 85.
- [Żenc99a] P. Żenczykowski, *Weak radiative hyperon decays: questioning the basics*, hep-ph/9910529, Sep 1999 (Proceedings of Hyperon 99: Hyperon Physics Symposium, Batavia, IL, 27 – 29 Sep 1999).
- [Żenc00] P. Żenczykowski, *Chiral approach to weak radiative hyperon decays and the $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ asymmetry*, Phys. Rev. D 62 (2000) 014030.
- [Żenc02] P. Żenczykowski, *Weak radiative decays of hyperons: quark model and nonlocality*, Acta. Phys. Pol. B 33 (2002) 1253.
- [Żenc06] P. Żenczykowski, *Joint description of weak radiative and nonleptonic hyperon decays in broken $SU(3)$ asymmetry*, Phys. Rev. D 73 (2006) 076005.
- [Żenc06a] P. Żenczykowski, persönliche Mitteilung (2006).

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Das Oktett der Spin $\frac{1}{2}$ -Baryonen ($J^P = \frac{1}{2}^+$).	13
2.2.	Definition des Produktionswinkels δ	14
2.3.	Quarkdiagramme für den hadronischen Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	16
2.4.	Quarkdiagramm des semileptonischen Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	16
2.5.	Der Zerfallswinkel Θ zwischen Spin und Tochterbaryon.	18
2.6.	Quarkdiagramme für schwache radiative Zerfälle.	22
2.7.	Pol-Modell-Graphen des Zerfalls $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$	24
2.8.	Übersetzung von Pol-Modell-Graphen in Quark-Modell-Graphen.	25
3.1.	Schematische Darstellung der Beschleuniger am CERN.	32
3.2.	Schematische Strahlführung im Jahr 2002.	33
3.3.	K_S -Target im Jahr 2002.	34
3.4.	Schematische Darstellung des NA48-Detektors.	35
3.5.	Schematischer Aufbau der AKL-Module.	36
3.6.	Schematischer Aufbau des Magnetspektrometers.	37
3.7.	Schematischer Aufbau einer Driftkammerebene.	38
3.8.	Schematischer Aufbau des Hodoskops für gelad. Teilchen.	39
3.9.	Schematischer Aufbau des elektromag. Kalorimeters.	41
3.10.	Zellstruktur des elektromag. Kalorimeters.	42
3.11.	Das Hodoskop für neutrale Teilchen.	44
3.12.	Das hadronisches Kalorimeter.	45
3.13.	Die Myon-Veto-Zähler.	46
3.14.	Schematischer Aufbau des Triggersystems.	48
3.15.	Schematische Skizze des Datennahme-Systems.	52
4.1.	Der neutrale π^0 -Zerfallsvertex.	61
4.2.	Rekonstruktion des Ξ^0 -Zerfallsvertex am Beispiel $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	65
4.3.	Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	66
4.4.	Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	67
5.1.	Energie- und Vertexverteilung selektierter $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle.	71
5.2.	Das Ξ^0 -Energiespektrum in der Simulation.	72
5.3.	Energieschwerpunkt r_{cog} selektierter $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle.	73
5.4.	Drahteffizienzen der Driftkammern.	75
5.5.	Definition des Λ -Impulses im Ξ^0 -Ruhesystem.	76
5.6.	Protonimpuls, Pionimpuls und Photonenergie im $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfall.	80
5.7.	Protonimpuls, Pionimpuls und Photonenergie im $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -Zerfall.	81

5.8.	Protonimpuls, Pionimpuls und Photonenergie im $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Zerfall. . .	82
5.9.	Invarianten Massen der Folgezerfälle in $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$. . .	83
5.10.	Invarianten Ξ^0 -Massen der betrachteten Ξ^0 -Zerfälle.	84
5.11.	x -Koordinate der Spuren in Driftkammer 1 und des Energieschwerpunkts im LKr.	85
5.12.	y -Koordinate der Spuren in Driftkammer 1 und des Energieschwerpunkts im LKr.	86
6.1.	Schema der verwendeten Trigger.	87
6.2.	Anzahl der Spuren und Photonkandidaten pro Ereignis.	94
6.3.	Wahrscheinlichkeit für Hadronspur mit Schauer im LKr.	95
6.4.	Level 1- und Level 2-Triggereffizienzen je Run.	96
6.5.	Verteilung der Zeitdifferenz $\Delta t_{\Lambda \gamma}$ und der Positionen im LKr für Photonen mit $10 \text{ ns} < \Delta t_{\Lambda \gamma} < 16 \text{ ns}$	97
6.6.	Verteilung des Abstandes Photon – Spur und der Schauerbreite. . . .	98
6.7.	Akzeptanz des elektromagnetischen Kalorimeters.	99
6.8.	Verteilungen verschiedener Größen ($r_{\Lambda, \text{DCH4}}, r_{\text{DCH1}}, d_{\text{cda}}, z$ -Koordinate des Λ -Vertex und $\Delta t_{p\pi^-}$) für die Λ -Selektion.	101
6.9.	Differenz zwischen Λ - und Ξ^0 -Vertex.	103
6.10.	Mögliche $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ -Zerfälle in der $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ -Selektion.	104
6.11.	Invarianten Masse $m_{\gamma \gamma}$ der Photonen für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Kandidaten. . . .	105
6.12.	Schematische Verteilung der zufälligen Teilchenkombinationen.	106
6.13.	Verteilung der zufälligen Teilchenkombinationen der Daten.	108
6.14.	Verteilungen der invarianten $\Lambda \gamma$ -Masse.	112
6.15.	Verteilungen der invarianten $\Lambda \gamma^-$, $\Sigma^0 \gamma^-$ und $\Lambda \pi^0$ -Massen.	115
7.1.	Winkel Θ_{Bp} zwischen beliebigem Vektor \vec{B} und Protonrichtung \vec{n}_p	120
7.2.	Zerfallswinkel $\Theta_{\Xi^0 p}$ zwischen Ξ^0 und Proton.	122
7.3.	Zerfallswinkel $\Theta_{\Xi^0 \Lambda}$ und $\Theta_{\Sigma^0 p}$ für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	123
7.4.	Verteilung der $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ -Zerfälle als Funktion von $\Theta_{\Xi^0 \Lambda}$ und $\Theta_{\Sigma^0 p}$. . .	124
7.5.	Winkelverteilungen der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$. .	126
7.6.	Level 2-Effizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ als Funktion von $\cos \Theta_{\Xi^0 p}$	130
7.7.	Level 2-Effizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ als Funktion von $\cos \Theta_{\Xi^0 \Lambda} \cos \Theta_{\Sigma^0 p}$. . .	131
7.8.	Level 2-Effizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ als Funktion von $\cos \Theta_{\Xi^0 p}$	132
7.9.	Level 1-Effizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ als Funktion von $\cos \Theta_{\Xi^0 p}$	135
7.10.	Verteilung der Level 1-Triggereffizienz und der Ξ^0 -Kandidaten als Funktion von r_p und r_π	136
7.11.	Level 1-Triggereffizienz als Funktion der Zerfallswinkel für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	137
7.12.	Zusammenstellung der angepassten Zerfallsasymmetrien $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-}$	140
7.13.	Zerfallswinkelverteilung in Daten und Simulation für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	141
7.14.	Zerfallswinkelverteilung in Daten und Simulation für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	142
7.15.	Zerfallswinkelverteilung in Daten und Simulation für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$	143

7.16. Vergleich der Winkelverteilungen von Daten und flacher Simulation für die Ξ^0 -Zerfälle.	144
7.17. Vergleich der Winkelverteilungen von Daten und flacher Simulation für die Ξ^0 -Zerfälle.	145
8.1. Die Zerfallsasymmetrien als Funktion der Proton- und Pionposition.	148
8.2. Zerfallsasymmetrien mit variierten Simulationsparametern.	150
8.3. Zerfallsasymmetrien als Funktion der Ξ^0 -Energie.	152
8.4. Die Zerfallsasymmetrien als Funktion des Energieschwerpunkts r_{cog}	153
8.5. Zerfallsasymmetrie als Funktion des Mindestabstands r_{DCH} der Spuren in der ersten Driftkammer.	155
8.6. Zerfallsasymmetrie als Funktion des Mindestabstands $d_{\gamma\text{-Spur}}$ der Photonschauer zur nächsten Spur.	156
8.7. Verteilung des Mindestabstands $d_{\gamma\text{-Spur}}$ der Photonschauer zur nächsten Spur für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	157
8.8. Zerfallsasymmetrie als Funktion der unteren Grenze des Ξ^0 -Vertex.	158
A.1. Hyperonproduktion unter Paritätstransformation.	167
B.1. Geometrischen Größen zur Abschätzung des neutralen π^0 -Vertex.	170
B.2. Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ im Σ^0 -Ruhesystem.	172
C.1. Invariante Masse der $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfälle.	175
C.2. Verteilung der gemessenen Schauerbreite R_γ	176
C.3. Verteilung der mittleren Schauerbreite B und der Standardabweichung σ_B	177

Tabellenverzeichnis

2.1.	Die Elementarteilchen des Standardmodells.	9
2.2.	Die Generationen des Standardmodells.	10
2.3.	Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen.	10
2.4.	Die Eichbosonen der fundamentalen Wechselwirkungen.	11
2.5.	Verzweigungsverhältnisse des Ξ^0 -Hyperons.	17
2.6.	Die bisherigen Messungen der Zerfallsasymmetrien.	20
2.7.	Vergleich der experimentellen Werte mit theoretischen Vorhersagen.	29
3.1.	Physikalische Eigenschaften von flüssigem Krypton.	40
4.1.	Parameter der Ξ^0 -Zerfälle.	64
5.1.	Teilchenmassen und Lebensdauern in der Simulation.	69
5.2.	Parameter der Ξ^0 -Energiespektren.	70
5.3.	Parameter zur Ξ^0 -Strahlanpassung.	74
5.4.	Rekonstruierte Massen von Λ , π^0 , Σ^0 und Ξ^0	79
6.1.	Bedingungen des Bits 2 der ersten Triggerstufe.	88
6.2.	Bedingungen des radiativen Hyperon-Triggers auf Level 2-Ebene.	89
6.3.	Skalierungsfaktoren der verwendeten Trigger.	91
6.4.	Magnetstrom des Spektromettermagneten.	92
6.5.	Aufteilung der Daten in drei Perioden.	92
6.6.	Anzahl der generierten Ereignisse pro Datenblock.	93
6.7.	Parameter zur Beschreibung der Schauerbreite.	99
6.8.	Zusammenstellung aller zufällige Teilchenkombinationen.	107
6.9.	Aus den Daten selektierte zufällige Teilchenkombinationen.	110
6.10.	Anzahl der fehlidentifizierten Zerfälle aus Ξ^0 -Simulationen.	111
6.11.	Normierungsfaktoren S_{MC} der einzelnen Simulationen.	112
6.12.	Anzahl der fehlidentifizierten Zerfälle aus $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu(\gamma)$	113
6.13.	Zusammenfassung der Ξ^0 -Kandidaten mit Untergrunderwartung.	116
6.14.	Zusammenfassung der Selektionskriterien.	118
7.1.	Effizienz der dritten Triggerstufe.	128
7.2.	Effizienz der zweiten Triggerstufe.	129
7.3.	Vergleich der angepassten Steigungen ε'_{L2} der zweiten Triggerstufe.	133
7.4.	Effizienz der ersten Triggerstufe.	134
7.5.	Vergleich der Steigungen ε'_{L1} der ersten Triggerstufe.	135

7.6.	Zusammenstellung der angepassten Zerfallsasymmetrien $\alpha_{\Xi^0} \alpha_{\Lambda \rightarrow p\pi^-}$. . .	139
8.1.	Konfigurationen zum Test möglicher Driftkammerasymmetrien.	147
8.2.	Verzweigungsverhältnisse von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$	160
8.3.	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten.	161