

**Proton-Lambda Korrelationen**  
**in zentralen Pb+Pb Kollisionen bei 158A GeV**

**Hans Beck**  
**Institut für Kernphysik**

**Diplomarbeit**  
vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

**September 2009**



---



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1	Historisches . . . . .	7
1.2	Aktueller Stand . . . . .	7
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	9
1.4	Motivation für Proton-Lambda-Korrelationen . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Das NA49-Experiment</b>	<b>13</b>
2.1	CERN . . . . .	14
2.2	Detektorkonzept . . . . .	17
2.3	Die NA49-Spuredriftkammern . . . . .	21
2.4	Auslesen der Daten . . . . .	24
	Besonderheiten des 01I-Datensatzes . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Datenverarbeitung</b>	<b>27</b>
3.1	Rekonstruktionskette . . . . .	27
	Spurpunktrekonstruktion . . . . .	29
	Tracking . . . . .	31
	Spezifischer Energieverlust . . . . .	33
3.2	$V^0$ -Rekonstruktion . . . . .	35
	GSI-Methode . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>45</b>
4.1	Datensatz und Ereignis-Schnitte . . . . .	45
4.2	$\Lambda$ -Selektion . . . . .	47
	Vertex-Schnitte . . . . .	50
	Spur-Schnitte . . . . .	55
	Selektion über die invariante Masse . . . . .	57
	Cleaning-Prozedur . . . . .	58
4.3	Selektion der primären Protonen . . . . .	60

4.4	Mixed Events, Generierung der experimentellen Korrelationsfunktion . . .	62
4.5	Zwei-Teilchen-Schnitte . . . . .	64
	Vermeidung der Autokorrelation eines <i>rtrack</i> . . . . .	64
	Endliche Zweispuraufösung . . . . .	65
4.6	Unkorrigierte Korrelationsfunktion . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Korrekturen der Korrelationsfunktion</b>	<b>73</b>
5.1	Korrektur auf die Reinheit der Teilchenselektion . . . . .	73
	Korrektur auf die Reinheit der Protonen-Auswahl . . . . .	74
	Korrektur auf die Reinheit der Lambda-Auswahl . . . . .	81
5.2	Feeddown-Korrektur . . . . .	89
	Simulationskette . . . . .	90
	Korrekturfaktoren Feeddown . . . . .	95
5.3	Endliche Impulsaufösung . . . . .	104
5.4	Korrigierte Korrelationsfunktionen . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>107</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Historisches

„Traditionally, matter theory had been constitutive of natural philosophy, and it was generally assumed from the pre-Socratics up to the seventeenth century that the key to understanding physical processes lay in understanding the nature of matter [1].“

Ursprünge der modernen Elementarteilchenphysik lassen sich bereits bei Thales von Milet, dem Begründer der Naturphilosophie, und seinem Schüler Anaximenes von Milet finden, beide lebten mehr als 500 Jahre vor Christus in Griechenland. So sieht Anaximenes die Luft als Ursprung aller Stoffe, alle weiteren, wie Feuer, Wind, Wolken, Wasser, Erde und Stein, entstehen aus ihr durch Verdünnen - wie beim Feuer - oder Verdichten - bei allen anderen. Bemerkenswert erscheint hier, dass alles aus dem gleichen Urstoff besteht und es die Wechselwirkung ist, die sich verantwortlich zeichnet für die unterschiedlichen Erscheinungsweisen in unserer makroskopischen Welt [2]. Es scheint erstaunlich wie nahe die Ideen von vor 2500 Jahren den heutigen sind.

## 1.2 Aktueller Stand

Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik setzt sich alle Materie aus zwei Familien von elementaren Teilchen zusammen: den Quarks und den Leptonen. Es sind Fermionen von denen jeweils sechs existieren. Tabelle 1.2 zeigt die Unterteilung des Standardmodells der Elementarteilchen in drei Familien. Mit steigender Familie steigt ihre Masse und sinkt somit auch die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens. Normale, uns umgebende Materie ist nur aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut. Teilchen höherer Generationen sind nur in der Höhenstrahlung und von ihr erzeugten Reaktionen zu finden oder

## 1 Einleitung

Fermionen	Familie			Masse			elektr. Ladung	Farbe	Spin
	1	2	3	1	2	3			
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$< 0,2$	$< 18,2$	0	-	1/2
	$e$	$\mu$	$\tau$	0,5	105,7	1777,0	-1		
Quarks	u	c	t	1,5-3,0	$1250 \pm 90$	$(174 \pm 3)10^3$	+2/3	r,g,b	1/2
	d	s	b	3-7	$95 \pm 25$	$4200 \pm 70$	-1/3		

**Tabelle 1.2:** Die drei Familien der Quarks und Leptonen und einige ihrer Eigenschaften, Massen in  $\text{MeV}/c^2$ , elektrische Ladung in  $e$  [3].

Wechselwirkung	Kopplung	Reichweite [m]	Kopplungskonstante	Austauschteilchen
stark	Farbladung	$\approx 10^{-15}$	$\alpha_s < 1(Q^2 \text{ groß})$ $\alpha_s \approx 1(Q^2 \text{ klein})$	8 Gluonen
schwach	schwache Ladung	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-5}$	$W^\pm$ und $Z^0$
elektromagn.	elektr. Ladung	$\infty$	$\alpha \approx 1/137$	Photon
Gravitation	Masse	$\infty$	$\approx 10^{-38}$	Graviton

**Tabelle 1.4:** Die vier fundamentalen Wechselwirkungen.

in artifiziiellen Ereignissen wie den in dieser Arbeit untersuchten Schwerionenkollisionen in Beschleunigerringen. Zu allen Teilchen existiert ein Anti-Teilchen.

Es existieren vier fundamentale Wechselwirkungen im Standardmodell, diese sind in Tabelle 1.4 aufgeföhrt. Die Gravitation ist dabei die am längsten bekannte Kraft von allen. Dennoch ist sie die einzige, für die das Austauschteilchen bisher nur vermutet wird; es gelang bisher nicht, sie quantenfeldtheoretisch zu beschreiben. Aufgrund ihrer gegenüber den anderen Wechselwirkungen nur sehr kleinen Kopplungskonstante, ist sie bei der Berechnungen fundamentaler Prozesse jedoch immer vernachlässigbar. Die anderen drei Wechselwirkungen sind die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung.

Ein virtuelles Austauschteilchen kann nur im Rahmen der Heisenberg'schen Unschärferelation existieren:

$$\Delta t \cdot \Delta E \leq \hbar. \quad (1.1)$$

Die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem masselosen Photon als vermittelndem Teilchen hat somit eine unendliche Reichweite. Die schwache Kraft jedoch, mit ihren massiven Austauschteilchen  $Z^0$  und  $W^\pm$ , die eine Masse von über 90 beziehungsweise über 80 GeV/ $c^2$  besitzen, bleibt so auf kleinste Abstände beschränkt.

Die Kurzreichweitigkeit der starken Kraft erklärt sich nicht über die Masse ihrer Austauschteilchen. Ihre Masse wird zu null vermutet. Die geringe räumliche Ausdehnung der Kraft liegt hier darin begründet, dass die Gluonen selbst die Ladung der Wechselwirkung, die sie vermitteln, tragen. Versuchte man, ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, erzeugte man ein immer stärkeres Gluonen-Feld. Die benötigte Energie um ein nicht-farbneutrales Objekt zu schaffen, ist unendlich hoch. Bevor man dieses unendliche Potential jedoch überhaupt erreichen könnte bildete sich ein weiteres Quark-Antiquark-Paar. Das Potential der starken Wechselwirkung eines Quark-Antiquark-Paars wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$V(r) = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r. \quad (1.2)$$

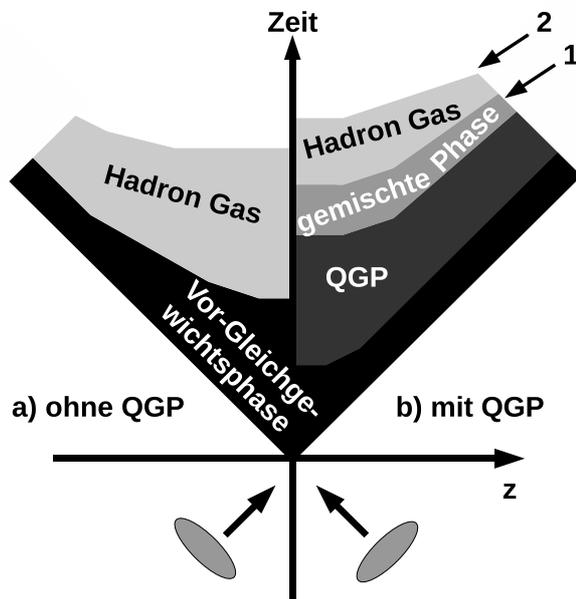
Zu erkennen sind der Coulomb-artige  $1/r$ -Anteil und der lineare Term  $k \cdot r$ , wobei  $k$  die Stringspannung und  $r$  den Abstand beschreibt. Wie in Tabelle 1.4 dargestellt, hängt die Stärke der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  vom Impulsübertrag  $Q^2$  ab, es gilt:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0. \quad (1.3)$$

Dies führt zu einer weiteren Besonderheit der starken Wechselwirkung: der asymptotischen Freiheit. Für große Impulsüberträge sind die Quarks als quasi freie Teilchen anzusehen.

## 1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Das Quark-Gluon-Plasma (QGP) ist ein theoretisch vorhergesagter Materiezustand. In ihm existieren keine Hadronen mehr. Sie sind verschmolzen zu einem Zustand, in dem nur noch ihre Bestandteile, die Quarks und die Gluonen existieren. Lattice-QCD-Berechnungen zufolge formt sich dieser Zustand ab einer gewissen kritischen Temperatur  $T_c$ , sie wird verschieden, meist zwischen 150 und 200 MeV angegeben.



**Abbildung 1.1:** Szenario der Kollision zweier Kerne a) ohne QGP (links) und b) mit QGP (rechts).

Viele experimentelle Untersuchungen zielen darauf ab, das QGP nachzuweisen oder es zu untersuchen. So auch diese Arbeit. Abbildung 1.1 zeigt das Szenario der Kollision zweier Kerne, einmal mit und einmal ohne QGP. Das Koordinatensystem ruht dabei im Schwerpunktsystem der Kerne, die Kerne kollidieren im Schnittpunkt der beiden Achsen "Zeit" und "z". Die Zeitachse beschreibt im Übrigen gleichzeitig auch die midrapidity-Region: Sie liegt im Schwerpunkt der beiden Kerne. Der schwarze Bereich deutet eine Phase an, in der das System noch nicht im Gleichgewicht ist. Im Szenario mit QGP bildet sich dieses Plasma relativ schnell, es folgt eine mögliche gemischte Phase, in der QGP und hadronische Phase gleichzeitig existieren können. An der Grenze zur hadronischen Phase erfolgt das chemische Ausfrieren, in der Abbildung mit einer "1" gekennzeichnet. Die Teilchen unterliegen keinen inelastischen Kollisionen mehr, was bedeutet, dass alle Teilchensorten festgelegt sind, die Teilchenmultiplizitäten ändern sich nur noch durch Zerfälle. Mit "2" in der Abbildung gekennzeichnet ist das kinetische Ausfrieren. Ab diesem Zeitpunkt sind auch die Impulse der Teilchen festgelegt. Im linken Szenario der Abbildung existiert kein Quark-Gluon-Plasma. Das Hadron-Gas bildet sich im Vergleich zum Szenario mit QGP viel früher, die Zeit-Achse verläuft hier

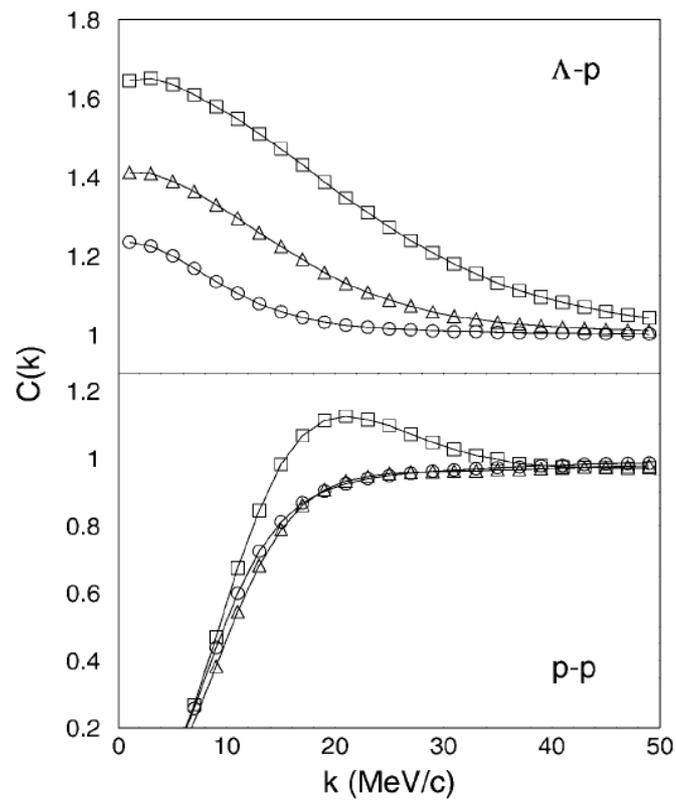
vertikal. Während die Materie in Szenario b) sich noch komplett in der partonischen Phase befindet, haben sich in Szenario a) bereits alle Baryonen und Mesonen gebildet. Da es sich in einer Schwerionenkollision um ein heisses, schnell expandierendes System handelt, wird demnach auch die räumliche Ausdehnung des Feuerballs zum Zeitpunkt des chemischen Ausfrierens im Szenario mit QGP größer sein, als in dem ohne. Deshalb kann die Messung eines Radius des Feuerballs zu einem Zeitpunkt wie dem chemischen oder kinetischen Ausfrieren einen Hinweis auf die Existenz des Quark-Gluon-Plasmas bilden.

## 1.4 Motivation für Proton-Lambda-Korrelationen

Mit der Messung von Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktionen für kleine Impulse der Teilchen im Ruhesystem des Paares der Teilchen wird genau ein solch eben angesprochener Radius gemessen. Zugrunde liegt der Korrelation immer eine Wechselwirkung. Die Auswirkungen der Wechselwirkung sind auf die Korrelationsfunktion dabei sinnvollerweise unterschiedlich oder unterschiedlich stark für verschiedene Größen der die Teilchen emittierenden Quelle.

Abbildung 1.2 zeigt die theoretische Korrelationsfunktion zwischen Protonen und Lambdas einerseits und zwischen Protonen und Protonen andererseits. Die hier verwendeten Bezeichnungen stehen für den Radius einer gaußförmig angenommenen, statischen Quelle, die die Teilchen emittiert ( $R_G$ ); den Impuls der beiden Teilchen eines Paares im Ruhesystem des Paares ( $k$ ); die Korrelationsfunktion ( $C(k)$ ), wobei sie beschreibt, in wie weit sich die Paarmultiplizität für einen gegebenen Wert von  $k$  aufgrund der Wechselwirkung der Teilchen verändert im Vergleich zu einem Fall, indem keine Wechselwirkung zwischen den beiden Teilchen stattfindet.

Eindeutig zu sehen ist, dass besonders für große Radien die Proton-Lambda-Korrelation viel sensitiver auf den Radius ist als die hier ebenfalls dargestellte Proton-Proton-Korrelation. Die hohe Multiplizität von seltsamen Teilchen am CERN SPS bietet gute Voraussetzungen zur experimentellen Bestimmung der Proton-Lambda-Korrelation.



**Abbildung 1.2:** Theoretische Proton-Lambda- und Proton-Proton-Korrelationsfunktion für verschiedene Quellengrößen:  $R_G = 4$  fm (Quadrate), 6 fm (Dreiecke) und 10 fm (Kreise). Entnommen aus [24].

## 2 Das NA49-Experiment

Das NA49-Experiment als Nachfolger des NA35-Experimentes [30, 31] wurde konzipiert um die hadronischen Zustände in relativistischen Schwerionenkollisionen zu untersuchen. Der besondere Schwerpunkt lag und liegt dabei bei der Untersuchung möglicher Observablen des kritischen Punktes und/oder des Einsetzens des Deconfinement.

Es handelt sich um ein *fixed target*-Experiment, das am Ende der H2-Strahlline des Super Proton Synchrotrons SPS in der dem Experiment namensgebenden North Area der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN liegt. Seine markantesten Eigenschaften sind die hohe Akzeptanz, die Möglichkeit der präzisen Bestimmung des spezifischen Energieverlustes eines Teilchens und die Fähigkeit, die vor allem bei der Maximalenergie des SPS von  $158A$  GeV in zentralen Blei-Blei-Kollisionen auftretenden hohen Teilchenmultiplizitäten und hohen Spurdichten zu bewältigen. Weiterhin ist das Detektorkonzept sehr flexibel, so ist es mit dem NA49-Detektor möglich, p+p sowie p+A-Kollisionen als eine Referenzmessung für die A+A-Reaktionen zu studieren. Auch wurde sich nicht nur auf Pb+Pb-Kollisionen beschränkt, es wurden ausserdem die Reaktionen Si+Si und C+C untersucht. Die Systemgröße der untersuchten Reaktionen lässt sich weiterhin über eine Zentralitätselektion verändern. Ferner existiert ein Energie-Scan-Programm bei dem Energien von  $20A$ ,  $30A$ ,  $40A$ ,  $80A$  und  $158A$  GeV analysiert wurden.

Dieses Kapitel widmet sich erst dem CERN, seiner Geschichte und seinen Beschleunigeranlagen um dann das Konzept des NA49-Detektors vorzustellen, wobei in Abschnitt 2.3 besonders auf die Spurendriftkammern, dem Herzstück des NA49-Detektors, eingegangen werden soll. Abschnitt 2.4 bespricht die Behandlung der auftretenden Datenmengen und die Besonderheiten des in dieser Analyse verwendeten Datensatzes.

## 2.1 CERN

Die Vereinbarung zur Gründung des CERN wurde 1953 unterschrieben und trat am 29. September 1954 in Kraft. Unterzeichner waren damals zwölf Gründerstaaten; heute sind 20 Länder Mitglieder des CERN, weitere 6 Länder sowie die UNESCO und die Europäische Union haben Beobachterstatus. Aber auch zu den Nicht-Mitgliedsstaaten wird der Kontakt gepflegt, es existiert beispielsweise ein Austauschprogramm der Europäischen Union um die Zusammenarbeit zwischen Lateinamerika und CERN und seinen Mitgliedsstaaten zu vereinfachen. Das CERN beschäftigt ungefähr 2500 Menschen; 8000 Wissenschaftler von 580 Universitäten aus 85 Ländern kommen ans CERN um dort ihre Forschung zu betreiben.

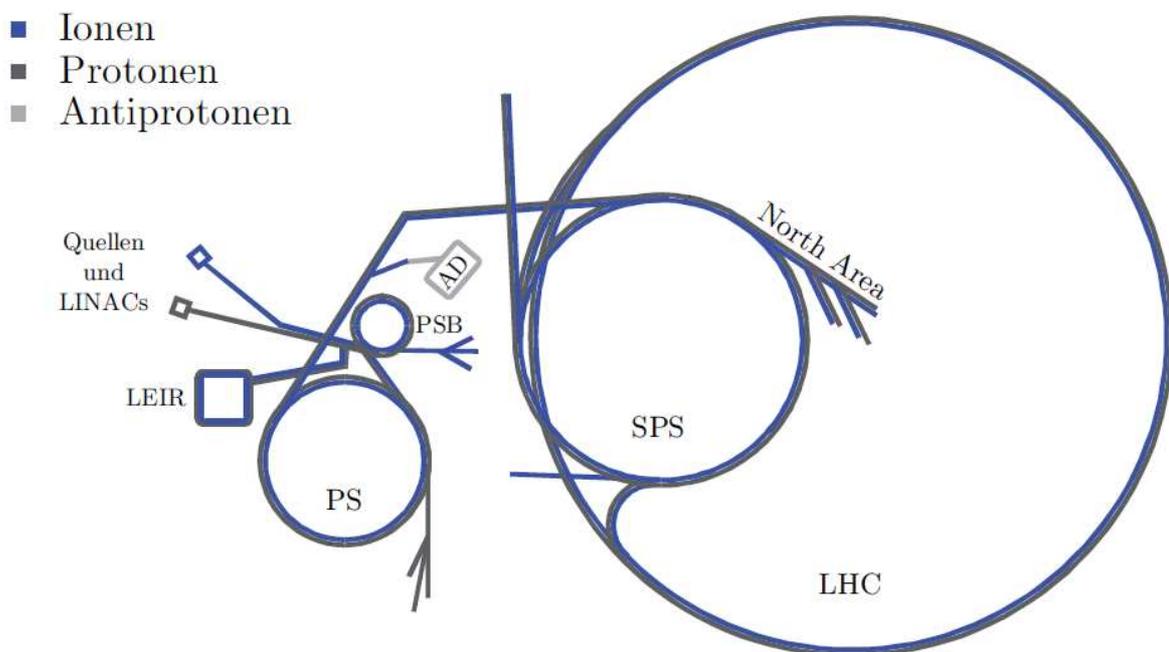
Die Internationalität war bereits bei der Gründung ein Grundgedanke. So vereinte das CERN wenige Jahre nach dem Zweiten Weltkrieg bereits das damals noch von starken Ressentiments und Zerrissenheit geprägte Europa. Die anti-militaristische Ausrichtung des CERN wird deutlich in der Gründungsurkunde:

“The Organization shall provide for collaboration among European States in nuclear research of a pure scientific and fundamental character (...). The Organization shall have no concern with work for military requirements and the results of its experimental and theoretical work shall be published or otherwise made generally available.”

Der wohl größte wissenschaftliche Erfolg in der Geschichte des CERN war die dortige Entdeckung der *W*- und *Z*-Bosonen, den Vermittlern der schwachen Kraft, wofür Carlo Rubbia und Simon Van der Meer 1984 den Nobelpreis erhielten. Weitere Nobelpreise stehen in Zusammenhang mit dem CERN, zum Beispiel der Nobelpreis 1992 an Georges Charpak, eines CERN-Physikers, für seine Erfindung und Entwicklung von Teilchendetektoren.

In der Öffentlichkeit am bekanntesten zeigt sich jedoch eine ganz andere Entwicklung des CERN: das World Wide Web, dessen Geschichte seinen Höhepunkt bis jetzt noch nicht gefunden zu haben scheint. Diese Arbeit soll sich jedoch auf physikalische Aspekte beschränken, weshalb der Diskurs des gesellschaftlichen Impaktes, der hier angesprochenen Themen, an andere Stelle verwiesen werden muss.

Abbildung 2.1 zeigt die Beschleunigeranlage des CERN. Die komplexe Struktur der Beschleunigeranlage entstand dadurch, dass im Laufe der fortschreitenden technischen Entwicklung der Beschleuniger immer auch auf die bestehende Infrastruktur

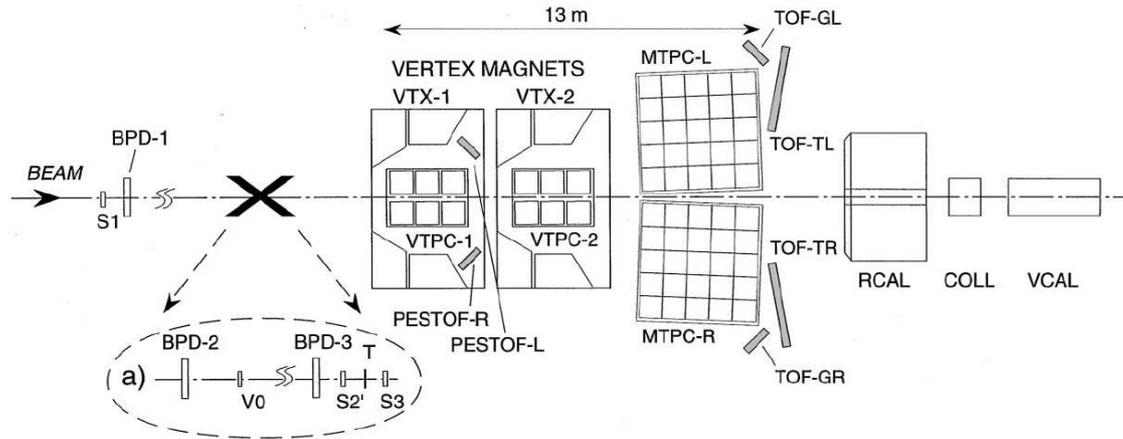


**Abbildung 2.1:** Beschleunigerkomplexe des CERN: Die Quellen und Linearbeschleuniger (LINACs), der Low Energy Ion Ring (LEIR), der Antiproton Decelerator (AD), das Proton Synchrotron (PS), der PS Booster (PSB), das Super Proton Synchrotron (SPS), der Large Hadron Collider (LHC) und die North Area. Abbildung entommen aus [10].

zurückgegriffen wurde. Das Konzept ist, dass die bestehenden Beschleuniger als Vorbeschleuniger für die neuen, höhere Energien erreichenden Beschleuniger dienen. Der älteste Beschleuniger des CERN ist der PS, der bereits 1959 in Betrieb genommen wurde und Protonen auf eine Energie von 24 GeV beschleunigte und dabei  $10^{10}$  Protonen pro Puls lieferte. Nur durch zahlreiche Verbesserungen genügt er auch heute noch den Anforderungen der Experimente, 40 Jahre später liefert er die 3000fache Anzahl an Protonen. Eine dieser Verbesserungen ist der PS Booster, der 1972 fertiggestellt wurde. 1976 wurde der SPS-Beschleuniger, das "400 GeV Proton Synchrotron", fertiggestellt. Anfangs diente auch er nur für die Beschleunigung von Protonen. Zwischen 1981 und 1990 wurde er erfolgreich als Proton-Antiproton-Collider eingesetzt um die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung nachzuweisen. Die Geschichte, schwerere Teilchen als Protonen zu beschleunigen, nimmt ihren Anfang im Jahre 1964, als erstmals Deuteronen für einige Millisekunden beschleunigt wurden. Zur Kollision gebracht wurden diese 1976. Ausserdem wurde im Programm für leichte Ionen Helium beschleunigt, dieses Programm wurde von den Beschleunigern Linac, PS Booster, PS und ISR (Intersection Storage Rings) getragen. Im Jahre 1986 startete das Schwerionen-Programm des CERN unter der Verwendung der Beschleuniger Linac, PS Booster, PS und SPS als *fixed Target*-Programm mit zunächst  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$ . 1994 konnte Blei beschleunigt werden. Die Maximal-Energie ergibt sich dabei daraus, dass der SPS die Fähigkeit besitzt, Protonen, die ein Verhältnis von  $Z/A$  von eins besitzen, auf 400 GeV zu beschleunigen. Bei einem Verhältnis von  $Z/A$  für  $^{208}\text{Pb}$  von  $\approx 0,394$  ergibt sich eine maximale Energie für Bleiionen von  $158A$  GeV. Die leichteren Projektile als Blei ergeben sich an der H<sub>2</sub>-Strahllinie durch eine Fragmentation des Bleistrahls.

Die komplexe Struktur der Beschleunigeranlage, bestehend aus mehreren einzelnen Beschleunigern, bietet den Vorteil, mehrere Experimente gleichzeitig mit einem beschleunigten Strahl bedienen zu können. Dazu sind die Beschleuniger in Super-Zyklen organisiert. Erstmals wurde diese Idee für die Organisation des Strahls zwischen PS und SPS verwendet [5]. Da der Beschleunigungszyklus des SPS länger als der des PS ist, kann der PS in der Zwischenzeit andere Experimente bedienen. Die gleichen Ideen existieren für das Füllen des LHC [6].

Der LHC ist wohl die Zukunft des CERN. Mit nie vorher erreichten Energien für Protonen als auch Bleiionen wird er die Tür zu neuen Erkenntnissen aufstoßen.



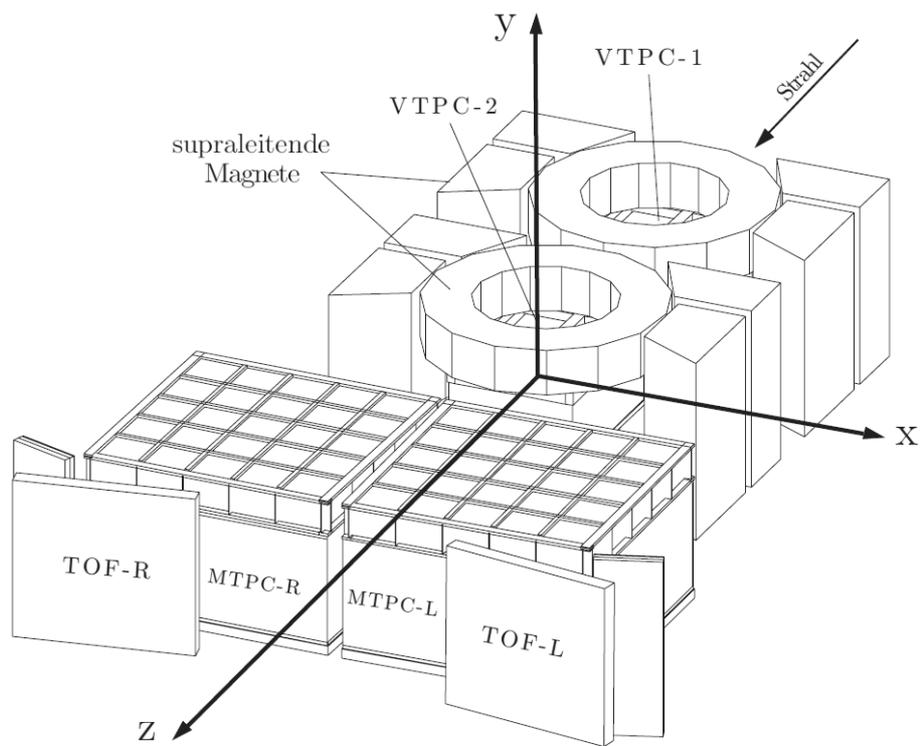
**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des NA49-Detektors mit seiner Target-Konfiguration für Pb+Pb-Ereignisse. Abbildung entnommen aus [21].

## 2.2 Detektorkonzept

Die Hauptherausforderung an den Detektor stellen die hohe Spurmultiplicität und die hohe Spurdichte eines zentralen Pb+Pb Ereignisses bei maximaler SPS-Energie. So entstehen dort mehr als tausend geladene Spuren. Die Wahl der geeignetsten Nachweismethode, die die gestellten Anforderungen erfüllen kann, fiel auf die Verwendung von Spur-Drift-Kammern (TPCs). Mit der Vorgabe, zwei bereits existierende, supraleitende Magnete zu verwenden, ergab sich das in Abbildung 2.2 dargestellte Design.

Um die Details des Detektors besprechen zu können, ist es sinnvoll, das NA49-Koordinatensystem einzuführen. Eine sehr gute Darstellung dessen zeigt Abbildung 2.3. Die NA49-Koordinaten sind so gewählt, dass sie ihren Ursprung in der VTPC2 haben, die z-Achse in Richtung des Strahles, die y-Achse in Driftrichtung der Elektronen und die x-Achse senkrecht zu beiden in Richtung des Jura-Gebirges zeigt.

Die beiden Vertex-Magneten VTX-1 und VTX-2 haben jeweils eine Breite von 5,7 m und eine Länge von 3,6 m. Zusammen weisen sie eine maximale Ablenkstärke von 9 Tm auf. Das Joch der Magneten wurde so gewählt, dass sich eine maximale Öffnung in der horizontalen Ablenkebene für das Ende der Joche in positiver z-Richtung ergab. Dies entspricht der Topologie der nachgewiesenen Spuren, die sich für wachsende z-Werte in der Ablenkebene des Magnetfeldes auffächern werden. Die Magnete haben einen Innendurchmesser von 2 m und der Abstand zwischen der oberen und unteren



**Abbildung 2.3:** Koordinatensystem des NA49-Experimentes. Abbildung entnommen aus [10].

---

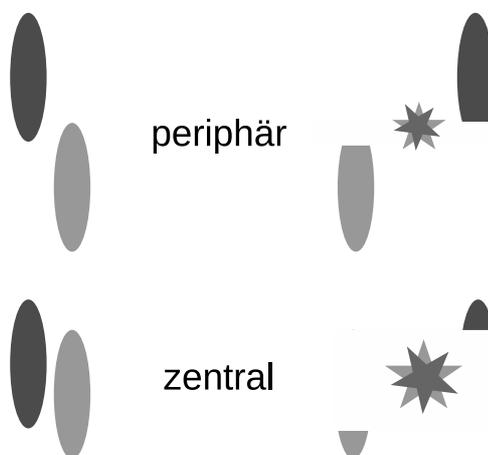
Dimension [mm]	VTPCs	MTPCs
Breite	2000	3900
Länge	2500	3900
Höhe	980	1800

**Tabelle 2.1:** Ausmaße der TPCs.

Spule in der Vertikalen beträgt 1 m. Dies ist der Bereich, in dem die Vertex-TPCs (VTPC1 und VTPC2) installiert sind. Die Standardstärke des Magnetfeldes in NA49 wird mit *std* bezeichnet, alle anderen Stärken werden relativ dazu, zum Beispiel mit  $1/4std$ , angegeben. Zur Kategorisierung des Feldes erhält die Stärke eine Ergänzung für die Polarität des Feldes:  $+$  oder  $-$ . Das positive Vorzeichen wird verwendet, wenn die positiven Teilchen in Richtung der positiven x-Achse abgelenkt werden. Es ergibt sich so die Beschreibung des Feldes in NA49 zu zum Beispiel  $1/2std-$ . *std* entspricht dabei einer Feldstärke von 1,5 T in der VTPC1 und einer leicht minderen Feldstärke von 1,1 T in der VTPC2. Die starken Magnetfelder erfüllen den Zweck, die vom Lorentz-Boost der Kollision betroffenen Teilchen aufzufächern und so einerseits die Spurdichte zu verringern und andererseits eine Impulsbestimmung durch die Messung der Krümmung der Spur zu ermöglichen. Da die genaue Kenntnis des Magnetfeldes unerlässlich ist für eine Rekonstruktion der Spuren, wurde es mit einer Hallsonde vermessen und durch ein Programm simuliert. Zur Überwachung der Konstanz des Feldes befinden sich zusätzlich Referenz-Hall-Sonden in den Magneten.

Zwei weitere TPCs, die Main-TPCs (MTPCs), sind ausserhalb der Magnete positioniert. Sie wurden den Erfordernissen der Identifikation von Teilchen über den spezifischen Energieverlust im Bereich des relativistischen Wiederanstieges angepasst; dies ist vor allem ihre Größe. Tabelle 2.1 zeigt die geometrischen Ausmaße der TPCs. Die VTPCs sind dabei ganz klar durch die Magnete restriktiert. Die Messung des spezifischen Energieverlustes über das große Volumen der MTPCs sollte der Messung in den VTPCs deutlich überlegen sein.

Die Messung der Time Of Flight (TOF) durch die TOF-Wände dient dazu, eine von der Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  unabhängige Methode der Teilchenidentifikation zu ermöglichen. Die durch eine Analyse, bei der die Teilchenidentifikation mit Hilfe des  $dE/dx$ -Wertes durchgeführt wurde, gewonnenen Ergebnisse können so mit einer auf die TOF-Messung gestützten Analyse verglichen werden. Die-



**Abbildung 2.4:** Zur Zentralitätsselektion in NA49.

se Möglichkeit der Überprüfung der eigenen Resultate war von Anfang an Teil des Konzeptes des Detektors.

Das Veto-Kalorimeter (VCAL), das etwa 20 m vom Target in positiver z-Richtung entfernt ist, zeichnet sich für die Zentralitätsselektion verantwortlich. Es befindet sich hinter einem Kollimator (COLL), der so eingestellt ist, dass die Neutronen und Protonen aus dem Projektil, die nicht an der Kollision mit dem Target teilnahmen, ihn passieren. Abbildung 2.4 vergleicht ein peripheres Ereignis mit einem zentralen. Die relativistisch zu Pfannkuchen gestauchten Kerne werden in einer Kollision quasi abgeschnitten. Die an der Kollision teilnehmenden Teilchen gehen in dem sich bildenden Feuerball auf, die Spektatoren fliegen unbeeinflusst weiter. Die Anzahl der geradeaus weiterfliegenden Teilchen ist somit ein Maß für die Zentralität einer Kollision. Das Veto-Kalorimeter misst nun die in ihm durch die Strahl-Teilchen deponierte Energie. Diese ist proportional zur Anzahl der Spektatoren und somit ein Maß für die Zentralität der Kollision. Das Veto-Kalorimeter wird als Trigger zur Aufzeichnung einer Kollision verwendet.

In der Strahllinie liegen die Strahlpositionsdetektoren (*Beam Position Detectors* - BPDs). Die BPDs sind  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  kleine Proportionalkammern, die in einem teleskopartigen Aufbau die transversale Position des Strahles messen. Sie wurden unter dem Gesichtspunkt des möglichst minimalen Materialeinsatzes im Strahlweg ausgesucht und entsprechen so nur einem Äquivalent von  $125 \text{ }\mu\text{m}$  biaxial orientiertem Polyethylen (Mylar). Auch im Strahl liegt ein Quartz-Cherenkov-Zähler (S1). Mit seiner Hilfe wird

die Zeit-Messung der TOF-Wände gestartet. Zwei Helium-Gas-Cherenkov-Zähler (S2' und S3) komplettieren die Strahldetektoren. Mit ihrer Hilfe kann eine Interaktion im Target (und zusätzlich die Ladung der Ionen) festgestellt werden, zusammen mit dem Veto-Kalorimeter sind sie die Trigger um ein Ereignis aufzuzeichnen.

Erfüllt eine Kollision sowohl die Bedingungen des Veto-Kalorimeters als auch der Strahldetektoren, so wird die Auslese der Elektronik gestartet.

## 2.3 Die NA49-Spuredriftkammern

TPCs sind Detektoren, die in der Lage sind, dreidimensionale Spuren zu rekonstruieren. Sie basieren auf dem Prinzip einer Vieldrahtproportionalkammer und sind erweitert um ein Driftvolumen. Das Drift-Volumen wird dabei von einem Feld-Käfig umschlossen, wodurch eine homogene Verteilung des Driftfeldes erreicht wird.

Abbildung 2.5 stellt die Funktionsweise einer TPC dar: Durchquert ein geladenes Teilchen das sensitive Detektorvolumen, so ionisiert es das Gas. Die so freigesetzten Elektronen driften im angelegten elektrischen Feld in Richtung des Auslesebereiches. Die Driftgeschwindigkeit stellt sich dabei als konstant ein, sie ergibt sich aus einem Gleichgewicht zwischen der beschleunigenden Spannung und den bremsenden Stößen der driftenden Elektronen mit dem Detektorgas.

Auf ihrem Weg in Richtung Lese-Draht (engl.: sense wire) stoßen die Elektronen zuerst auf das Sperr-Gitter (engl.: gating grid). Ist das Sperr-Gitter geöffnet, so liegt es auf dem gleichen Potential wie das Driftfeld an seinem Ort; es beeinflusst die Elektronen in ihrer Bewegung also nicht.

Die Kathoden-Ebene grenzt den Driftbereich vom Verstärkungsbereich ab. Haben die Elektronen diese Ebene passiert, so werden sie vom Verstärkungsfeld stark beschleunigt und lösen eine kaskadenartige Lawine von Sekundärelektronen aus, die sie aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit aus den Gasatomen heraus schlagen. Die Elektronen fließen über den Verstärkungs- / Lese-Draht sehr schnell wieder ab. Die schweren, nun positiv geladenen Atome, aus denen die Elektronen herausgeschlagen wurden, allerdings nicht. Da das Herausschlagen von Sekundärelektronen einem natürlichen Wachstum gehorcht - die herausgeschlagenen Elektronen lösen selbst wieder Elektronen aus - sind die entstehenden Ladungen dicht beim Lese-Draht lokalisiert. Somit induzieren die positiven Atome erst eine Spiegelladung auf der Pad-Ebene, bevor sie sich erst langsam in Richtung Kathoden-Ebene bewegen und dort auch abfließen können. Das Sperr-Gitter ist in

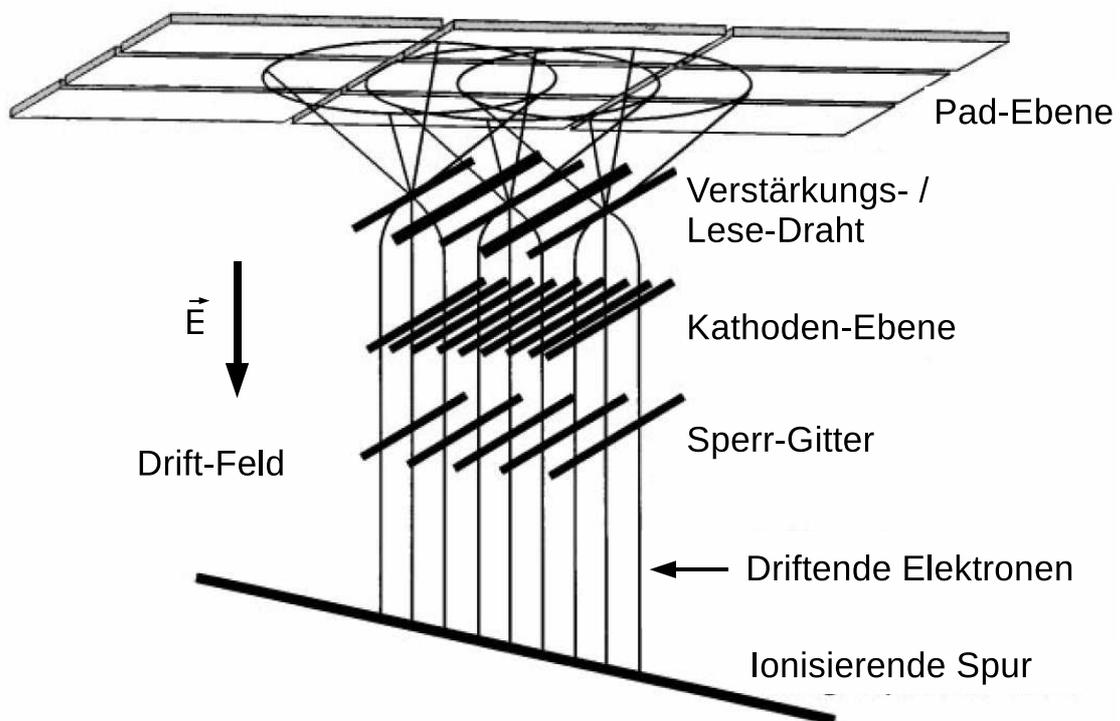
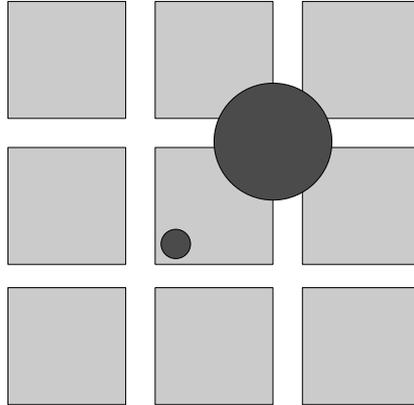


Abbildung 2.5: Zur Funktionsweise einer TPC, Abbildung entnommen aus [21]



**Abbildung 2.6:** Schwerpunktbildung in der Pad-Ebene.

dieser Zeit geschlossen, es liegt hier eine alternierende Spannung an, die sowohl das Zurückdriften der Ionen in das Detektorvolumen als auch ein Nachdriften von Elektronen in den Auslesebereich gewollt verhindert.

Ein paradox erscheinender Fakt ist, dass durch das auch in Abbildung 2.5 zu sehende Aufweiten der induzierten Spiegelladung eine höhere Auflösung bei der Rekonstruktion erreicht werden kann. Abbildung 2.6 verdeutlicht dies noch einmal: Die Kästchen in der Abbildung sollen die Pads repräsentieren. Ein Pad hat nur einen Kanal. Repräsentieren die Kreise die induzierten Spiegelladungen, ist über den kleinen Kreis durch die Messung nur bekannt, dass er im Bereich des mittleren Pads war. Für den grösseren Kreis allerdings lässt sich der Mittelpunkt exakt bestimmen: in den vier betreffenden Pads wird unterschiedlich viel Ladung induziert, daraus kann der Ladungsschwerpunkt bestimmt werden.

Nach dem Prinzip der Ermittlung des Ladungsschwerpunktes funktioniert auch die Bestimmung der x- und z-Position der Spurpunkte in NA49. Die y-Komponente wird aus der Ankunftszeit des Signals mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit berechnet. Zu erwähnen ist, dass die Padreihen derart angeordnet sind, dass die meisten Spuren orthogonal zu ihnen verlaufen, die Padreihen wurden deshalb in einem Winkel zur z-Achse angeordnet. Dieser ist  $12^\circ$ - $55^\circ$  für die VTPC1,  $3^\circ$ - $20^\circ$  für die VTPC2 und  $0^\circ$ - $15^\circ$  für die MTPCs.

## 2.4 Auslesen der Daten

Der die Spiegelladung erzeugende Strom wird auf den Front-End-Cards (FECs), die direkt hinter der Ausleseebene sitzen, verstärkt, geformt und in ADC-Counts digitalisiert. Die gesamte Driftstrecke durch die TPCs entspricht einer Driftzeit von  $50 \mu\text{s}$ . In der Standardkonfiguration lesen die FECs die Daten in 512 Zeit-Bins bei einer Rate von 10 MHz aus. Eine FEC digitalisiert dabei die Signale von 32 Pads. Die mittels der FECs digitalisierten Daten werden nun von den *Control-* und *Transfer-Boards* (CT-Boards) gebündelt und an die *Receiver-Boards* gesendet. Sie haben als erstes die Aufgabe, die immense Datenmenge der insgesamt 182016 Pads zu reduzieren. Dies erfolgt dadurch, dass alle Signale unterhalb eines Wertes von 5 ADC-Counts verworfen werden. Dadurch kann die Menge der Rohdaten um 90% reduziert werden. Die *Receiver-Boards* speichern die Informationen zwischen und geben sie dann an den *Event Builder* weiter, der die Daten letztendlich abspeichert.

Der SPS-Beschleuniger spuckt den Strahl in Stößen von je circa 5 s mit einer Pause von circa 15 s aus. Während der 5 s werden durchschnittlich 30 Ereignisse zur Verarbeitung ausgewählt. Der Zwischenspeicher der *Receiver-Boards* kann maximal 32 Ereignisse aufnehmen, während des Datentransfers vom Detektor zu den *Receiver-Boards* kann der *Event Builder* jedoch nicht auf die zwischengespeicherten Informationen zugreifen. Dadurch können nur wenige Ereignisse während des 5 s dauernden Ausspuckens des Strahls vom *Event Builder* verarbeitet und abgespeichert werden, der Großteil dieser Arbeit wird in den 15-sekündigen Pausen erledigt.

### Besonderheiten des 01l-Datensatzes

Um rare Signale, wie zum Beispiel die Rekonstruktion des  $\Phi$  über seinen Zerfallskanal  $\Phi \rightarrow e^+e^-$  [45] oder die Produktin von  $\Omega$  und  $\bar{\Omega}$  [33], zu studieren, wurde beschlossen einen Datensatz mit hoher Statistik zu kreieren. Wie angesprochen ist das Nadelöhr die Zwischenspeichergröße der *Receiver-Boards*. Dieses Problem wurde behoben, indem für den Datensatz mit hoher Statistik die Anzahl der Zeit-Bins von 512 auf 256 halbiert wurde. Durch diese einfache Änderung konnte die Größe eines Ereignisses halbiert werden. In Kauf genommen wurde dabei eine mögliche Verschlechterung der Qualität der Daten.

Mit einem Detektor, der nun bereit war, mehr Daten aufzunehmen, musste nur die Zahl der zur Verarbeitung ausgewählter Ereignisse erhöht werden. Dabei wurde:

- Die Dicke des Targes erhöht, um eine größere Interaktionsrate zu erreichen.
- Die Strahl-Intensität um durchschnittlich 30% erhöht.
- Die Zentralitätsselektion von der bisherigen Selektion der 10% zentralsten Ereignisse auf die 23,5% zentralsten Ereignisse ausgedehnt.



## 3 Datenverarbeitung

Um die vom NA49-Experiment aufgezeichneten Ereignisse untersuchen zu können, ist es nötig, die für eine Analyse relevanten Informationen über die gemessenen Spuren in einem gut handhabbaren Datenformat vorliegen zu haben. Diese Aufgabe übernimmt die Rekonstruktionskette. Sie verwendet als Eingabe die Rohdaten des Ereignisses, etwas zur Analyse physikalischer Prozesse unhandliches wie die aufgesammelte Ladung eines Pads am Ort  $x$  im Zeitintervall  $\Delta t$ , und errechnet daraus physikalische Eigenschaften der aufgezeichneten Spuren wie den Impuls der Spur. Eine weitere Leistung der Rekonstruktionskette ist die Reduktion der Datenmenge. Benötigt ein Ereignis in den Rohdaten noch 10 MByte, so kann die Rekonstruktionskette diese auf 2-3 MByte in den *Data Summary Tapes* (DSTs) reduzieren. Durch eine weitere Beschränkung auf nur für die Analyse relevante Daten wird der benötigte Speicherplatz weiter reduziert: Ein Ereignis benötigt nur noch 150-200 KByte in der auch für diese Analyse verwendeten Struktur der *mini-Data Summary Tapes* (mini-DSTs). Die mini-DSTs sind Dateien im *root*-Format. Sie sind lesbar mit der am CERN entwickelten Software *ROOT* [37, 38] beziehungsweise der speziell auf die Struktur der vom NA49-Experiment generierten Daten angepassten Version *ROOT49* [39]. Sowohl *ROOT* als auch *ROOT49* basieren auf der Programmiersprache C++, ein Hauptbestandteil ist ein C++ Interpreter, somit kann die Analyse durch C++ basierte Scripte auf die Daten zugreifen.

In diesem Kapitel soll im ersten Abschnitt die Rekonstruktionskette und die Rekonstruktion primärer Spuren vorgestellt werden um im zweiten Abschnitt die  $V^0$ -Rekonstruktion näher zu beleuchten.

### 3.1 Rekonstruktionskette

Abbildung 3.1 zeigt ein rekonstruiertes Ereignis im NA49-Detektor. Es soll eine Impression der Herausforderungen der Rekonstruktion geben, die die hohe Spurdichte einer

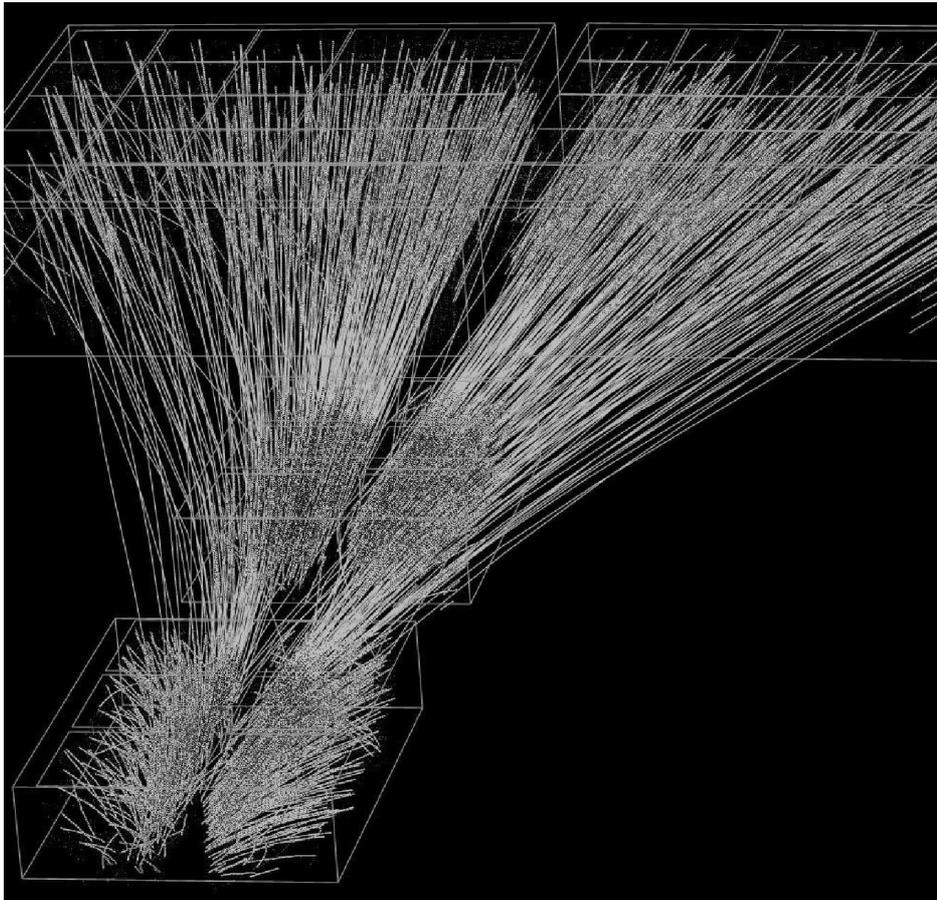


Abbildung 3.1: Darstellung eines Ereignisses in NA49.

zentralen Pb+Pb Kollision bei Maximal-Energie des Super Proton Synchrotrons mit sich bringt.

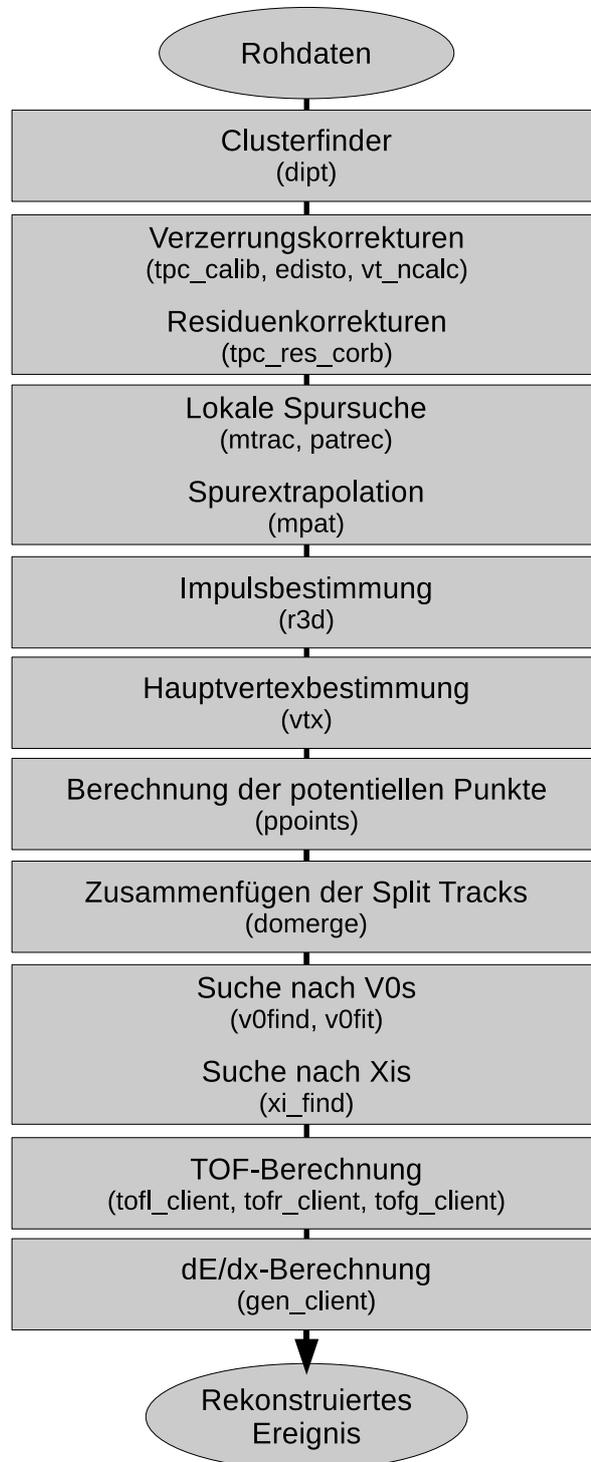
Die Rekonstruktionskette besteht aus mehreren eigenständigen Modulen, die innerhalb des Speicher teilend basierten Client/Server Datenmanagers *DSPACK* [40] zusammengefasst sind. *DSPACK* erlaubt es dabei den eigenständigen Modulen auf gemeinsam genutzte Objekte zuzugreifen oder diese zu kreieren. So können Objekte mit Daten gefüllt und an andere Module weitergegeben oder abgespeichert werden. Die Objekt-Struktur in *DSPACK* bietet dabei den Vorteil, dass die gleiche Anweisung an das Objekt eine unterschiedliche Handlung auslöst, je nachdem, um welche Art von Objekt es sich handelt. Abbildung 3.2 fasst die Rekonstruktionskette schematisch zusammen.

## Spurpunktreakonstruktion

Am Anfang der Behandlung der Daten steht die Suche nach Spurpunkten in den TPCs. Der Clusterfinder `dipt` sucht nach zusammenhängenden Ladungsverteilungen (Clustern) deren Signale sich in einem bestimmten Pad-Zeit-Intervall befinden. Durch die Bestimmung des Schwerpunktes der Verteilung können die Koordinaten des Spurpunktes bestimmt werden.

Um auftretenden Verzerrungen Rechnung zu tragen, werden diese Raumpunkte zuerst korrigiert, bevor sie weiter verarbeitet werden. Die entsprechenden Module sind `tpc_calib`, `edisto` und `vt_ncalc`. Wobei `tpc_calib` die Verschiebungen durch die unterschiedlich langen Laufzeiten der Signale behebt, die sich durch die unterschiedlichen Positionen der Auslese-Elektronik ergeben. Das Modul `vt_ncalc` trägt dem Fakt Rechnung, dass die Driftwege der Elektronen nicht exakt dem elektrischen Feld folgen. Ursache hierfür ist der  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt, da das magnetische Feld nicht immer exakt parallel zum elektrischen liegt. `edisto` gleicht Inhomogenitäten des elektrischen Feldes aus.

Es fiel auf, dass nach diesen Korrekturen immer noch einige systematische Abweichungen auftraten. Diese wurden gefunden, indem die Position der Spurpunkte mit der rekonstruierten Spur verglichen wurde. Das Modul `tpc_res_corb` schlägt diese systematischen Abweichungen in einer Tabelle nach und korrigiert so die Raumpunkte. Details dieser Korrektur finden sich in [41].



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der Rekonstruktionkette. Dargestellt sind die einzelnen Schritte der Rekonstruktion mit den ausführenden Modulen.

## Tracking

Mit den feststehenden Spurpunkten können diese nun zu Spuren verknüpft werden. Das Tracking berücksichtigt dabei die verschiedenen besonderen Gegebenheiten der unterschiedlichen TPCs. So ist die Bestimmung des Impulses einer Spur in den MTPCs nur möglich, indem angenommen wird, dass sie vom Hauptvertex stammt, da sie selbst feldfrei sind und somit die Spuren gerade verlaufen. Andererseits bietet dies auch den Vorteil der Verwendung eines einfacheren Spurmodells gegenüber den VTPCs. Ausserdem ist die Spurdichte in den MTPCs gegenüber der in den VTCPs viel geringer, was die Trennung der einzelnen Spuren vereinfacht. Unter diesen Gesichtspunkten wurde folgende Vorgehensweise beim Tracking gewählt:

- Rekonstruktion der geraden Spuren in den MTPCs. Impulsbestimmung unter der Annahme, dass sie vom Hauptvertex stammen (`mtrac`).
- Extrapolation der MTPC-Spuren in die VTPC2. Dort Suche nach passenden Spurpunkten und Verknüpfung dieser mit der extrapolierten Spur. Freigabe der Spurpunkte der MTPC-Spuren zur Verwendung durch andere Spuren, falls keine Spurpunkte der VTPC2 mit der Spur verknüpft werden können (`mpat`).
- Lokale Spursuche in der VTPC2 mit den noch nicht verknüpften Spurpunkten (`patrec`). Extrapolation der so gefundenen Spuren in die MTPCs und dortige Verknüpfung passender, noch nicht verwendeter Spurpunkte (`mpat`, `mtrac`).
- Extrapolation aller bis dahin rekonstruierten Spuren in die VTPC1 und dortige Suche nach und Verknüpfung von passenden Spurpunkten (`mpat`).
- Auflösen der Verknüpfung von Spurpunkten zu einer Spur, falls diese nur Spurpunkte der MTPCs beinhaltet (`mpat`).
- Lokale Spursuche in der VTPC1 (`patrec`) und Extrapolation der Spuren in die MTPCs. Suche und Verknüpfung passender Spurpunkte (`mpat`, `mtrac`).
- Suche nach Spuren (von Zerfällen o.Ä.) in den MPTCs ohne Vorgabe des Ursprungs vom Hauptvertex (`mtrac`).

Anschließend werden alle Spurteile zu einer globalen Spur zusammengeführt und der Impuls anhand der Krümmung im Magnetfeld bestimmt (`r3d`). Der Vertex wird durch

die Anpassung seiner Position an die Extrapolation aller Spuren in die Hauptvertex-Ebene festgelegt (`vtx`) und der Impuls aller Spuren nochmals, nun mit der durch die Anpassung bestimmten Position des Hauptvertex als Ursprung der Spuren, determiniert.

Für die Spuren existieren hierbei zwei Strukturen um die Informationen abzuspeichern: dies sind die `rtrack`- und die `track`-Struktur. Die `rtrack`-Struktur enthält dabei Werte, die unabhängig einer Annahme des Ursprungs der Spur sind. Dies ist zum Beispiel der durch die erste Anpassung erhaltene Impuls, der nur durch die Krümmung der Spuren bestimmt wurde. Die zweite Bestimmung des Impulses mit der Annahme, dass die Spur vom Hauptvertex stammt, wird in der `track`-Struktur abgespeichert. In den DSTs sind diese zwei Informations-Strukturen voneinander getrennt, ein `track` ist jedoch immer mit seinem `rtrack` verknüpft. Beim Zusammenfassen der DSTs zu mini-DSTs wird die Trennung der Strukturen aufgegeben; die relevanten `rtrack`-Informationen werden zu jedem `track` kopiert. Im Zusammenhang mit der  $V^0$ -Analyse wird dies noch Gegenstand von Untersuchungen sein.

Jeder Spur wird ein Impaktparameter zugeordnet. Er beschreibt den Abstand der Spur zum Hauptvertex in dessen  $xy$ -Ebene. Weiterhin wird die Anzahl der potentiell messbaren Punkte  $N_{PotPoints}$  berechnet. Sie ergibt sich aus der Anzahl der von der Spur gekreuzten Pad-Ebenen und beschreibt die Anzahl der Punkte, die unter idealen Bedingungen rekonstruiert würde. Mit der nun bekannten Position des Hauptvertex versucht das Modul `domerge` einzeln erkannte Spurstücke, *split tracks*, zusammenzuführen. Anschließend startet die Suche nach  $V^0$ s, sie soll im folgenden Abschnitt ausführlich behandelt werden. Auf Grundlage der gefundenen  $V^0$ -Kandidaten wird versucht, die Zerfallsvertices mehrfach seltsamer Teilchen zu rekonstruieren. Details darüber lassen sich zum Beispiel in [33, 42, 43] finden.

Abschliessend erfolgt die Teilchenidentifikation mit Hilfe der Messung der *Time Of Flight* (TOF) und des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$ . Einige grundlegende Fakten zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes sollen im folgenden Unterabschnitt dargestellt werden, genauso wie die verwendete  $V^0$ -Methode in diesem Kapitel noch erläutert werden soll. Ansonsten ist die Rekonstruktion an dieser Stelle jedoch beendet und die Daten können den spezifischen Analyse-Prozeduren unterworfen werden.

## Spezifischer Energieverlust

Zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  sollen hier nur die wichtigsten Merkmale genannt, doch die einzelnen Details der Berechnung nicht ausgeführt werden. Eine ausführliche Behandlung findet sich in [46].

Abbildung 3.3 stellt schematisch die einzelnen Schritte der Berechnung des spezifischen Energieverlustes dar:

Mit der **Krypton-Kalibration** kann die verschiedene Verstärkung jedes einzelnen elektronischen Kanals normalisiert werden. Die beim radioaktiven Zerfall des Kryptons deponierte Energie ist bekannt und konnte somit zur Eichung dienen.

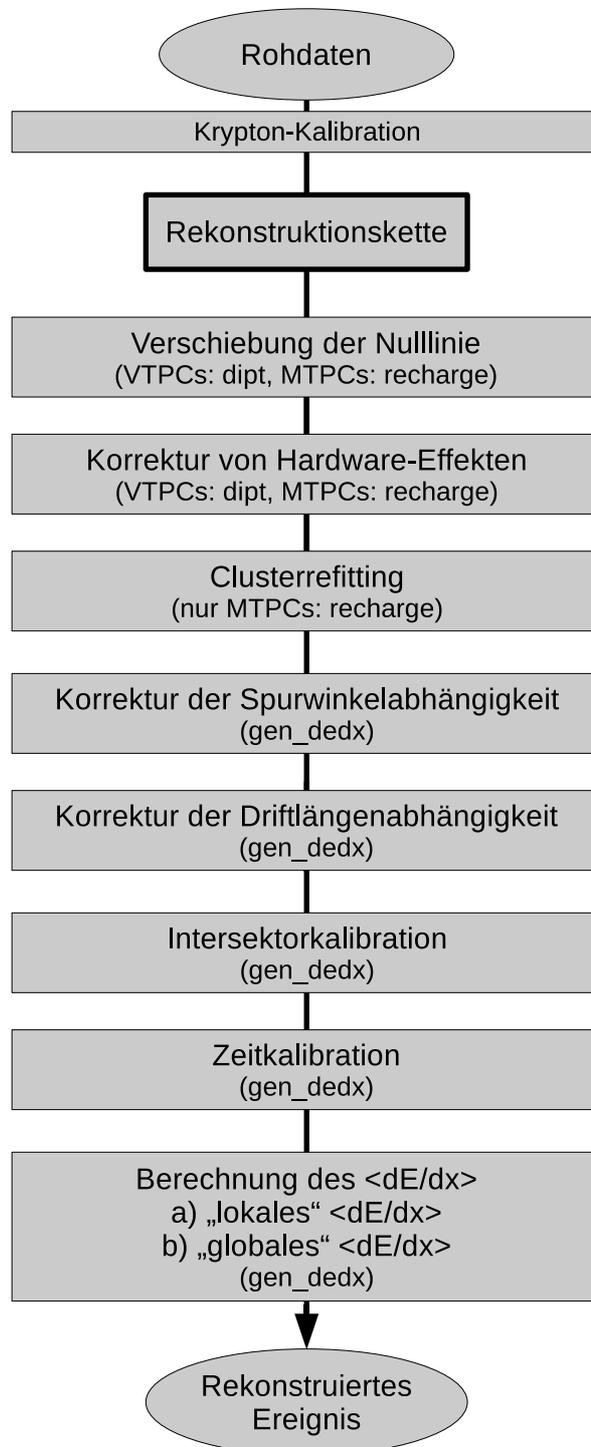
Die **Verschiebung der Nulllinie** wurde durchgeführt, da je nach vorangegangener aufgesammelter Ladung in einem Pad die Messung beeinflusst wird. Dies wird durch die für jedes Pad einzeln durchgeführte Korrektur kompensiert.

Die **Korrektur von Hardware-Effekten** wird nötig, da durch das Aufsammeln der Ladungen der Drift-Elektronen die Spannung an den Verstärkungsdrähten schlagartig in weniger als 100 ns (1 time bin) absinkt. Das Aufladen auf Normal-Potential durch die Hochspannungsversorgung benötigt  $5 \mu\text{s}$  (50 time bins). Da immer eine Gruppe von sechs Drähten über eine Schaltung mit Hochspannung versorgt wird, ergibt sich so ein Übersprechen (engl.: *cross-talk*) der benachbarten Kanäle. Die benötigten Korrekturen wurden parametrisiert und in die Rekonstruktion der Clusterladungen eingebunden.

Eine Dekonvolution mehrerer Cluster von verschiedenen Spuren wird durch das **Clusterfitting** erreicht. Indem die durch die normale Rekonstruktionskette erwartete Form der Cluster, die abhängig ist von der Driftlänge der Driftelektronen der Spur und dem Winkel zwischen Spur und Pad-Ebene, an die gemessene Verteilung angepasst wird, kann besonders in Bereichen hoher Spurdichte eine robuste Messung des spezifischen Energieverlustes erreicht werden.

Die **Korrektur der Spurwinkelabhängigkeit** hat geometrische Gründe: je länger der von der Spur über den Pads zurückgelegte Weg, desto größer die von den Pads aufgesammelte Ladung.

Die **Korrektur der Driftlängenabhängigkeit** ergab sich zum einen aus der Beobachtung, dass aufgrund der Verunreinigung des Detektorgases mit Sauerstoff einige driftende Elektronen von den  $\text{O}_2$ -Molekülen absorbiert werden. Zum anderen verbreitert sich die Wolke der Driftelektronen bei großer Driftstrecke derart, dass ein großer Anteil der Ladung am Rand des Clusters deponiert wird und dadurch unter die Schwelle zur Unterdrückung von Rauschen fällt.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Berechnung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$ . Dargestellt sind die einzelnen Schritte der Berechnung mit den ausführenden Modulen.

Da die deponierte Energie der oben angesprochenen Krypton-Kalibration circa eine Größenordnung mehr als der zu messende Energieverlust der Teilchen ist, musste für die Krypton-Kalibration die Verstärkungsspannung verringert werden. Deshalb wurde zusätzlich eine relative Kalibrierung, die **Intersektorkalibration**, durchgeführt. Frühere Versuche einer relativen Kalibrierung scheiterten an den unterschiedlichen Bedingungen während der Kalibrierungsphase und der Produktionsphase. Die entwickelte Methode verwendet deshalb Daten, die während der Produktionsphase entstehen. Die einzelnen Verstärkungen der Sektoren werden so angepasst, dass der beobachtete Energieverlust einer Parametrisierung entspricht.

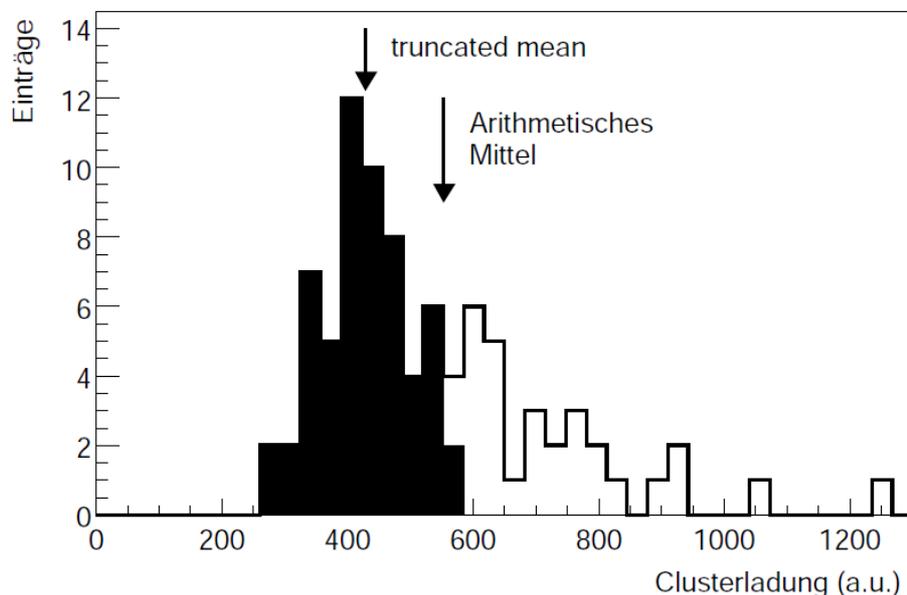
Aufgrund der starken Abhängigkeit der Gasverstärkung von Temperatur wurde die Temperatur auf 0,1 K genau gehalten und der Druck stetig gemessen. Mit den gemessenen Werten des Druckes wurden die Ergebnisse auf einen nominalen Wert von 970 mbar korrigiert.

Trotz all dieser Korrekturen fand sich eine Zeitabhängigkeit des spezifischen Energieverlustes. Die **Zeitkalibration** wurde so durchgeführt, dass ein Run als Referenz definiert und alle anderen darauf hin korrigiert wurden.

Die **Berechnung des  $dE/dx$ -Wertes**, also des Mittelwertes der mehrfach erfolgten Einzelmessung, erfolgt bei NA49 über die sogenannte *truncated mean*-Methode. Dabei werden die 35% größten Messwerte einer Spur verworfen. Der Hintergrund ist hier, dass die Verteilung der Messwerte nicht einer Gauss- sondern einer Landau-Verteilung gehorchen. Gelegentliche harte Stöße führen zu hohen Einzelmessungen der deponierten Ladung in einem Pad. Es zeigte sich, dass die *truncated mean*-Methode weniger Fluktuationen für den letztendlich gespeicherten Wert  $dE/dx$  ergibt. Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der gemessenen Clusterladungen einer MTPC-Spur. Deutlich zu erkennen, ist der lange Schwanz der Verteilung hin zu hohen Werten in der Clusterladung. Die Berechnung von  $dE/dx$  erfolgt getrennt für jede TPC, somit ergibt sich ein lokales  $dE/dx$ , ausserdem können die lokalen  $dE/dx$ -Werte zu einem gemeinsamen globalen verknüpft werden. Vor allem aufgrund der unterschiedlichen Gasmischungen ist dies jedoch keine triviale Aufgabe. Auf den Unterschied in der Auflösung von globalem und lokalem  $dE/dx$  wird in Kapitel 4.3 eingegangen.

## 3.2 $V^0$ -Rekonstruktion

Mit dem NA49-Detektor ist es möglich, die neutralen, seltsamen Hadronen  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$  zu rekonstruieren. Ihr Nachweis erfolgt über die Tochterpartikel eines geladenen Zer-

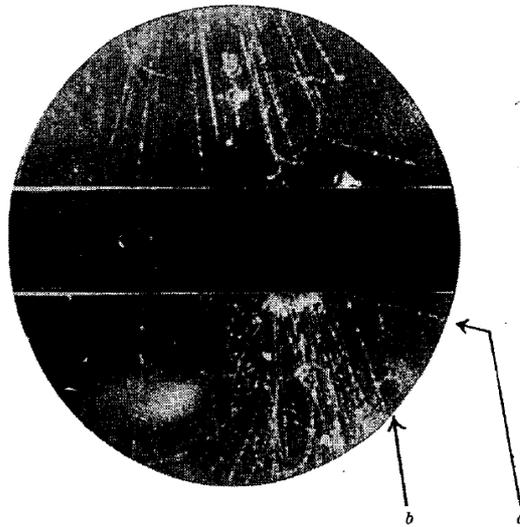


**Abbildung 3.4:** Darstellung der *truncated mean*-Methode: Verteilung der Clusterladungen einer MTPC-Spur. Für die *truncated mean*-Methode werden nur die schwarzen Messungen verwendet. Abbildung entnommen aus [45].

fallskanals. Der Name  $V^0$  stammt dabei von der Zerfallstopologie der beiden geladenen Spuren. Abbildung 3.5 zeigt die erste Messung eines solchen  $V^0$ s aus dem Jahre 1947, die V-förmige Struktur lässt sich erkennen.

Aufgrund ihres schwachen Zerfalls (und der damit verbundenen höheren Lebensdauer im Vergleich zu einem starken oder elektromagnetischen Zerfall) und des hohen  $\gamma$ -Faktors eines *fixed target*-Experimentes gelingt es die Zerfallsvertices vom Hauptvertex zu trennen. Einige Eigenschaften der drei Teilchen sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Um aus den globalen Spuren diejenigen herauszufiltern, die von einem der angesprochenen  $V^0$  stammen, werden in der  $V^0$ -Suche, welche mit dem Modul `v0find` geschieht, zunächst alle ungleich geladenen Spuren, die einige Kriterien erfüllen müssen miteinander kombiniert. Erfüllt die Kombination der beiden Spuren auch einigen Forderungen, so findet sich der  $V^0$ -Kandidat in den DSTs wieder. Es werden nicht alle möglichen Kombinationen gespeichert um die Datenmenge eines Ereignisses zu reduzieren und so Speicherplatz und Rechenzeit einzusparen. Zur Rekonstruktion der  $V^0$ -Kandidaten existieren zwei Vorgehensweisen, die GSI- und die Birmingham-Methode. Die GSI-Methode wurde dabei erfolgreich in bisherigen Analysen verwendet



**Abbildung 3.5:** Erste Messung eines  $V^0$ ; mit a und b gekennzeichnet sind die ein V bildenden Tochterspuren des  $V^0$ . Abbildung entnommen aus [32].

Teilchen	Masse	Lebensdauer	nachgewiesener Zerfallskanal	Zerfallswahr- scheinlichkeit
$\Lambda$	1115,683 $\pm 0,006$ MeV	$(2,631 \pm 0,020)$ $\times 10^{-10}$ s	$\rightarrow p\pi^-$	$(63,9 \pm 0,5)$ %
$\bar{\Lambda}$	"	"	$\rightarrow \bar{p}\pi^+$	"
$K_S^0$	497,684 $\pm 0,022$ MeV	$(0,8953 \pm 0,0005)$ $\times 10^{-10}$ s	$\rightarrow \pi^+\pi^-$	$(69,20 \pm 0,05)$ %

**Tabelle 3.1:** Eigenschaften der in NA49 nachgewiesenen Teilchen  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$  [3].

### *3 Datenverarbeitung*

---

[10, 11, 33, 34], weshalb sie auch hier Grundlage der weiterführenden Untersuchungen war.

Schnitt	Wert	
$N_{Point}$	$\geq 10$ (VTPC1) $\geq 20$ (VTPC2)	oder
$d_{cax}$ [cm]	$\leq 0,5$	
$d_{cay}$ [cm]	$\leq 0,25$	
$z_{Vertex}$ [cm]	$\geq -555$	
$z_{Dip}$ [cm]	$\geq z_{Vertex}$ [cm] - 5	
$ y_{1min}y_2 $ [cm]	$\geq 0,75$	
$ x_{Target} $ [cm]	$\leq 25$	
$ y_{Target} $ [cm]	$\leq 25$	
$\Phi$ [rad]	$\geq 0,2$ $\leq 2,9$	und
$p_t^{Arm}$ [GeV/c]	$\leq 0,35$	

**Tabelle 3.3:** Zusammenfassung der GSI-Kriterien.

## GSI-Methode

Die Schnitte der GSI-Methode sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst und sollen hier im einzelnen vorgestellt werden.

Als erstes fordert die GSI-Methode eine Mindestanzahl an gemessenen Punkten ( $N_{Point}$ ) für jede Spur, dies sind 10 Punkte in der VTPC1 oder 20 Punkte in der VTPC2. Der Hintergrund dieses Schnittes ist, dass nur mit einer gewissen Anzahl an gemessenen Punkten der Impuls der Teilchen mit einer bestimmten Genauigkeit bestimmt werden kann. Für die  $V^0$ -Analyse ist dies besonders wichtig, da hier der Hauptvertex als Ursprung des Teilchens wegfällt. Die Spuren werden in Schritten von 2 cm hin zum Hauptvertex zurück extrapoliert. Dazu wird ein Runge-Kutter-Verfahren, das speziell entwickelt wurde, um Spuren von CERN SPS-Experimenten anzupassen, zur Approximation verwendet [35]. Die Position der Spuren wird dabei bei jedem Schritt gespeichert. Nun werden aus allen negativen und positiven Spuren Spurpaare gebildet. Nur Spurpaare mit einem Abstand der dichtesten Annäherung (englisch: distance of closest approach) in x-Richtung  $d_{cax}$  und y-Richtung  $d_{cay}$  von weniger als 0,5 cm respektive 0,25 cm werden nicht verworfen. Abbildung 3.6 veranschaulicht die Situation:

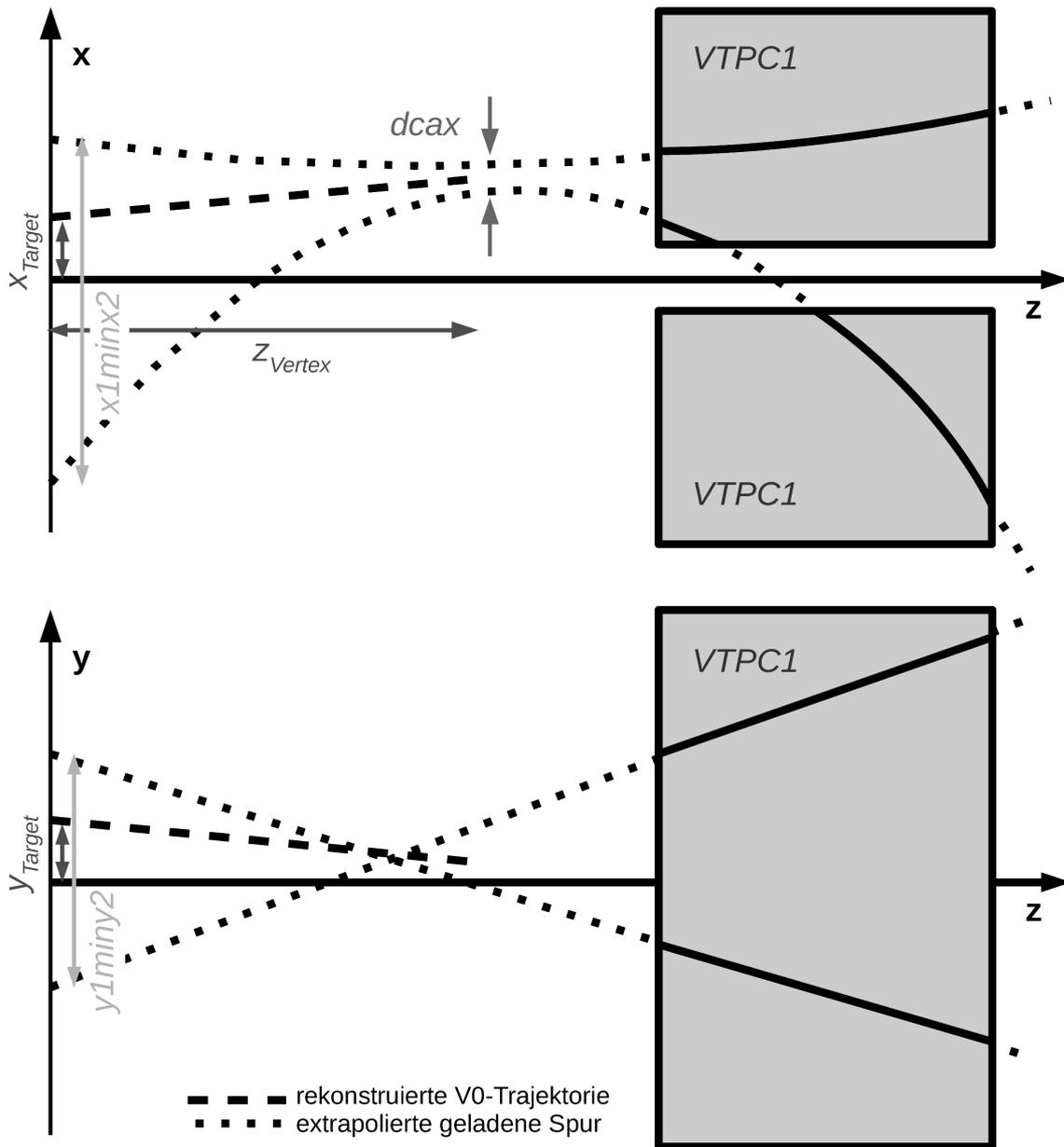


Abbildung 3.6: Die in der GSI-Methode gemachten  $V^0$ -Schnitte.

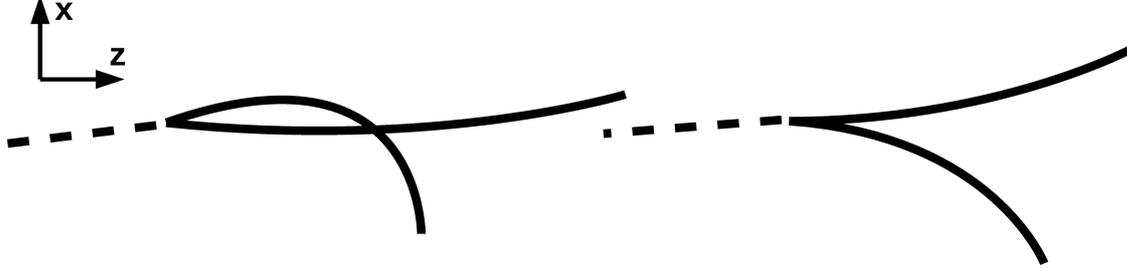
Im oberen Teil der Abbildung ist  $d_{cax}$  als der Abstand in x-Richtung im Punkt der dichtesten Annäherung zu sehen.

Weiter wurde gefordert, dass der Zerfallsvertex eine z-Position von mindestens -555 cm hat, also circa 25 cm vom Hauptvertex entfernt ist. Der Hintergrund dieses Schnittes ist, dass zufällige Kombinationen von primären Spuren vor allem nahe am Target auftreten. Forderte man keinen Mindestwert für die z-Position des Vertex, so erhielte man als  $V^0$ -Kandidat fast jede Kombination ungleich geladener primärer Spuren, deren vermeintlicher Zerfallsvertex im Hauptvertex läge.

Der  $z_{Dip}$ -Schnitt fordert, dass sich die extrapolierten Spuren spätestens 5 cm in Richtung des Hauptvertexes vom Punkt ihrer dichtesten Annäherung entfernt in der yz-Ebene schneiden. Auch hier kann ein Blick auf Abbildung 3.6 helfen: Wie dargestellt muss der Kreuzungspunkt der Spuren in der yz-Ebene muß nicht unbedingt mit dem Punkt des geringsten Abstandes übereinstimmen. Würde zum Beispiel der Impuls der für positive z nach positiven x gekrümmten Spur in Abbildung 3.6 oben ein wenig höher rekonstruiert werden, so wäre ihre Trajektorie geradliniger und der Punkt der dichtesten Annäherung würde in negative z-Richtung verschoben. Der Kreuzungspunkt in der yz-Ebene bliebe der selbe, da die geradlinige Extrapolation in y-Richtung vom bestimmten Impuls unabhängig ist.

Der Wert  $y1miny2$  beschreibt den y-Abstand der extrapolierten Spuren in der Target-Ebene, die GSI-Methode stellt auch an diesen Wert ein Kriterium; ähnlich existiert der Abstand in x-Richtung der extrapolierten Spuren in der Target-Ebene:  $x1minx2$ . An diesen Wert stellt die GSI-Methode keine Anforderungen. Beide Schnitte haben den Hintergrund Kombinationen primärer Spuren zu verwerfen, solche weisen immer einen  $x1minx2$ - und  $y1miny2$ -Wert nahe null auf. Die Schnitte für die Werte der Impaktparameter  $x_{Target}$  und  $y_{Target}$  sind sehr locker gewählt. Der Grund liegt darin, dass mit dem NA49-Detektor auch mehrfach seltsame Teilchen nachgewiesen werden, indem die  $V^0$ -Kandidaten wieder mit geladenen Spuren kombiniert werden. Es sollen mit dem Schnitt auf  $x_{Target}$  und  $y_{Target}$  also keine neutralen Teilchen verworfen werden, die ihrerseits selbst aus einem Zerfall stammen; die Verwendung strikterer Schnitte bleibt der späteren Datenanalyse überlassen.

Abbildung 3.7 zeigt zwei mögliche Zerfallstopologien. Wie zu sehen ist, kreuzen sich die Tochterspuren eines Cowboys ein weiteres Mal. Liegt die Ebene der Tochterspuren dabei komplett in der xz-Ebene so kann der zweite Kreuzungspunkt eines Cowboys ebenfalls als  $V^0$ -Kandidat rekonstruiert werden, vor allem, weil zum Beispiel die Tochterspuren das Kriterium auf  $x1inx2$  mit hoher Wahrscheinlichkeit erfüllen



**Abbildung 3.7:** Die zwei Zerfallstopologien “Cowboy” (links) und “Sailor” (rechts).

werden, da dieses primäre Spuren verwirft, es sich hier ja aber wirklich um sekundäre Spuren handelt. Die Beschreibung des Problems liefert aber bereits die Lösung: Es sollten Kombinationen ausgeschlossen werden, bei denen die beiden Tochterspuren in der Krümmungsebene des Magnetfeldes liegen. Das entsprechende Kriterium ist der  $\Phi$ -Schnitt. Die Definition der Schnitt-Variablen  $\Phi$  ist in Abbildung 3.8 dargestellt:  $\Phi$  ist der aufgespannte Winkel zwischen den Vektoren  $\mathbf{n}$  und  $\mathbf{y}'$ .  $\mathbf{n}$  ist dabei die Normale auf der durch die beiden Impulsvektoren der Tochterspuren am Zerfallsvortex aufgespannten Ebene,  $\mathbf{y}'$  liegt in der vom Impulsvektor des Mutterteilchens und der  $y$ -Achse aufgespannten Ebene und steht senkrecht auf dem Impulsvektor des Mutterteilchens. Nicht nur bei falschen Vertices durch Cowboy-Topologien kreuzen sich die Spuren in der  $xz$ -Ebene, auch für viele Kombinationen von primären Spuren ist dies der Fall, dort ergibt sich quasi das gleiche Bild, tauscht man den Zerfallsvortex der sekundären Teilchen gegen den Hauptvertex der primären Teilchen. Liegen die beiden Tochterspuren komplett in der  $xz$ -Ebene, so ist der  $\Phi$ -Winkel null oder  $\pi$ . Mit der Forderung  $0,2 \leq \Phi[\text{rad}] \leq 2,9$  werden genau diese Bereiche ausgeschlossen.

Ein kinetischer Schnitt ist der auf  $p_t^{Arm}$ , benannt nach R. Armenteros. Abbildung 3.9 stellt einen Zwei-Teilchen-Zerfall dar. Der Armenteros Impuls ist definiert als der Betrag des Impulses einer der beiden Tochterspuren senkrecht zur ursprünglichen Richtung des Impulses des  $V^0$ -Kandidaten:

$$p_t^{Arm} = |p_{t1}^{Arm}| = \vec{p}_1 \cdot \sin(\phi_1), \quad (3.1)$$

gleiches gilt für die zweite Tochterspur.  $p_t^{Arm}$  kann den Impuls einer der beiden Töchter im Ruhesystem des  $V^0$  nicht übersteigen. Für  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  beträgt dieser 206 MeV/c, für  $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$  ist dieser 101 MeV/c groß [3]. Deshalb darf eine jede Kombination aus positiver und negativer Spur höchstens ein  $p_t^{Arm}$  von 0,35 GeV/c aufweisen.

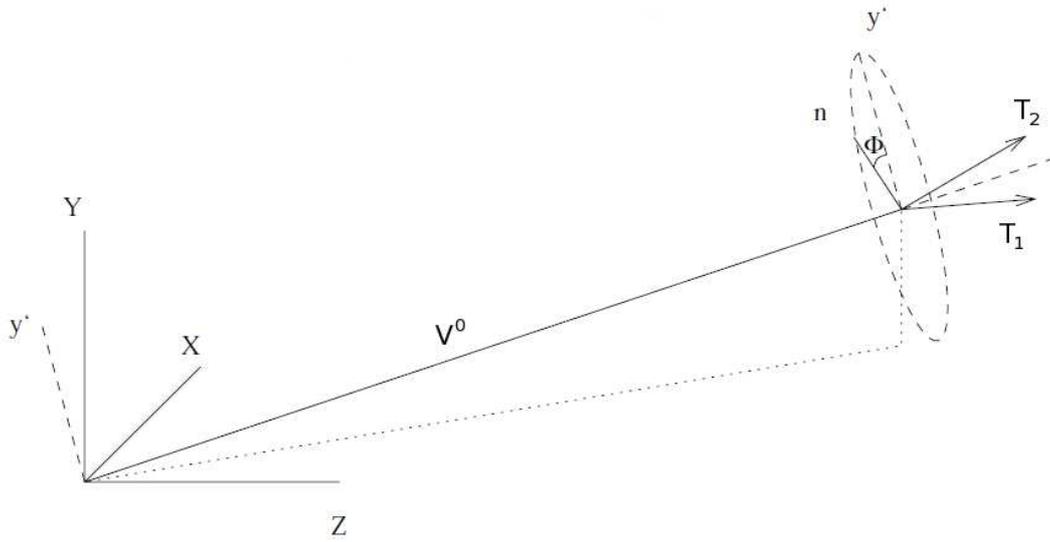


Abbildung 3.8: Definition der Schnitt-Variablen  $\Phi$ .

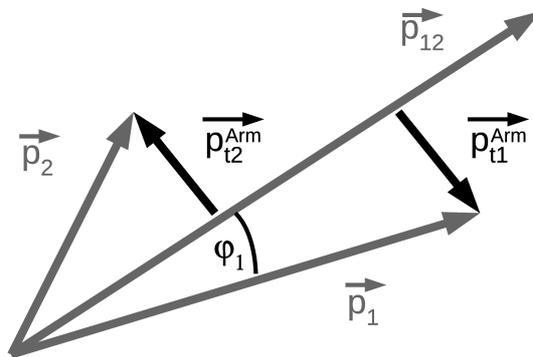


Abbildung 3.9: Zur Definition des Armenteros-Impulses.

Nach Anwendung aller dieser Schritte ist die  $V^0$ -Suche beendet. Die  $V^0$ -Kandidaten-Liste wird vom Modul `v0find` an das Modul `v0fit` weitergegeben. Hier wird eine neunparametrische Anpassung mittels einer  $\chi^2$ -Minimierung durchgeführt. Die neun Parameter sind jeweils drei Impulskomponenten der zwei Tochterspuren und die drei räumlichen Koordinaten des Vertex. Dadurch kann eine um 15% - 20% bessere Auflösung für die Position des Zerfallsvertex erreicht werden, die Auflösung in der invarianten Masse (siehe Kapitel 4.2) kann um 20% - 25% verbessert werden [36]. Der Grund hierfür liegt darin, dass nun gefordert wird, dass beide Spuren von einem gemeinsamen Vertex stammen. Die die GSI-Methode überlebenden  $V^0$ -Kandidaten werden in einer Datenstruktur abgespeichert und stehen zur weiteren Analyse zur Verfügung.

# 4 Datenanalyse

Dieses Kapitel beschreibt die Datenselektion bis hin zur Generierung der unkorrigierten Korrelationsfunktion. Zu Beginn wird die Selektion der Ereignisse diskutiert, es folgt jeweils ein Abschnitt zur Lambda- und Proton-Auswahl; das Konzept und die Idee der Mixed Events wird dargestellt und die Zwei-Teilchen-Schnitte besprochen um letztendlich die rohe Korrelationsfunktion zu präsentieren.

## 4.1 Datensatz und Ereignis-Schnitte

Für die vorliegende Analyse wurden  $2,8 \cdot 10^6$  Ereignisse des Datensatzes 01I verwendet. Der Datensatz 01I wurde bei einer Strahlenergie von  $158A$  GeV aufgenommen und enthält die 23,5% zentralsten Ereignisse. Die Zentralität in NA49 gibt dabei an, wieviel Prozent aller inelastischen Ereignisse eine genauso hohe oder niedrigere nachgewiesene Energie im Spektatorenkalorimeter, dem Veto-Kalorimeter, haben. Aufgenommen wurde der Datensatz im Jahr 2000, die Rekonstruktion fand im Jahr 2001 statt, das Magnetfeld wurde in der Einstellung *std+* betrieben. Die Besonderheiten des Datensatzes 01I gegenüber anderen Datensätzen sind in Abschnitt 2.4 beschrieben.

Um die Qualität der verwendeten Ereignisse sicherzustellen, wurden Kriterien aufgestellt, die diese erfüllen müssen, um akzeptiert zu werden. Am Anfang steht dabei die Frage, ob beide Arten der Bestimmung des Hauptvertex (siehe Kapitel 3.1) erfolgreich waren. Dies war für alle 2.800.334 Ereignisse der analysierten Runs 3910 - 4076 des Datensatzes der Fall.

Abbildung 4.1 zeigt die Position des Hauptvertex in x- und y-Richtung, wie sie durch die BPDs bestimmt wurde; Abbildung 4.2 die x- und y-Position, wie sie durch die Anpassung der Position des Hauptvertex an die Extrapolation aller Spuren hin zur Hauptvertexebeine bestimmt wurde. Wie den Verteilungen zu entnehmen ist, traten keine ungewöhnlichen Abweichungen auf. Der Standard-Schnitt von  $\pm 1$  cm auf die x-

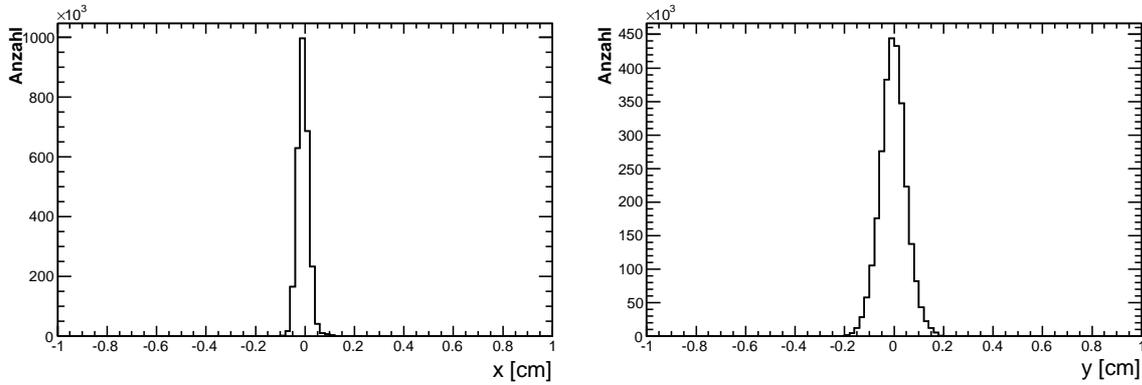


Abbildung 4.1: Position des Hauptvertex bestimmt durch die BPDs.

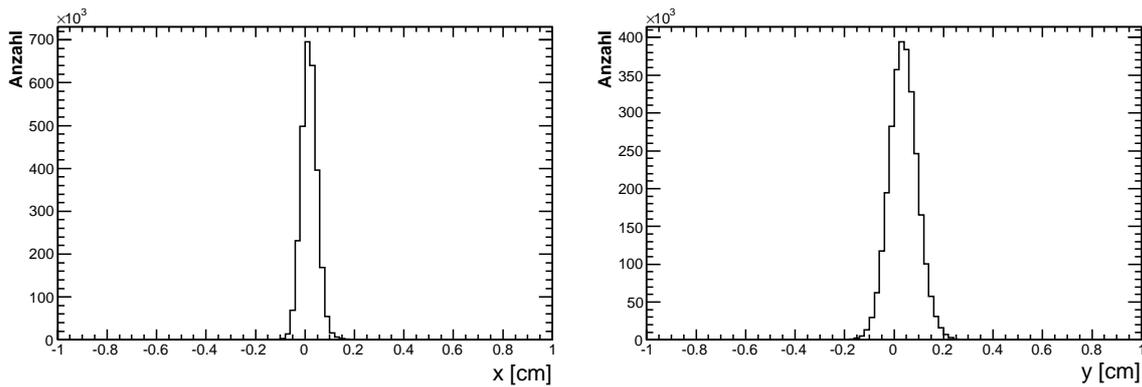


Abbildung 4.2: Position des Hauptvertex bestimmt durch die Anpassung.

und y-Position, wie sie durch die BPDs bestimmt wurde, wurde nicht verändert. Abbildung 4.3 zeigt die Hauptvertex-Position in z-Richtung ( $z_{HV}$ ) bestimmt durch die Anpassung in logarithmischer Darstellung. Der Standard-Schnitt von  $-580 \text{ cm} < z_{HV} < -578 \text{ cm}$  ist offensichtlich nicht sinnvoll für den Datensatz 01I. In seiner Breite wurde der Schnitt beibehalten, jedoch in seinem Absolut-Wert verschoben. Der Peak der Verteilung liegt bei  $-581 \text{ cm}$ , so wurde der Schnitt zu  $-582 \text{ cm} < z_{HV} < -580 \text{ cm}$  gewählt. Die untere Grenze des Schnittes liegt deutlich an der Grenze des flachen Untergrundes zum Peak der Target-Ereignisse, die obere Grenze des Schnittes bezeichnet die Stelle des Übergangs des Peaks in ein hier in der logarithmischen Darstellung exponentiell abklingend wirkendes Untergrund-Signal. Der Hintergrund dieser Schnitte (nur jedoch der Schnitt auf die z-Position verwirft hier eine nennenswerte Anzahl an Ereignissen)

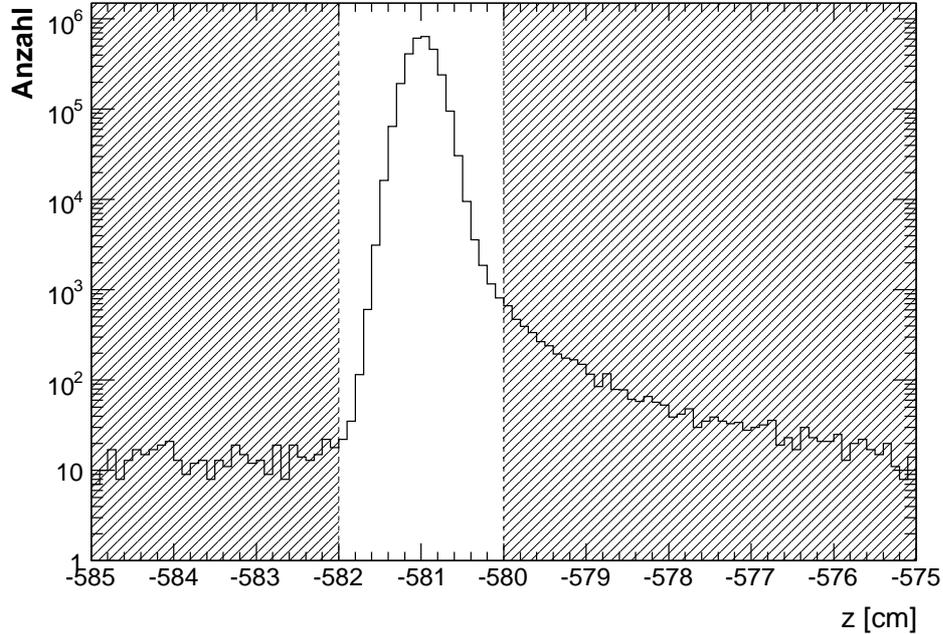


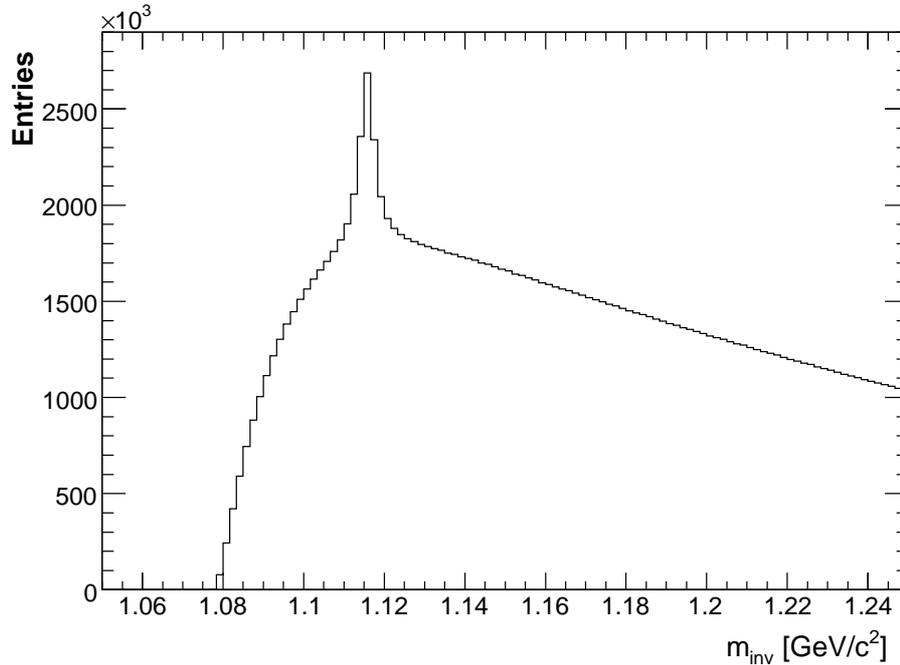
Abbildung 4.3: Position des Hauptvertex bestimmt durch die Anpassung.

ist der, dass der Strahl auch mit Material wechselwirken kann, das nicht aus dem Target stammt; dies können zum Beispiel Gas-Teilchen sein. Mit den hier gewählten Schnitten wird sichergestellt, dass die Wechselwirkung im Target stattfand.

Ein weiteres Qualitätskriterium ist der Schnitt auf den Iflag-Wert des Ereignisses. Der Iflag-Wert gibt an, ob die Anpassung der Position des Hauptvertex an die Extrapolation aller Spuren konvergierte. Er ist null, falls dies so war; andernfalls nimmt er von null verschiedene Werte an. Nur Ereignisse mit einem Iflag-Wert von null wurden akzeptiert, auch dies ist der Standardwert für diesen Schnitt. Weitere Standardschnitte existieren nicht; für die EreignisSelektion wurden auch keine weiteren angewandt. In der Summe wurden so 9.778 Ereignisse verworfen; 2.790.566 Ereignisse überlebten die EreignisSelektion und wurden weiter ausgewertet.

## 4.2 $\Lambda$ -Selektion

In der Analyse von  $V^0$ -Kandidaten bietet sich die invariante Masse als hervorragendes Mittel zur Teilchenidentifikation an. Die invariante Masse des  $V^0$ -Kandidaten wird aus



**Abbildung 4.4:** Invariantes Massenspektrum für alle  $V^0$ -Kandidaten nach der GSI-Methode unter der Massenannahme für die Tochterpartikel eines Lambda-Zerfalls.

den Impulsen der beiden Zerfallstochter und einer Massenhypothese für die beiden Töchter bestimmt:

$$m_{inv}(V^0) = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \quad (4.1)$$

$$\text{mit } E_i = \sqrt{|\vec{p}_i|^2 + m_i^2}, \quad (4.2)$$

wobei  $E_i$ ,  $\vec{p}_i$  und  $m_i$  die Energie, den Impuls und die Masse des  $i$ -ten Tochterpartikels bezeichnen.

Abbildung 4.4 zeigt ein invariantes Massenspektrum unter der Massenannahme für einen  $\Lambda$ -Zerfall aller  $V^0$ -Kandidaten, die mit Hilfe der GSI-Methode (siehe Kapitel 3.2) gefunden wurden. Offensichtlicherweise ist der Untergrund sehr hoch, das Lambda-Signal um die Lambda-Masse  $m_{\Lambda, PDG} = 1,1153683 \pm 0.000006 \text{ GeV}/c^2$  [3] macht nur einen Bruchteil des Untergrundes aus. Inhalt dieses Abschnittes soll sein, Schnitte zu finden, die das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessern, dabei jedoch möglichst wenig Signal verwerfen. Die Vorgehensweise war hierbei, invariante Massenspektren für verschiedene Werte der Schnitte zu bilden, um im invarianten Massenspektrum durch die Anpassung einer Funktion Signal und Untergrund zu bestimmen und so ein objektives Maß für die Qualität des Schnittes zu haben. Alle invarianten Massenspektren

ließen sich gut durch die Summe aus zwei Funktionen beschreiben, eine für das Signal, eine für den Untergrund. Als Funktion zur Beschreibung des Untergrundes fand sich dabei:

$$f_B(m_{inv}) = (1 - \exp(-\frac{m_{inv} - m_{threshold}}{\alpha})) \cdot \sum_{i=0}^3 a_i (m_{inv})^i, \quad (4.3)$$

wobei die hintere Summe ein Polynom dritten Grades darstellt und  $m_{threshold}$  zur Summe aus der Protonen- und der Pionen-Masse gewählt wurde. Dies ergibt Sinn, da aufgrund der Zerfallshypothese keine Teilchenkombination eine niedrigere Masse ergibt. Parameter für die Anpassung waren somit die Koeffizienten  $a_i$  und  $\alpha$ .

Das Signal ließ sich durch eine Breit-Wigner-Verteilung beschreiben:

$$f_S(m_{inv}) = \frac{a \cdot \Gamma^2}{4(m_{inv} - m_{\Lambda, PDG})^2 + \Gamma^2}, \quad (4.4)$$

wobei  $a$  die Signalthöhe und  $\Gamma$  die volle Breite auf halber Höhe des Signals angibt. Bei der Breite des Signals handelt es sich nicht um die natürliche Zerfallsbreite, die über die Lebensdauer des  $\Lambda$  und die Unschärferelation  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$  gegeben wäre, sondern um ein Zusammenspiel aus natürlicher Breite und Detektorauflösung; sie wurde, wie die Signalthöhe  $a$  angepasst.

Die gemachten Schnitte zur Lambda-Selektion lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Einerseits sind dies Eigenschaften die sich nur aus der Kombination beider Tochterspuren ergeben, die Vertex-Schnitte, andererseits die Schnitte, die nur auf eine einzelne Spur angewendet werden, die Spur-Schnitte. Generell ist zu sagen, dass für diese Analyse leider nicht eine einfache Observable wie die Signifikanz berechnet werden konnte, auf dessen Maximum die Schnitte hin gewählt werden konnten. Entscheidend für diese Analyse ist der Fehler der komplett korrigierten Korrelationsfunktion (siehe 5.4) für kleine Impulsunterschiede im Verhältnis zur Höhe über eins dieser. Für die im Folgenden vorgestellten Vertex-Schnitte war die Vorgehensweise, dass alle für viele andere Analysen relevanten Größen, nämlich Signal ( $N_S$ ), Untergrund ( $N_B$ ), Signal zu Untergrund und Signifikanz  $S$ , gleichzeitig betrachtet wurden und versucht wurde, die Schnitte so zu wählen, dass ein möglichst großes Signal, Verhältnis von Signal zu Untergrund und eine möglichst große Signifikanz gleichzeitig erreicht wurde. Die Signifikanz ist dabei ein Maß für das Verhältnis von Signal zu statistischem Fehler des Signals und definiert als:

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{(N_S + N_B)}}. \quad (4.5)$$

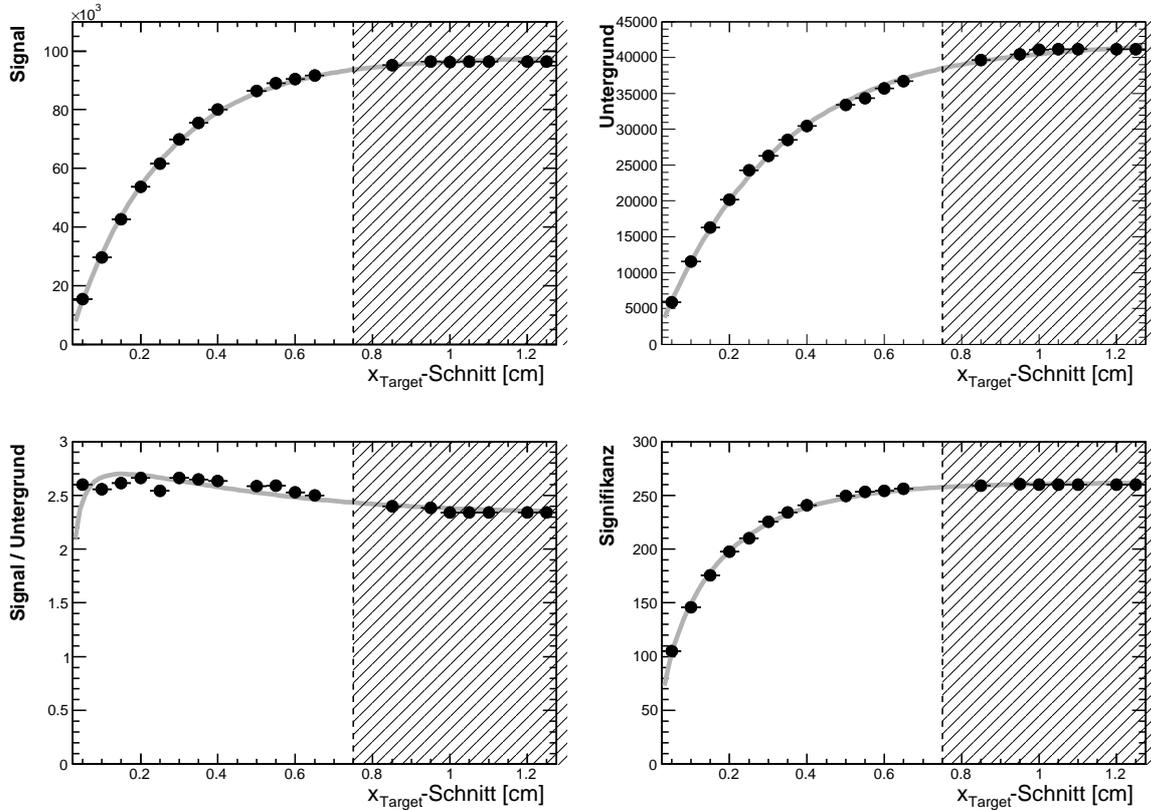


Abbildung 4.5: Signal, Untergrund, Signal zu Untergrund und Signifikanz in Abhängigkeit des Schnitt-Wertes auf  $x_{\text{Target}}$ .

## Vertex-Schnitte

### Impaktparameter - $x_{\text{Target}}$ und $y_{\text{Target}}$

Abbildung 4.5 zeigt die relevanten Größen in Abhängigkeit des Schnitt-Wertes in  $x_{\text{Target}}$ . Der schraffierte Bereich deutet den verworfenen Bereich an, die Punkte repräsentieren die Daten. Für die Darstellung der grauen Linie wurde jeweils eine Funktion  $f_{\text{Schnitt}}(x)$  der Art

$$f_{\text{Schnitt}}(x) = a + b \cdot (1 - \exp(c \cdot x)) \quad (4.6)$$

an die Histogramme des Signals und des Untergrundes angepasst, für die Darstellungen der Linie in den Histogrammen für die Signifikanz und das Verhältnis von Signal zu Untergrund wurde die dargestellte Funktion aus den Funktionen für Signal und Untergrund berechnet. Die perfekte Beschreibung der Daten durch die Funktionen zeigt, dass

der Einfluss des Schnittes genauso wie erwartet ist: Für wachsende  $x_{Target}$ -Werte klingt das Signal ab, schneller als der Untergrund; somit ergibt sich für größere Schnitt-Werte in  $x_{Target}$  ein schlechteres Verhältnis von Signal zu Untergrund jedoch mehr Signal. Der Verlauf der Signifikanz hängt von der Stärke des Anwachsens von Signal und Untergrund in Abhängigkeit von  $x_{Target}$  im Einzelnen ab. Es kann sich ein lokales Maximum ergeben, muss es aber nicht. Für diese Analyse wurde der Schnitt zu

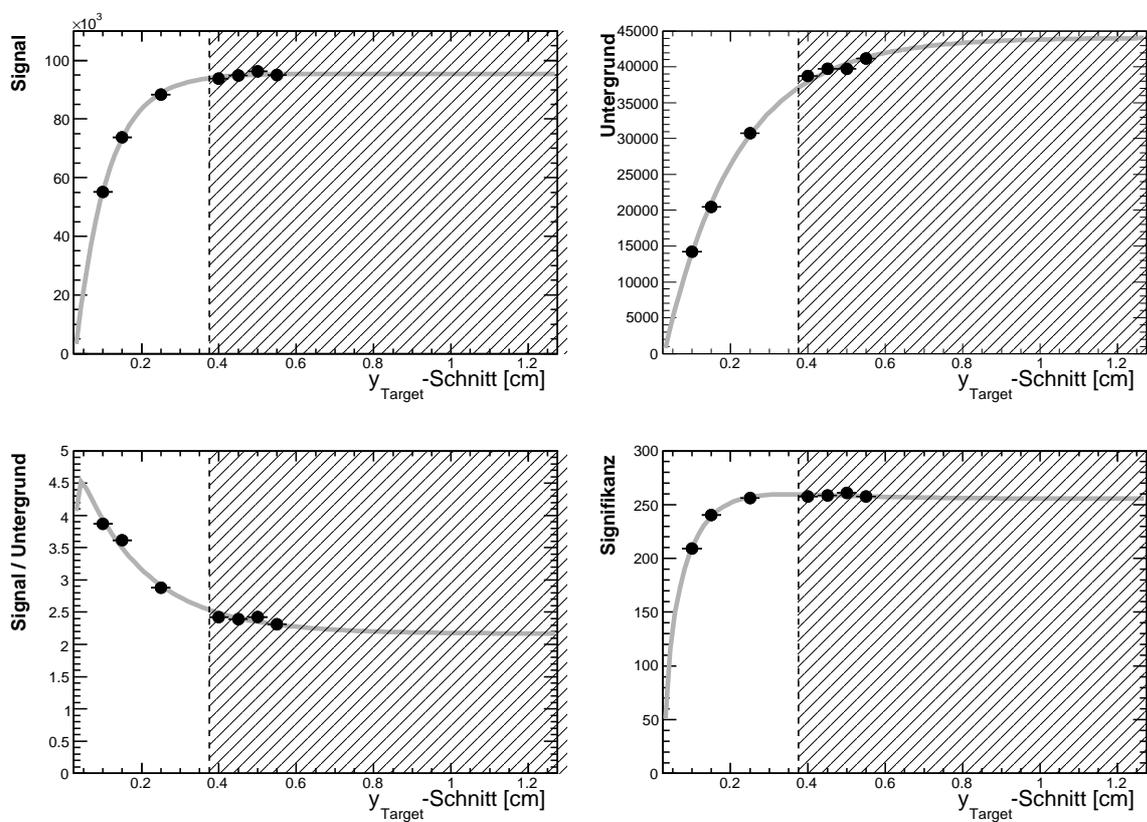
$$x_{Target,meas}(V^0) < 0,75 \text{ cm},$$

wobei  $x_{Target,meas}(V^0)$  den experimentell gemessenen Wert des  $V^0$ -Kandidaten bezeichnen soll, gewählt. In dem hier vorliegenden Fall ergibt sich, dass die Signifikanz für Schnitt-Werte in  $x_{Target}$ , die größer als der für diese Analyse gewählte Schnitt sind, konstant ist. Der Schnitt-Wert wurde ausgewählt, da sich für größere Schnitt-Werte von  $x_{Target}$  kaum mehr Signal finden lässt, sich nur der Untergrund erhöht, die Signifikanz nicht mehr ansteigt und das Verhältnis von Signal zu Untergrund nur schlechter wird. Das ungewöhnliche Verhalten des Verlaufes des Verhältnisses von Signal zu Untergrund für den Bereich des Schnitt-Wertes von  $x_{Target} \leq 0,2 \text{ cm}$  erklärt sich durch eine leichte Asymmetrie der Verteilung. Für Werte von  $0,05 \text{ cm} \leq x_{Target} < 0,1 \text{ cm}$  ergibt sich ein besseres Verhältnis von Signal zu Untergrund als für den Bereich  $0,0 \text{ cm} \leq x_{Target} < 0,05 \text{ cm}$ . Das anscheinend zu niedrige Verhältnis von Signal zu Untergrund für den Schnitt  $x_{Target,meas}(V^0) \leq 0,3 \text{ cm}$  lässt sich durch einen Ausreisser bei der Bestimmung des Untergrundes erklären, hier überinterpretiert die Anpassung des invarianten Massenspektrums den Untergrund. Die leichte Asymmetrie der Verteilung hat jedoch keine Auswirkungen mehr in dem relevanten Bereich für einen Schnitt-Wert in  $x_{Target}$  um  $0,7 \text{ cm}$ , auch ist hier kein Ausreisser vorhanden. Die Datenpunkte folgen voll dem erwarteten Verhalten.

Abbildung 4.6 ist das entsprechende Histogramm zu Abbildung 4.5 für den Schnitt auf den  $y_{Target}$ -Wert. Der gewählte Schnitt-Wert von

$$y_{Target,meas}(V^0) < 0,375 \text{ cm},$$

wobei  $y_{Target,meas}(V^0)$  wieder den experimentell gemessenen Wert des  $V^0$ -Kandidaten bezeichnen soll, erscheint im ersten Moment sehr konservativ, diesen Eindruck vermittelt vor allem das Verhältnis aus Signal und Untergrund: ein etwa zweimal besseres Verhältnis wäre durch eine andere Wahl des Schnittes möglich. Mit dem gewählten Schnitt-Wert wird jedoch nur unmerklich Signal verworfen und dennoch circa 15% des Untergrundes verworfen. Außerdem wird so auf das Maximum der Signifikanz geschnitten.



**Abbildung 4.6:** Signal, Untergrund, Signal zu Untergrund und Signifikanz in Abhängigkeit des Schnitt-Wertes auf  $y_{\text{Target}}$ .

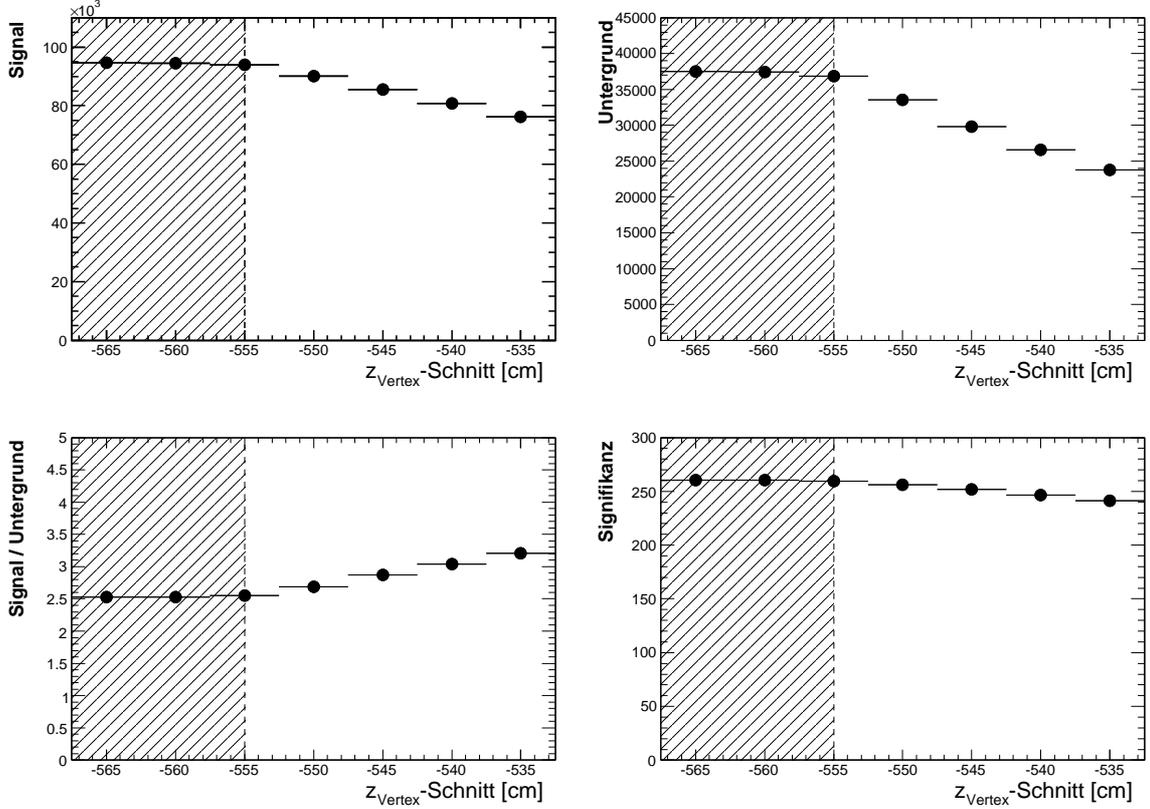


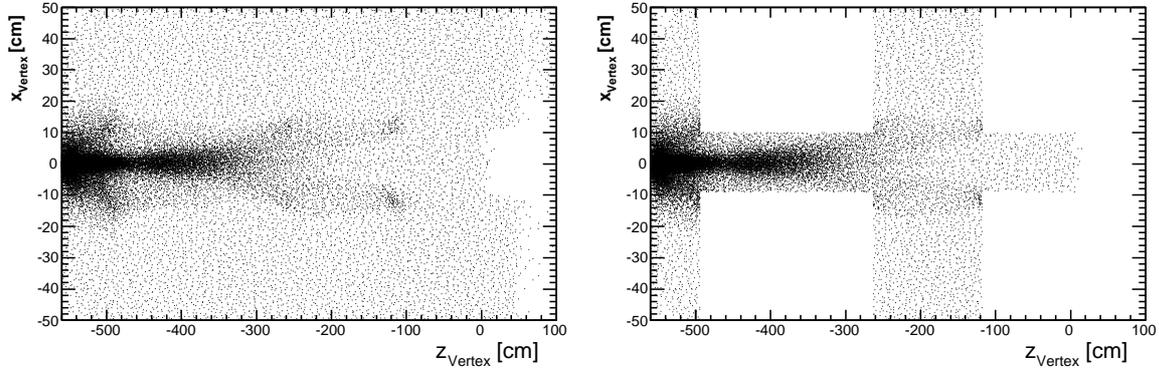
Abbildung 4.7: Signal, Untergrund, Signal zu Untergrund und Signifikanz in Abhängigkeit des Schnitt-Wertes auf  $z_{\text{Vertex}}$ .

### Position des Zerfallsvertex - $z_{\text{Vertex}}$ und $\text{SetOutsideTPC}$

Abbildung 4.7 zeigt das Analogon zu den Abbildung 4.6 und 4.5 für den  $z_{\text{Vertex}}$ -Schnitt. Es zeigt sich, dass ein strikterer als der gewählte Schnitt, der mehr  $V^0$ -Kandidaten verwirft, zwar das Verhältnis von Signal zu Untergrund leicht verbessern, dabei jedoch auch sofort Signal verwerfen würde und gleichzeitig die Signifikanz sinken ließe. Das Kriterium wurde deshalb relativ locker gewählt. Bezeichnet  $z_{\text{Vertex, meas}}$  die  $z$ -Position des Zerfallsvertex, so wurde gefordert:

$$z_{\text{Vertex, meas}} \geq -555 \text{ cm.}$$

Findet ein Zerfall innerhalb des sensitiven Volumens der TPCs statt, so liegen die ersten gemessenen Punkte der beiden Tochterpartikel sehr nah beieinander. Aufgrund der endlichen Zwei-Spur-Auflösung kann nicht mehr unterschieden werden, zu welcher

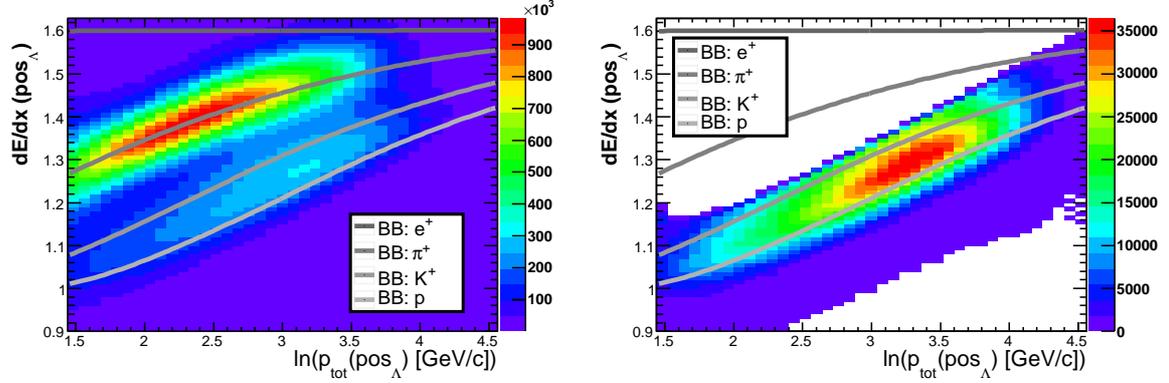


**Abbildung 4.8:** x- und z-Position des Zerfallsvertex der  $V^0$ -Kandidaten nach der GSI-Methode. Ohne *SetOutsideTPC*-Kriterium (links) und mit (rechts).

Spur die ersten Punkte gehören. Es ergibt sich ein falscher Impuls der Tochterteilchen und das Mutterteilchen kann nicht mehr richtig rekonstruiert werden. Abbildung 4.8 zeigt die x- und z-Position des Zerfallsvertex der  $V^0$ -Kandidaten nach der GSI-Methode vor (links) und nach (rechts) der Anwendung des *SetOutsideTPC*-Kriteriums, bei dem alle  $V^0$ -Kandidaten verworfen werden, deren Zerfallsvertex innerhalb des sensitive Volumens einer TPC liegt. Die sensitive Volumina der TPCs sind deutlich als weiße Bereiche in der rechten Abbildung zu erkennen. Auch deutlich wird aber auch, dass der Einfluss dieses Kriteriums gering ist, die meisten Vertices liegen bereits außerhalb der TPC-Volumina. Ein Grund hierfür ist darin gegeben, dass, falls die Tochterimpulse eines zerfallenden Teilchens falsch bestimmt werden, die Extrapolation des Mutterteilchens zurück zum Hauptvertex einen zu großen Impaktparameter ( $x_{Target}$  und  $y_{Target}$ ) ergibt, als dass den Kriterien der GSI-Methode genüge getan würde.

### Andere Vertex-Kriterien

Es wurde der Einfluss weiterer Kriterien untersucht, darunter eine Mindestanforderung an den Wert von  $x1minx2$  oder  $y1miny2$ . Kein untersuchtes Kriterium konnte jedoch den gestellten Ansprüchen bezüglich des Verwerfens von Signal und Untergrund genügen. Die Verteilung des  $x1minx2$ -Wertes zeigt beispielsweise nur einen Peak mit seinem Maximum bei null, auch nach der Anwendung der in diesem Abschnitt 4.2 vorgestellten Schnitte und Kriterien auf die  $V^0$ -Kandidaten. Die Voraussetzungen für die Idee des Schnittes (siehe Abschnitt 3.2) sind somit nicht mehr gegeben.



**Abbildung 4.9:** Spezifischer Energieverlust des positiven Tochterteilchens für alle  $V^0$ -Kandidaten (links) und nach den hier vorgestellten Selektionskriterien, ohne Schnitt auf die invariante Masse (rechts) gegen den natürlichen Logarithmus des Gesamtimpulses des positiven Tochterteilchens. Die Linien bezeichnen den durch die Bethe-Bloch-Formel erwarteten spezifischen Energieverlust für die durch die Legende bezeichneten Teilchen.

## Spur-Schnitte

### Selektion der Lambda-Töchter über ihren spezifischen Energieverlust

Primäre Pionen weisen in den hier verwendeten Ereignissen die größte Multiplizität auf. Abbildung 4.9 zeigt links den spezifischen Energieverlust der positiven Tochterteilchen für alle  $V^0$ -Kandidaten. Die Linien zeigen die Erwartungswerte für die verschiedenen Teilchensorten nach der Bethe-Bloch-Formel, Details zur Bethe-Bloch-Formel lassen sich in [18] oder [19] finden. Zu erkennen ist der Peak der Pionen in rot. Unterhalb diesem tritt ein weiterer hervor, er stammt von den Protonen und Kaonen. Die Breite der beiden einzelnen Peaks der Protonen und Kaonen ist so groß, dass sich kein lokales Minimum zwischen ihnen bildet, sie verschmelzen zu einem einzelnen. Es ist klar zu sehen, dass auch die meisten sekundären Teilchen Pionen sind, die Teilchenselektion über den spezifischen Energieverlust hat also Potential, ihr Hauptaugenmerk muss auf der Pion-Zurückweisung liegen. In der Abbildung rechts ist die gleiche Verteilung nach Anwendung der in diesem Kapitel vorgestellten Selektionskriterien (jedoch ohne Schnitt auf die invariante Masse) zu sehen. Die Selektion über den spezifischen Energieverlust ist eindeutig zu sehen. Verwendet wurde dabei eine Funktion, die abhängig vom Gesamtimpuls des positiven Tochterteilchens den jeweiligen Schnittwert ausgab. Die hervorragende Zurückweisung der Pionen ist in der Abbildung zu sehen.

Aus [20] übernommen wurde ein Schnitt zur Abweisung von Elektronen für die negativen Tochterteilchen. Hierbei wurde an den gemessenen  $dE/dx$ -Wert des negativen Tochterteilchens  $dE/dx$  ( $neg_{\Lambda}$ ) gefordert:

$$dE/dx (neg_{\Lambda}) < dE/dx_{BB}(\pi^{-}) + 0,7 \cdot [dE/dx_{BB}(\pi^{-}) - dE/dx_{BB}(e^{-})],$$

wobei  $dE/dx_{BB}(\pi^{-})$  und  $dE/dx_{BB}(e^{-})$  jeweils für den nach der Bethe-Bloch-Formel erwarteten  $dE/dx$ -Wert stehen. Der Schnitt verwirft jedoch kaum Teilchen und soll nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden.

### Anzahl der gemessenen Punkte

Es wurden nur solche positiven Tochter-Spuren ausgewählt, die mindestens 50 gemessene Punkte aufweisen konnten. Für die negativen Teilchen wurden 30 gemessene Punkte verlangt. Der Unterschied des Kriteriums liegt darin begründet, dass als negative Tochter-Teilchen Pionen selektiert werden sollen, als positive Tochterteilchen Protonen. Pionen haben im Allgemeinen wegen ihrer niedrigeren Masse ( $m_{\pi^{-}} = 140$  MeV,  $m_p = 938$  MeV) nur eine kürzere Spurlänge im Detektor. Durch die geforderte Mindestanzahl an gemessenen Punkten wird die Qualität der Spur sichergestellt.

### Verhältnis der Anzahl gemessener Punkte zur Anzahl potentieller Punkte

Ein Problem sind sogenannte *split tracks*. Während der Rekonstruktion kann es passieren, dass die Spurpunkte, die von nur einem physikalischen Teilchen stammen, in zwei Spuren rekonstruiert werden. Abbildung 4.10 veranschaulicht ein Beispiel. Die hier dargestellte Situation ist folgende: Alle in der Abbildung mit einem x bezeichneten Spurpunkte stammen von nur einem realen Teilchen, da sie aber ein wenig streuen, werden zwei Spuren rekonstruiert, hier mit jeweils der Hälfte der Spurpunkte. Das Problem ist der Einfluss auf die Korrelationsfunktion. Bei dem Beispiel aus Abbildung 4.10 werden zwei Vertices rekonstruiert. Einer aus der Kombination des Pions ( $\pi^{-}$  in der Abbildung) mit dem ersten *split track*-Proton ( $p_1$  in der Abbildung) und ein Vertex aus der Kombination des Pions und des zweiten *split track*-Protons ( $p_2$  in der Abbildung). Beide Vertices haben fast die gleichen Eigenschaften. War der so rekonstruierte  $V^0$ -Kandidat ein mit einem primären Proton korreliertes Lambda, so wird diese Korrelation durch die *split tracks* künstlich überhöht.

*Split tracks* können jedoch durch einen simplen Schnitt abgewiesen werden. Sowohl

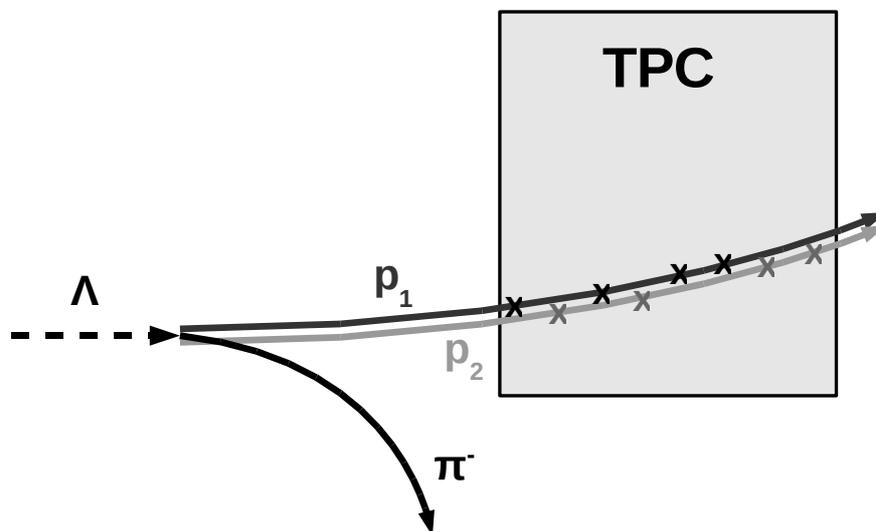
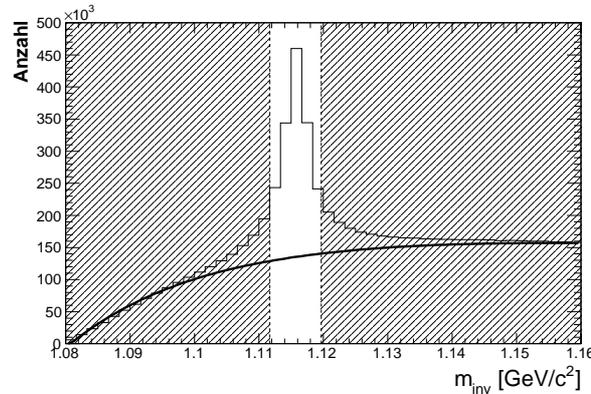


Abbildung 4.10: Darstellung zur Entstehung eines *split track*, siehe Text.

für die positiven als auch für die negativen Tochterpartikel der  $V^0$ -Kandidaten wurde gefordert, dass ihr Verhältnis von gemessenen Punkten  $N_{Point}$  zu potentiellen Punkten  $N_{PotPoint}$  größer als 50% ist.

## Selektion über die invariante Masse

Es wurde ein Schnitt von  $\pm 0,004 \text{ GeV}/c^2$  um die Masse des Lambda durchgeführt. Das Signal erstreckte sich zwar weiter, jedoch wäre bei einer Selektion über einen weiteren Bereich der invarianten Masse wieder mehr kombinatorischer Untergrund in der Auswahl enthalten. Abbildung 4.11 zeigt das invariante Massenspektrum mit allen bisher vorgestellten Schnitten, ohne Schnitt auf die invariante Masse (die im Folgenden vorgestellte Cleaning-Prozedur verbessert das Verhältnis von Signal zu Untergrund weiter).

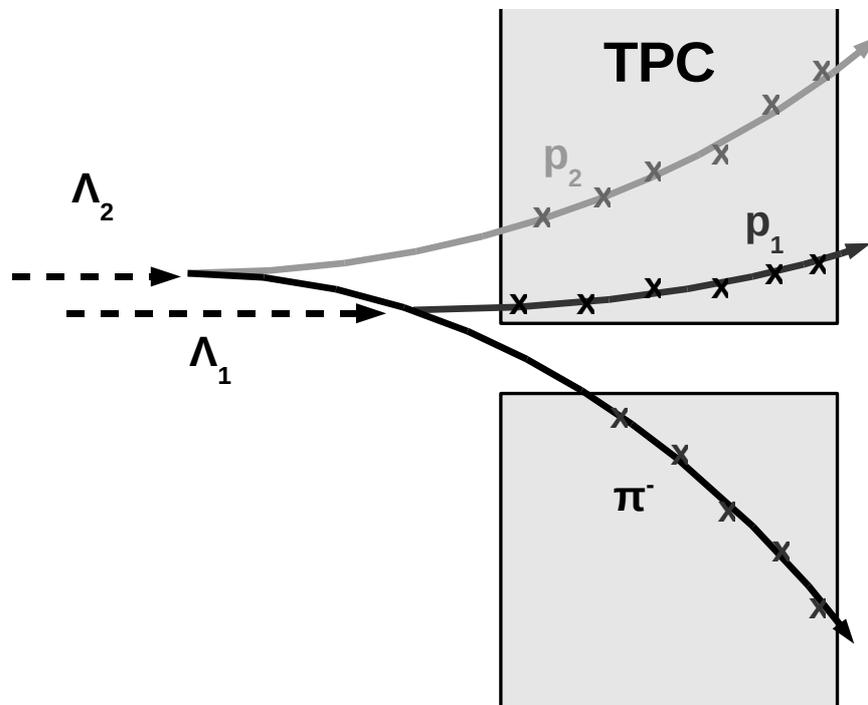


**Abbildung 4.11:** Darstellung des Schnittes auf die invariante Masse: Der gesamte schraffierte Bereich außerhalb des  $\pm 0,004 \text{GeV}/c^2$  schmalen Massen-Fensters wird verworfen.

## Cleaning-Prozedur

Es kann dazu kommen, dass eine negative Spur zweimal jeweils mit einer positiven Spur zu einem  $V^0$ -Kandidaten verknüpft wird. Abbildung 4.12 stellt eine solche Situation dar: Die Kombination des Pions ( $\pi^-$ ) mit dem ersten Proton ( $p_1$ ) als auch die Kombination mit dem zweiten Proton ( $p_2$ ) übersteht die Selektionskriterien, es entstehen zwei  $V^0$ -Kandidaten ( $\Lambda_1$  und  $\Lambda_2$ ). Die nun vorliegende Situation ist jedoch vollkommen unphysikalisch. Deshalb wurde ein Kriterium eingeführt um solch einen Zustand zu vermeiden: die Cleaning-Prozedur.

Als erstes muss die in Abbildung 4.12 vorliegende Gegebenheit erkannt werden. Hierzu wurde auf Informationen des *rtrack* zurückgegriffen. Unter *rtrack*-Informationen sind all jene zusammenzufassen, die unabhängig von der Vermutung des Ursprungs des Teilchens sind (siehe Kapitel 3). Egal ob das in Abbildung 4.12 dargestellte Pion vom Hauptvertex, vom Zerfallsvertex des  $\Lambda_1$  oder vom Zerfallsvertex des  $\Lambda_2$  stammt, die *rtrack*-Informationen sind gleich. Als zu vergleichende *rtrack*-Information ausgewählt wurde die Position des ersten und des letzten gemessenen Punktes. Jeweils für alle positiven und alle negativen Tochter Spuren wurden diese Positionen verglichen. Betrag der Abstand des ersten gemessenen Punktes der einen Tochterspur zum ersten gemessenen Punkt der anderen Tochterspur weniger als 0,001 cm, so wurde festgestellt, dass einer der beiden zu den Tochterspuren gehörenden Vertices verworfen werden musste. Das Gleiche galt für die Position des letzten gemessenen Punktes. In bisherigen Studien (zum Beispiel [22]) wurde als Kriterium ein Abstand von 2 cm gewählt. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass dadurch auch Paare selektiert wurden, deren Tochterspuren



**Abbildung 4.12:** Darstellung zur Cleaning-Prozedur: Nur ein  $V^0$ -Zerfallsvertex ist physikalisch möglich. Die Cleaning-Prozedur beseitigt einen solch dargestellten unphysikalischen Fall.

nicht identisch waren (um dies zu beurteilen, wurden andere *rtrack*-Informationen der Spuren verglichen). Der untersuchte Abstand sollte für von nur einem realen Teilchen stammende Spuren null sein. Der Wert 0,001 cm wurde gewählt um Rundungsschwierigkeiten der Computer zu umgehen.

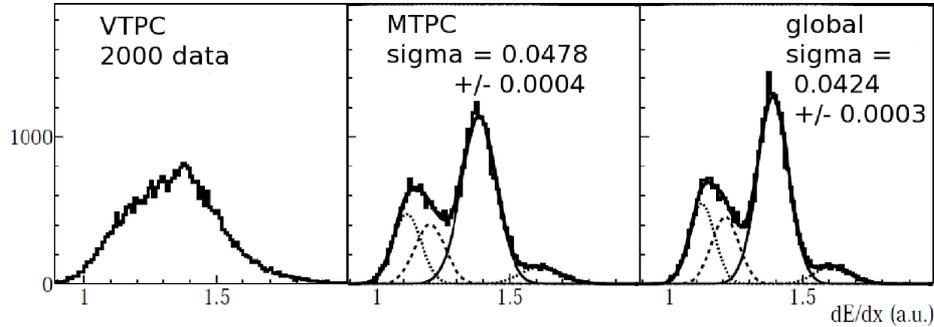
Nachdem erkannt war, dass ein  $V^0$ -Kandidat verworfen werden musste, ging es darum, zu entscheiden, welcher der beiden dies sein sollte. Hierzu wurden verschiedene Kriterien betrachtet. Kein untersuchtes Kriterium stellt sicher, dass kein echtes Lambda verworfen wird; am meisten Signal wurde jedoch erhalten, wenn der  $V^0$ -Kandidat behalten wurde, dessen Wurzel aus der quadratischen Summe der Impaktparameter

$$r_{Target} = \sqrt{x_{Target}^2 + y_{Target}^2}$$

am geringsten war. Da die Cleaning-Prozedur statistisch gesehen mehr Teilchen verwirft, wenn sie auf mehr Teilchen angewandt wird, wurde sie nur auf das  $\pm 0,004 \text{ GeV}/c^2$  breite Massenfenster angewandt.

### 4.3 Selektion der primären Protonen

Die verwendeten Schnitte für die Selektion der primären Protonen waren zuallererst die Standard-Schnitte für Blei-Blei-Kollisionen für primäre Teilchen. Dies sind ein Impaktparameter in x-Richtung  $b_x$  von weniger als 5 cm, ein Impaktparameter in y-Richtung  $b_y$  von weniger als 2 cm und ein Verhältnis von gemessenen zu potentiellen Punkten, das größer sein muss als 0,3. Weiter wurde gefordert, dass es sich um positiv geladene Teilchen handelt und dass sie mindestens 50 gemessene Punkte aufweisen, von denen mindestens 10 in den MTPCs liegen. Durch die Festlegung auf MTPC-Spuren ergeben sich mehrere Vorteile. Zum einen ist dies die Impulsauflösung: In den feldfreien MTPCs verlaufen die Spuren gerade, durch die einfache Anpassung einer Geraden an die gemessenen Spurpunkte in den MTPCs und der Festlegung des Hauptvertex als Ursprung kann der Impuls gut bestimmt werden. Zum anderen ergibt sich ein Vorteil bei der Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust  $dE/dx$ : Die meisten NA49-Analysen, die den  $dE/dx$ -Wert zur Identifikation der Teilchen verwenden, basieren auf dem gemessenen Energieverlust in den MTPCs. Ein Grund dafür ist, dass die Messung des Energieverlustes in der MTPC mit einer Länge von 4 m überwiegt gegenüber der Messung in der VTPC mit einer Länge von 2 m. Daraus resultierend sind die Eigenschaften der MTPCs bestens verstanden und die Korrekturen der Messung des spezifischen Energieverlustes optimisiert auf die Leistung in den MTPCs. Der globale



**Abbildung 4.13:**  $dE/dx$ -Verteilung für  $dE/dx$ -Werte der VTPCs (links) der MTPCs (mitig) und das globale  $dE/dx$  (rechts) für den hier verwendeten Datensatz 01I für eine Selektion positiver Teilchen, “sigma” bezeichnet hierbei die Breite der den Daten angepassten Gaußfunktionen, also ein Auflösungsvermögen des Detektors. Abbildung entnommen aus [19].

$dE/dx$ -Wert (also die Kombination aus dem in den VTPCs und MTPCs gewonnen Wert) wurde in NA49 nicht oft verwendet, da wichtige Korrekturen routinemäßig für die VTPCs nicht eingebunden waren. Sie wurden für den hier analysierten Datensatz jedoch eingefügt. Eine detaillierte Studie der Teilchenselektion über den spezifischen Energieverlust findet sich in [19]; Abbildung 4.13 ist daraus entnommen und zeigt die  $dE/dx$ -Spektren für die VTPCs, MTPCs und das globale  $dE/dx$ . Wie zu erkennen ist, unterscheiden sich die beiden rechten Spektren kaum, einzig die Trennung der Teilchenspezies mit Hilfe des aus den VTPCs gewonnen  $dE/dx$ -Wertes erscheint schwierig. Die Schlussfolgerung für diese Arbeit soll sein, dass für eine Diskriminierung der einzelnen Teilchenspezies das  $dE/dx$  der MTPCs verwendet werden kann oder das globale, solange hier sichergestellt ist, dass ein  $dE/dx$  aus einer MTPC existiert. Mit Hilfe des Kriteriums für die Selektion der primären Protonen, dass 10 Punkte in den MTPCs gefordert werden, ist dies sichergestellt.

Außerdem wurde weitergehend gefordert, dass das Verhältnis der Anzahl gemessener Spurpunkte zur potentiellen Anzahl von Spurpunkten mindestens 0,55 betragen musste, um die in Abschnitt 4.2 beschriebenen *split tracks* auszuschließen.

## 4.4 Mixed Events, Generierung der experimentellen Korrelationsfunktion

Abbildung 4.14 zeigt links die Anzahl der Proton-Lambda-Paare in Abhängigkeit des Impulsunterschiedes  $q_{inv}$  in echten Ereignissen, mit

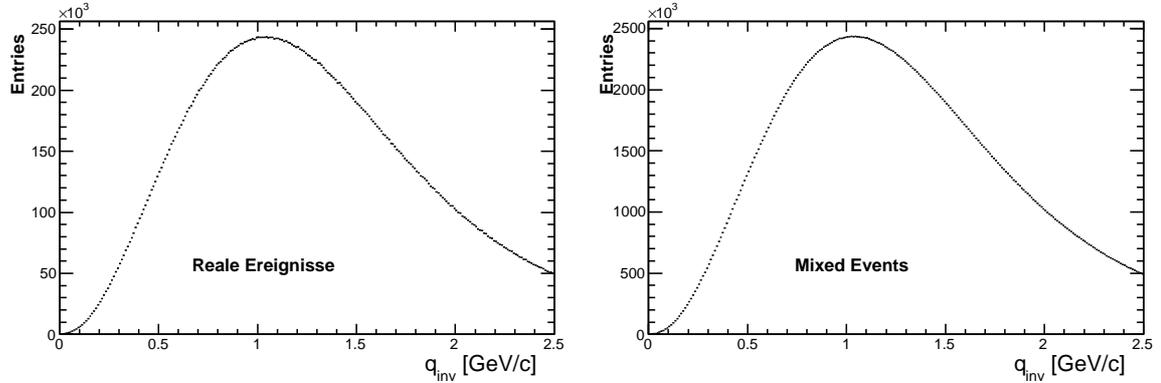
$$q_{inv} = |\vec{p}_\Lambda - \vec{p}_p|,$$

wobei  $\vec{p}_\Lambda$  und  $\vec{p}_p$  den Impuls des Lambda beziehungsweise des Protons im Ruhesystem des Paares bezeichnet. Der Effekt der starken Wechselwirkung zwischen den Protonen und Lambdas bewirkt, dass mehr Proton-Lambda-Paare für kleine Wert von  $q_{inv}$  ( $q_{inv} \lesssim 0,1 \text{ GeV}/c$ ) zu finden sind. In Abbildung 4.14 links lässt sich der Effekt jedoch nicht erkennen, dominant sind andere Effekte. Um den Einfluss der starken Wechselwirkung zu untersuchen, werden deshalb sogenannte Mixed Events verwendet. Sie bestehen aus Teilchen, die aus unterschiedlichen Ereignissen stammen. Bis auf die Zwei-Teilchen-Effekte zwischen den Protonen und den Lambdas sind alle Effekte auch in den Mixed Events präsent. In der NA49-Software wurde eine Klasse geschaffen, mit der diese Mixed Events erzeugt werden können, sie speichert eine Anzahl an Teilchenlisten aus echten Ereignissen. Ein Mixed Event ist nun die Kombination von Lambdas mit ihren jeweiligen Tochterpartikeln aus einem Ereignis und Protonen aus einem anderen. Abbildung 4.14 zeigt die Anzahl der Proton-Lambda-Paare in Abhängigkeit von  $q_{inv}$  für Mixed Events auf der rechten Seite. Es wurden zehnmal so viele Mixed Events wie reale Ereignisse generiert, sodass der statistische Fehler überwiegend von den realen Ereignissen herrührt.

Die Korrelationsfunktion  $C_2(q_{inv})$  ergibt sich aus einer Division der Verteilung der Anzahl der Proton-Lambda-Paare in Abhängigkeit ihres Impulsunterschiedes in echten Ereignissen  $S(q_{inv})$  durch die Verteilung der Paare in Mixed Events  $B(q_{inv})$ . Da mehr Mixed Events als reale Ereignisse verwendet wurden, stellt sich die Frage nach der Normalisierung. Wie in anderen Korrelationsmessungen (z.B. [12], [17]) wurde auch hier die Korrelationsfunktion auf eins für große Impulsdifferenzen normiert. Dazu wurde die Normalisierungskonstante  $n$  an den Quotienten  $\frac{S(q_{inv})}{B(q_{inv})}$  im Bereich  $q_{inv} > 0,5 \text{ GeV}/c$  angepasst. Somit ergibt sich:

$$C_2(q_{inv}) = \frac{S(q_{inv})}{B(q_{inv})} \cdot n. \quad (4.7)$$

Gemessen wurden die Verteilungen, wie in Abbildung 4.14 zu sehen, bis zu einem



**Abbildung 4.14:** Verteilung der Proton-Lambda-Paare in Abhängigkeit von  $q_{inv}$  für reale Ereignisse und Mixed Events.

Impulsunterschied von  $q_{inv} = 2,5 \text{ GeV}/c$ .

Eine Möglichkeit der Beschreibung der Korrelation ist die Anpassung einer Gaußfunktion:

$$C_{2,Gauss}(q_{inv}) = 1 + \lambda e^{-q_{inv}^2 R^2}, \quad (4.8)$$

wobei  $\lambda$  der  $\lambda$ -Parameter und  $R$  der Radiusparameter ist. Diese Funktion hat ihren Ursprung in der HBT-Analyse (siehe zum Beispiel [23]). Betrachtet wird hierbei der Fall einer chaotischen, gaußförmigen, statischen Quelle. Hier ist für Bosonen ohne Kontamination der  $\lambda$ -Parameter eins. In der HBT-Analyse ist er somit Maß für die Kontamination der Bosonen und die Kohärenz der Quelle. Der Radiusparameter  $R$  beschreibt die inverse Breite der Korrelation und kann direkt mit dem Radius der Quelle verknüpft werden.

Im Fall der Proton-Lambda-Korrelation ist die Höhe der Korrelation nicht nur von der Kontamination der untersuchten Teilchen abhängig, sondern auch von der Quellengröße (siehe Kapitel 1.4, insbesondere Abbildung 1.2). Dennoch wird die Korrelation durch eine Gaußfunktion beschrieben. Zur Extraktion eines Quellenradius soll ein Modell verwendet werden, das die Proton-Lambda-Interaktion simuliert. Zur Beschreibung einfacher Einflüsse auf die Korrelation genügt jedoch die Beschreibung durch die Funktion  $C_{2,Gauss}$  nach Gleichung 4.8.

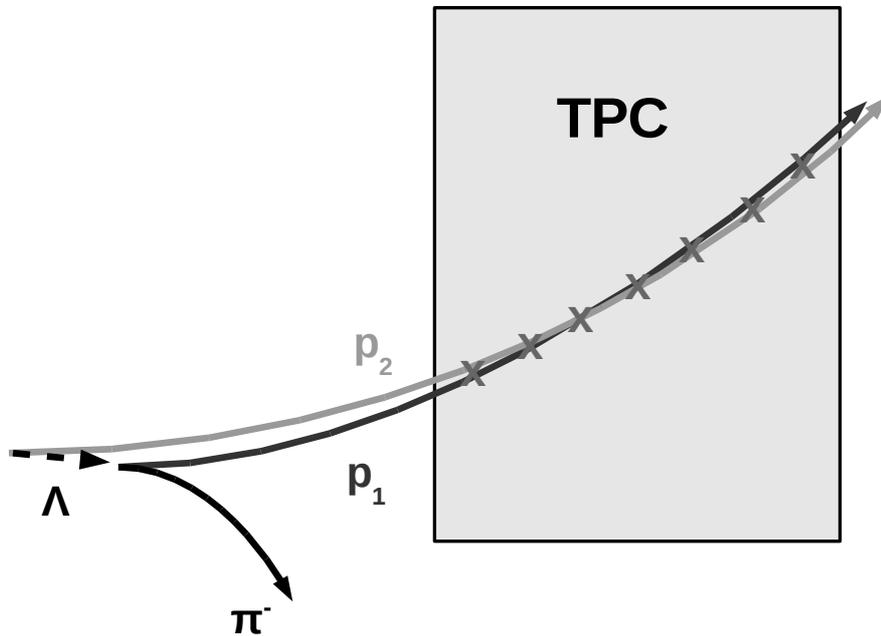


Abbildung 4.15: Darstellung zur möglichen Autokorrelation eines *rtrack*.

## 4.5 Zwei-Teilchen-Schnitte

Es wurden in dieser Analyse zwei Zwei-Teilchen-Schnitte durchgeführt. Dies waren ein Schnitt zur Vermeidung der Autokorrelation eines *rtrack* und ein Schnitt aufgrund der endlichen Zweispurauflösung.

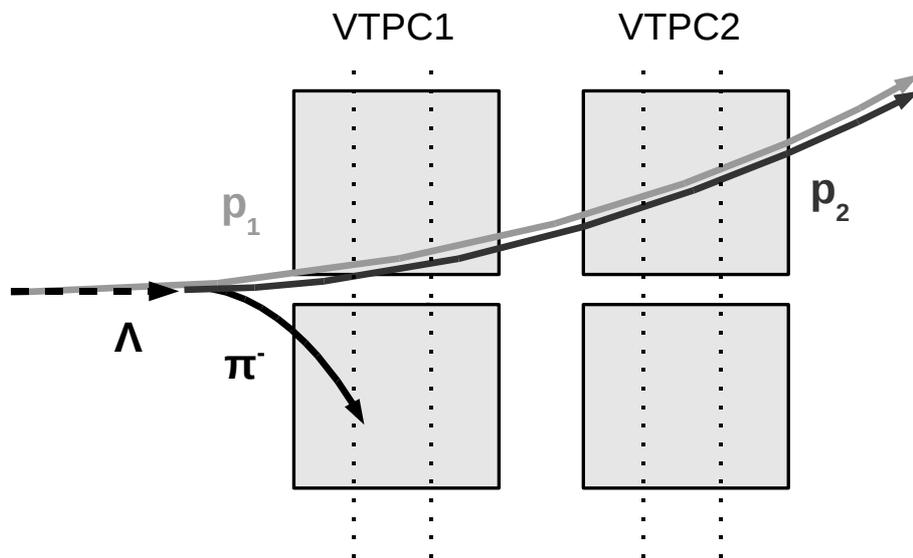
### Vermeidung der Autokorrelation eines *rtrack*

Ein *rtrack* kann mehrmals in der Liste der sekundären Spuren auftreten (deshalb die Cleaning-Prozedur, siehe Abschnitt 4.2) und einmal in der Liste der primären Spuren. Es ist daher möglich, dass eine Spur als positive Tochterspur des  $V^0$ -Kandidaten auftritt, als auch in der Selektion der primären Spuren. Abbildung 4.15 veranschaulicht diese Situation: Aus nur einem *rtrack*, der hier durch die "X" dargestellt sein soll, entstehen zwei Spuren, eine primäre (in der Abbildung  $p_2$ ) und eine sekundäre (in der Abbildung  $p_1$ ). Die Spuren  $p_1$  und  $p_2$  weisen einen sehr ähnlichen Impuls auf. Da das Zerfallsproton des Lambda den Großteil des Impulses des Lambda trägt, würde es so

zu einer Autokorrelation kommen, die unerwünscht die Proton-Lambda-Korrelation beeinflussen könnte. Ausserdem wird dieser Zusammenhang zwischen der primären Spur und der sekundären durch die Mixed Events nicht reproduziert. Es musste also ein Weg gefunden werden, diesen Effekt zu behandeln. Dieser wurde gefunden, indem die Situation, dass ein *rtrack* sowohl in der Auswahl der positiven Tochterspuren als auch in der Auswahl der primären Spuren auftritt, nicht zugelassen wurde. Um zu erkennen, dass die Situation vorlag, wurde die Methode der Cleaning-Prozedur verwendet: Die Positionen der ersten und der letzten gemessenen Punkte wurde für jede Kombination aus selektierter primärer Spur einerseits und positiver Tochterspur eines selektierten  $V^0$ -Kandidaten andererseits verglichen. War ihr Abstand kleiner als 0,001 cm, so wurde die primäre Spur verworfen. Hier ist ein Unterschied zur Cleaning-Prozedur auszumachen, da immer die primäre Spur verworfen wurde unabhängig der Qualität der Spuren oder der Eigenschaften des Vertex. Der Grund hierfür liegt in der viel geringeren Statistik der Lambda-Auswahl. Pro Ereignis überlebt durchschnittlich weniger als ein  $V^0$ -Kandidat die Selektion, bei den primären Spuren sind dies mehr als zehn. Unter der Voraussetzung, dass die absolute Anzahl der verworfenen Teilchen unabhängig davon ist, ob das Proton oder das Lambda verworfen wird, erhält man so eine größere Anzahl an Proton-Lambda-Paaren.

## Endliche Zweispuraufösung

Aufgrund der endlichen Zweispuraufösung kommt es dazu, dass Spuren verschmelzen. Physikalisch durchliefen zwei Teilchen den Detektor, aufgrund ihrer Nähe in Impulsraum und Raumzeit wurde jedoch nur eine Spur rekonstruiert. Der erwartete Einfluss der endlichen Zweispuraufösung auf die Korrelationsfunktion ist der, dass sie die Korrelation abschwächen wird. Abbildung 4.16 veranschaulicht dies. Dargestellt ist ein Lambda ( $\Lambda$  in der Abbildung), das in zwei Tochterteilchen zerfällt (in der Abbildung  $p_1$  und  $\pi^-$ ), ein primäres Proton ( $p_2$ ), die Vertex-TPCs (graue Boxen) und die vier Ebenen in den VTPCs (gestrichelte Linien), in denen der Abstand der Teilchen bestimmt wird. Durchfliegen das Zerfallsproton des Lambda und das primäre Proton einen weiten Weg durch die Detektoren mit einem geringen mittleren Abstand, so verlaufen ihre Trajektorien annähernd parallel, wodurch sich ein ähnlicher Impuls der beiden Teilchen ergibt. Wie bereits in in diesem Abschnitt erwähnt, trägt das Zerfallsproton des Lambda den Großteil des Impulses des Lambda. Somit ergibt eine Korrelation der beiden positiven Spuren im Ortsraum eine Korrelation im Impulsraum zwischen dem



**Abbildung 4.16:** Zur Veranschaulichung des Einflusses der endlichen Zweispurauflösung auf die Korrelationsfunktion, siehe Text.

primären Proton und dem Lambda.

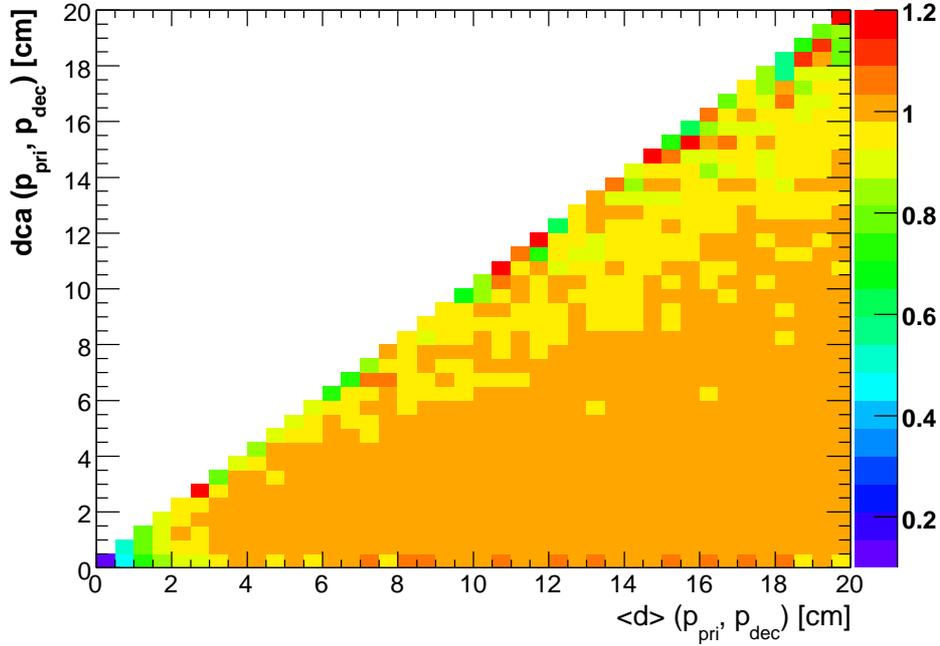
In Mixed Events gibt es keine endliche Zweispurauflösung, die die Rekonstruktionseffizienz beeinflusst; da die untersuchten Teilchen aus verschiedenen Ereignissen stammen, können sie sich nicht gegenseitig beeinflussen. Die endliche Zweispurauflösung vermindert also die Anzahl gefundener Proton-Lambda-Paare für kleine Impulsunterschiede  $q_{inv}$  in realen Ereignissen, nicht in Mixed Events. Die Korrelationsfunktion, die sich aus der Division dieser Verteilungen ergibt, wird somit erniedrigt. Da die verschmolzenen Spuren einfach verschwinden und nicht nur mit einem anderen Impuls rekonstruiert werden, sollte sich nur eine Veränderung der Höhe, nicht der Breite der Korrelationsfunktion ergeben.

Die Präsenz des Effektes der endlichen Zweispurauflösung für das NA49-Experiment ist bekannt; für primäre Teilchen wurde gefunden, dass die endliche Zweispurauflösung die Rekonstruktionseffizienz ab einem mittleren Abstand der beiden Spuren von circa 1,5 cm beeinflusst [21]. Eine spätere Studie im Rahmen einer Korrelationsmessung primärer Pionen ergab, dass für die dort untersuchte Korrelationsfunktion ein minimaler Abstand der beiden Spuren entscheidend ist und die Forderung eines minimalen Abstandes der Spuren von mehr als 2 cm alle Effekte der endlichen Zweispurauflösung auf die Korrelationsfunktion ausschließt [17].

Für diese Arbeit wurde der mittlere Abstand zweier Spuren bestimmt, indem die untersuchten Teilchen anhand ihres Startvertex und ihres Impulses durch das Magnetfeld propagiert wurden. Dabei wurde der Abstand der beiden Spuren in sechs vorher definierten vertikalen Ebenen, von denen sich je zwei in der VTPC1, der VTPC2 und den MTPCs befanden, berechnet; dieser soll im Folgenden  $d_i$  bezeichnet werden. Der minimale Abstand  $dca$  ergibt sich nun aus dem Minimum dieser sechs Werte, der mittlere Abstand  $\langle d \rangle$  aus ihrem Mittelwert:

$$\begin{aligned} dca &= \min(d_i), \\ \langle d \rangle &= \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n d_i. \end{aligned}$$

Für diese Analyse ergab sich eine weitere Frage, nämlich welche Spuren zu vergleichen seien. Deshalb wurde für beide Kombinationsmöglichkeiten: primäre Spur - positive Tochterspur und primäre Spur - negative Tochterspur die Anzahl der Proton-Lambda-Paare in echten Ereignissen und in Mixed Events zweidimensional differentiell für die diskutierten relevanten Größen, den mittleren und den minimalen Abstand, bestimmt. Diese Anzahl soll im Folgenden  $N_{pair,real}(\langle d \rangle, dca)$ , beziehungsweise  $N_{pair,mixed}(\langle d \rangle, dca)$



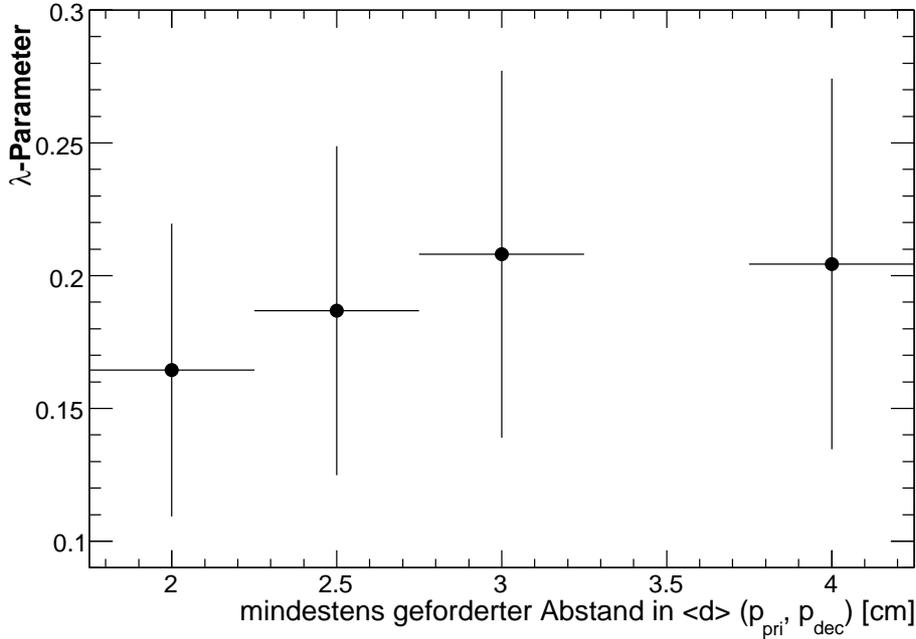
**Abbildung 4.17:**  $r_{ttr}$  (Definition siehe Text) gegen den minimalen Abstand  $dca$  und den mittleren Abstand  $\langle d \rangle$  für die Kombination der primären Spur und der positiven Tochterspur.

bezeichnet werden. Der Effekt wird deutlich, wenn die Größe  $r_{ttr}(\langle d \rangle, dca)$ ,

$$r_{ttr}(\langle d \rangle, dca) = \frac{N_{pair,real}(\langle d \rangle, dca)}{N_{pair,mixed}(\langle d \rangle, dca)} \cdot c_{scale},$$

$$c_{scale} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{N_{pair,mixed}(\langle d \rangle, dca)}{N_{pair,real}(\langle d \rangle, dca)} d\langle d \rangle ddca,$$

gegen die Abstände  $\langle d \rangle$  und  $dca$  aufgetragen wird. Die Größe  $r_{ttr}$  ist dabei ein Maß für den Einfluss der endlichen Zweispurauflösung auf die Rekonstruktionseffizienz. Sie ist eins, wenn kein Einfluss vorliegt und sinkt auf null, wenn durch die endliche Zweispurauflösung für die gegebenen Abstände die beiden untersuchten Spuren in echten Ereignissen immer zu einer verschmelzen. Die Idee der zweidimensionalen Darstellung stammt dabei aus [17], dort wurde beobachtet, dass  $r_{ttr}$  für einen gegebenen Wert von  $\langle d \rangle$  nicht unabhängig vom Wert von  $dca$  ist. Als erstes wurden die Abstände der primären Spur und der positiven Tochterspur  $\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$  und  $dca(p_{pri}, p_{dec})$  untersucht. Abbildung 4.17 zeigt diese zweidimensionale Darstellung. Eindeutig zu sehen ist, dass der Wert von  $r_{ttr}$  deutlich unter eins fällt für kleine Werte von  $\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$ .



**Abbildung 4.18:**  $\lambda$ -Parameter gegen mindestens geforderten Abstand in  $\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$ .

Die obere Grenze des Einflusses der Zweispurauflösung in  $\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$  liegt zwischen 2 cm und 4 cm. Zwei weitere interessante Bereiche lassen sich ausmachen: Für Werte  $dca(p_{pri}, p_{dec}) \geq 0,7 \cdot \langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$  und  $dca(p_{pri}, p_{dec}) < 0,5$  cm ergeben sich Fluktuationen in  $r_{ttr}$ .

Um den Einfluss auf die Korrelationsfunktion zu untersuchen wurden verschiedene Schnitte gemacht und für die daraus folgenden Selektionen die Korrelationsfunktion der Proton-Lambda-Paare nach Gleichung 4.7 gebildet und mit einer Gaußfunktion nach Gleichung 4.8 angepasst. Zunächst wurde gefordert, dass ein Mindestwert in  $\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$  erfüllt werden musste. Variiert wurde dabei das Kriterium von 2 cm bis 4cm. Wie erwartet veränderte sich nur die Höhe der Korrelationsfunktion, nicht die Breite. Abbildung 4.18 stellt den  $\lambda$ -Parameter, ein Maß für die Höhe der Korrelationsfunktion (siehe Gleichung 4.8), in Abhängigkeit des Schnittwertes in  $\langle d \rangle$  dar. Man sieht, dass der  $\lambda$ -Parameter erst ansteigt um dann zu saturieren. Genau dies wurde erwartet. Proton-Lambda-Paare, bei denen  $\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec}) < 3,0$  cm ist, sind von der endlichen Zweispurauflösung betroffen; sie senkt die Korrelation. Für die weitergehende Analyse wurde demnach ein Mindestabstand

$$\langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec}) > 3,0 \text{ cm}$$

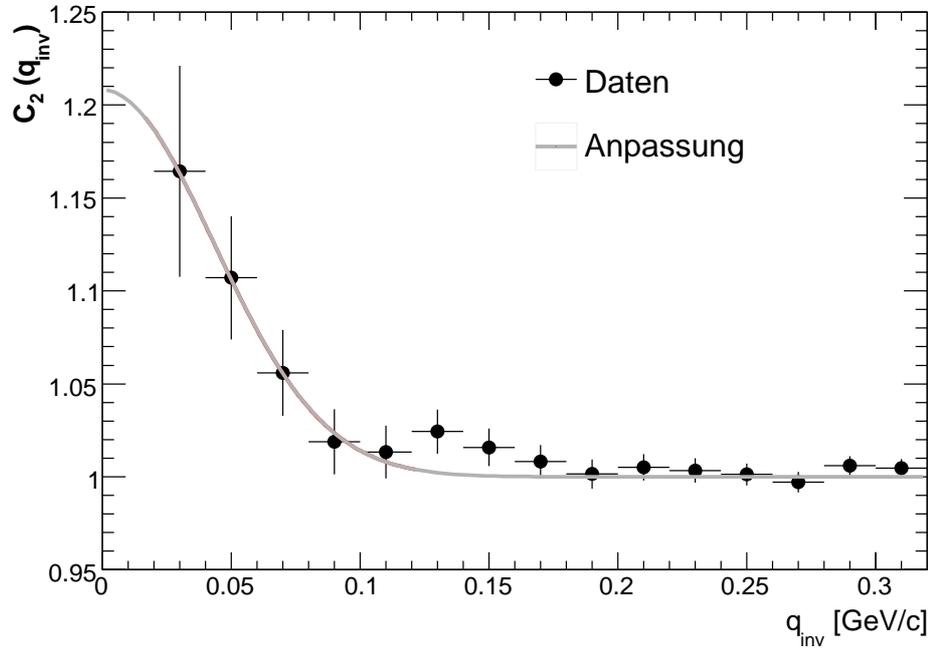


Abbildung 4.19: Die unkorrigierte Korrelationsfunktion.

gefordert, um einen Einfluss der Zweispurauflösung auszuschließen.

Die anderen Bereiche ( $dca(p_{pri}, p_{dec}) \geq 0,7 \cdot \langle d \rangle(p_{pri}, p_{dec})$  und  $dca(p_{pri}, p_{dec}) < 0,5$  cm) wurden ebenso mit der gleichen Methode untersucht, jedoch war schon der statistische Fehler von  $r_{ttr}$  in diesen Bereichen groß. Es konnte kein Einfluss eines Ausschließens dieser Bereiche auf die Korrelationsfunktion gefunden werden. Das gleiche Bild ergab sich für den Mindestabstand der primären Spur zur negativen Tochterspur  $dca(p_{pri}, \pi_{dec})$ : Auch hier waren Fluktuationen in  $r_{ttr}$  für Werte  $dca(p_{pri}, \pi_{dec}) < 0,5$  cm zu sehen, die jedoch keinen Einfluss auf die Korrelationsfunktion zeigten.

## 4.6 Unkorrigierte Korrelationsfunktion

Abbildung 4.19 zeigt die unkorrigierte Korrelationsfunktion. Für sie wurden alle in diesem Kapitel angesprochenen Schnitte und Kriterien angewendet. Die Anpassung ist eine Funktion nach Gleichung 4.8. Es zeigt sich, dass sich die Korrelation offensichtlich abzeichnet, der erste Datenpunkt bei  $q_{inv} = 0,03$  GeV/c liegt zwei seiner Standardabweichungen vom Wert eins entfernt. Die Korrelation beschränkt sich auf einen Be-

reich  $q_{inv} \lesssim 0,12 \text{ GeV}/c$ ; lediglich die beiden Datenpunkte für  $q_{inv} = 0,13 \text{ GeV}/c$  und  $0,15 \text{ GeV}/c$  könnten eine signifikante Abweichung von der Anpassung aufweisen. Diese mögliche Struktur soll später besprochen werden. Trotz der Größe der Fehler ist das Ergebnis vielversprechend im Hinblick auf eine Extraktion eines Quellenradius, was in Kapitel 6 geschehen soll.



# 5 Korrekturen der Korrelationsfunktion

In diesem Kapitel werden die folgende Korrekturen der Korrelationsfunktion besprochen:

- Korrektur auf die Reinheit der Teilchenselektion
- Feeddown-Korrektur
- Einfluss der endlichen Impulsauflösung

## 5.1 Korrektur auf die Reinheit der Teilchenselektion

Wie bereits in Kapitel 4 gesehen, läßt sich keine 100 Prozent reine Auswahl an Protonen und Lambdas erreichen. Im Falle der Protonen sind durch die Selektion über den spezifischen Energieverlust der Teilchen auch Kaonen in der Auswahl enthalten, im Falle der Lambdas ergibt sich eine Verunreinigung durch kombinatorischen Untergrund. Es wird überprüft und kann bestätigt werden, dass weder eine signifikante Korrelation zwischen Lambdas und Kaonen noch zwischen Protonen und kombinatorischem Untergrund besteht.

Als Proton-Kandidaten sollen alle realen Teilchen bezeichnet werden, die durch die Analyse-Kriterien in echten Ereignissen selektiert werden, gleiches soll für Lambda-Kandidaten gelten. Somit ist die Protonen-Reinheit  $pur_p$  der Quotient aus der Anzahl der echten Protonen und der Anzahl aller selektierten Proton-Kandidaten, ähnlich ist die Lambda-Reinheit  $pur_\Lambda$  der Quotient aus der Anzahl der echten Lambdas und der Anzahl aller Lambda-Kandidaten. Die wahre Korrelationsfunktion  $C_{2,wahr}$  wird also durch die Teilchenselektion folgendermaßen beeinflusst:

$$C_{2,wahr} = \left( (C_{2,TS} - 1) \cdot \frac{1}{pur_p} \cdot \frac{1}{pur_\Lambda} \right) + 1, \quad (5.1)$$

wobei  $C_{2,TS}$  die durch die Teilchenselektion beeinflusste Korrelationsfunktion beschreibt. Werden die Reinheiten  $pur_p$  und  $pur_\Lambda$  bestimmt, kann die von der Teilchenselektion beeinflusste Korrelationsfunktion mit dem Inversen der Reinheiten nach Gleichung 5.1 korrigiert und so die wahre Korrelationsfunktion erhalten werden.

## Korrektur auf die Reinheit der Protonen-Auswahl

Es wurden fünf verschiedene Protonen-Selektionen, nämlich Selektion 0 bis 4, ausgewählt. Diese unterschieden sich einzig im gemachten Schnitt auf den  $dE/dx$ -Wert der Teilchen. Selektion 0 wurde dabei durch einen sehr strikten Schnitt auf den  $dE/dx$ -Wert, Selektion 4 über einen sehr lockeren Schnitt ausgewählt. Dadurch ergab sich für die Protonen-Selektion 0 eine hohe Protonen-Reinheit, für die Protonen-Selektion 4 eine niedrige. Für jede der Protonen-Selektionen wurde eine Proton-Lambda-Korrelationsfunktion gebildet und diese mit den zuvor bestimmten Protonen-Reinheiten korrigiert. Die so erhaltene wahre Korrelationsfunktion sollte unabhängig von der Teilchenselektion sein. Trotzdem auftretende Abweichungen können so dienen, um den systematischen Fehler der Analyse zu bestimmen.

Die Identifikation der primären Teilchen erfolgte, indem für 20 verschiedene Bins des Gesamtimpulses  $p_{tot}$  der vom Detektor gemessene Wert für den spezifischen Energieverlust aller Proton-Kandidaten (vor dem Schnitt auf einen  $dE/dx$ -Wert) in ein Histogramm gefüllt wurde. Jedes einzelne wurde nun mit der Funktion  $F(p_{tot})$  angepasst:

$$F(p_{tot}) = \sum_{i=p,K,\pi,e} A_i \frac{1}{\sum_l n_l} \sum_l \frac{n_l}{\sqrt{2\pi}\sigma_{i,l}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - \bar{x}_i}{(1 \pm \delta)\sigma_{i,l}} \right)^2 \right]. \quad (5.2)$$

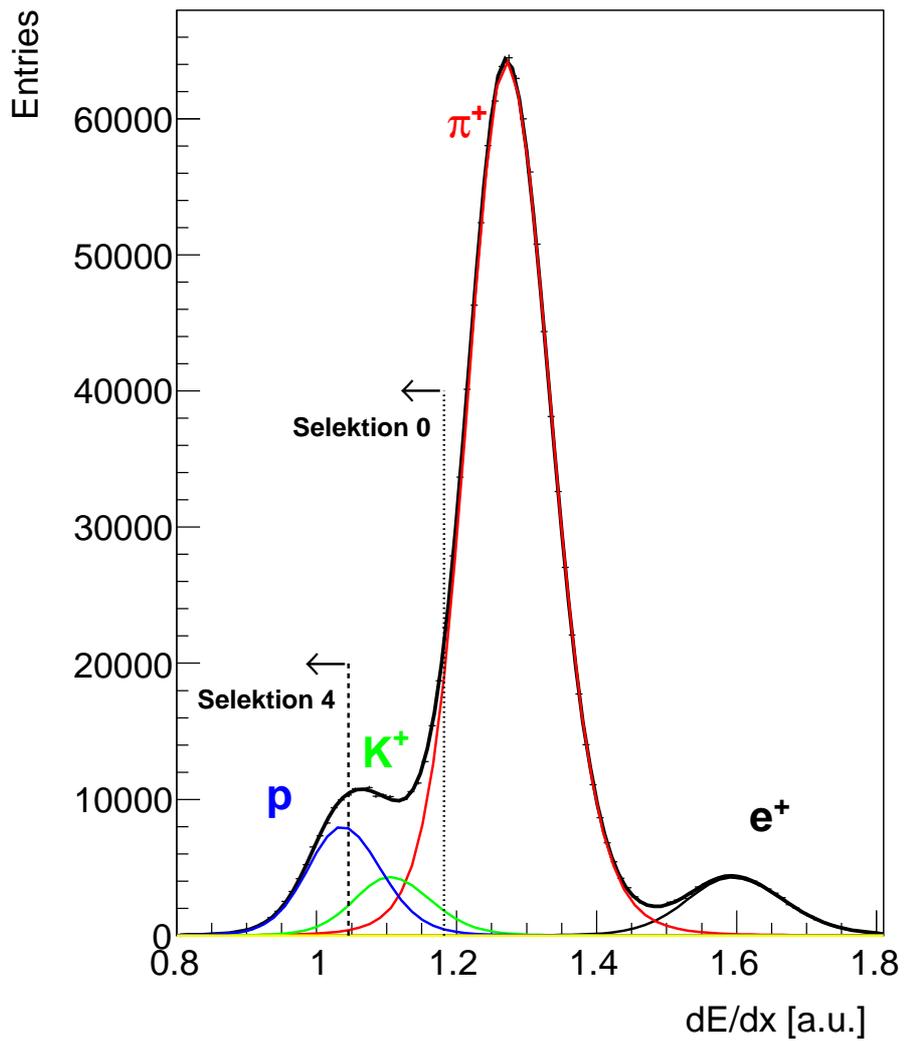
- $A_i$  ist die Anzahl der Teilchen der Sorte  $i$  im gegebenen Bin des Gesamtimpulses  $p_{tot}$ .
- $n_l$  ist die Anzahl der Spuren in einem gegebenem Spurenlängenintervall  $l$ .
- $\bar{x}_i$  ist der erwartete, meist wahrscheinliche  $dE/dx$ -Wert für den Teilchentyp  $i$  und wird im folgenden Peak-Position genannt werden.
- $x$  ist das gemessene  $dE/dx$  einer einzelnen Spur.
- $\delta$  ist der Asymmetrie-Parameter.

Um etwaigen Phasenraum-Abhängigkeiten vorzubeugen, sollten alle Selektionen eine etwa gleichbleibende Protonen-Reinheit in Abhängigkeit des Gesamtimpulses haben. Protonen haben in dem von dieser Analyse betroffenen Impulsbereich den niedrigsten erwarteten  $dE/dx$ -Wert der hier identifizierten Teilchen  $p$ ,  $K^+$ ,  $\pi^+$ ,  $e^+$ . Eine Selektion der Protonen über ihren spezifischen Energieverlust erfolgt deshalb immer darüber, dass für die Teilchen gefordert wird, dass für sie ein  $dE/dx$ -Wert gemessen wurde, der kleiner ist als ein bestimmter Schnitt-Wert.

So wurde in jedem  $p_{tot}$ -Bin für jedes  $dE/dx$ -Bin die Protonen-Reinheit bestimmt unter der Annahme, dass alle Teilchen selektiert würden, die einen  $dE/dx$ -Wert besitzen, der kleiner oder gleich dem  $dE/dx$ -Wert des  $dE/dx$ -Bins ist. So ergibt sich für jedes  $p_{tot}$ -Bin die Abhängigkeit der Protonen-Reinheit vom Schnitt-Wert in  $dE/dx$ . Um eine ausreichende Statistik an Protonen sicherzustellen, wurden als Schnitte nur  $dE/dx$ -Werte in Erwägung gezogen, die größer als der  $dE/dx$ -Wert waren, für den das Maximum der Protonen-Verteilung zu finden war. Für steigende  $dE/dx$ -Werte sinkt in diesem Bereich die Protonen-Reinheit, es ergibt sich immer mehr Kontamination der Auswahl durch Kaonen und Pionen. Als Schnitt-Wert für die Proton-Selektion 0 (1, 2, 3, 4) wurde der kleinste  $dE/dx$ -Wert ausgewählt, für den die Protonen-Reinheit kleiner als 90% (80%, 70%, 60%, 50%) war.

Abbildung 5.1 zeigt das besprochene  $dE/dx$ -Spektrum für den Gesamtimpuls-Bereich  $3,98 \text{ GeV}/c < p_{tot} < 5,01 \text{ GeV}/c$ . Zu sehen ist außerdem die Anpassungsfunktion  $F(p_{tot})$  mit den Beiträgen der einzelnen Teilchenspezies. Die grob gestrichelte Linie stellt den Schnitt in der  $dE/dx$ -Verteilung für die Proton-Selektion 4 dar, ebenso repräsentiert die fein gestrichelte Line den Schnitt für die Proton-Selektion 0; jeweils werden alle Teilchen links der Line in die Auswahl der Proton-Kandidaten aufgenommen.

Die Anpassung mit der Funktion  $F(p_{tot})$  gelang nur für den Bereich  $3,98 \text{ GeV}/c < p_{tot} < 50,12 \text{ GeV}/c$ . Für geringere Impulse der Teilchen gelangt man in die *cross-over region*; die  $dE/dx$ -Erwartungswerte für Protonen, Kaonen und Pionen überschneiden sich. Für höhere Impulse gelangt man in den Bereich des Fermi-Plateaus; hier liegen die Erwartungswerte der Teilchen zu nahe beieinander, als dass man sie durch die Anpassungsfunktion separieren könnte (siehe Kapitel 2). Es wurde somit als neues Qualitätskriterium gefordert, dass der Impuls der primären Spuren in diesem Intervall liegt. (Daraus folgt auch, dass die Protonenreinheit für die Protonen-Auswahl, wie sie für die unkorrigierte Korrelationsfunktion selektiert wurde (siehe Kapitel 4), zu Zwecken des Vergleiches so leider nicht bestimmt werden konnte.) Die Tabellen 5.1 und 5.2 zeigen die Schnittwerte für die verschiedenen Proton-Selektionen in den einzelnen  $p_{tot}$ -Bins und



**Abbildung 5.1:**  $dE/dx$ -Spektrum der Protonen-Kandidaten vor dem  $dE/dx$ -Schnitt für den Impulsbereich  $3,98 \text{ GeV}/c < p_{tot} < 5,01 \text{ GeV}/c$ .

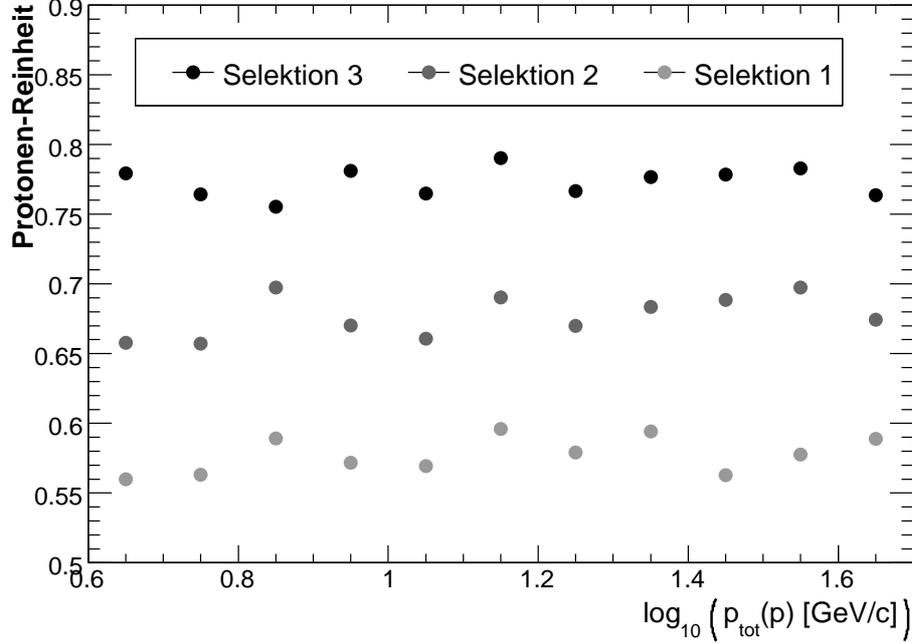
### 5.1 Korrektur auf die Reinheit der Teilchenselektion

$p_{tot}$ -Bin	$p_{tot}$ [GeV/c]	Selektion	$dE/dx_{meas} < \dots$	Proton-Reinheit
6	3,98 - 5,01	4	1,04545	0,843920
		3	1,07576	0,779401
		2	1,12121	0,657868
		1	1,15152	0,559742
		0	1,18182	0,438711
7	5,01 - 6,31	4	1,04545	0,852030
		3	1,07576	0,764342
		2	1,10606	0,657143
		1	1,13636	0,563116
		0	1,16667	0,489288
8	6,31 - 7,94	4	1,07576	0,853643
		3	1,10606	0,755258
		2	1,12121	0,697380
		1	1,15152	0,589005
		0	1,19697	0,474093
9	7,94 - 10,00	4	1,10606	0,871503
		3	1,13636	0,781110
		2	1,16667	0,670145
		1	1,19697	0,571615
		0	1,22727	0,495991
10	10,00 - 12,59	4	1,13636	0,890364
		3	1,18182	0,764953
		2	1,21212	0,660753
		1	1,24242	0,569413
		0	1,27273	0,492895
11	12,59 - 15,85	4	1,18182	0,871778
		3	1,21212	0,790138
		2	1,24242	0,690314
		1	1,27273	0,595814
		0	1,31818	0,474258

**Tabelle 5.1:** Schnitt-Werte und Proton-Reinheiten der verschiedenen Proton-Selektionen für die einzelnen Gesamtimpuls-Bins, Teil I.

$p_{tot}$ -Bin	$p_{tot}$ [GeV/c]	Selektion	$dE/dx_{meas} < \dots$	Proton-Reinheit
12	15,85 - 19,95	4	1,21212	0,884128
		3	1,25758	0,766475
		2	1,28788	0,669765
		1	1,31818	0,579169
		0	1,34848	0,495494
13	19,95 - 25,12	4	1,24242	0,887132
		3	1,28788	0,776536
		2	1,31818	0,683372
		1	1,34848	0,594112
		0	1,39394	0,471020
14	25,12 - 31,62	4	1,28788	0,856140
		3	1,31818	0,778533
		2	1,34848	0,688579
		1	1,39394	0,562935
		0	1,42424	0,486244
15	31,62 - 39,81	4	1,31818	0,820913
		3	1,33333	0,782774
		2	1,36364	0,697451
		1	1,40909	0,577663
		0	1,45455	0,475463
16	39,81 - 50,12	4	1,34848	0,763650
		3	1,34848	0,763650
		2	1,37879	0,674278
		1	1,40909	0,588884
		0	1,45455	0,488277

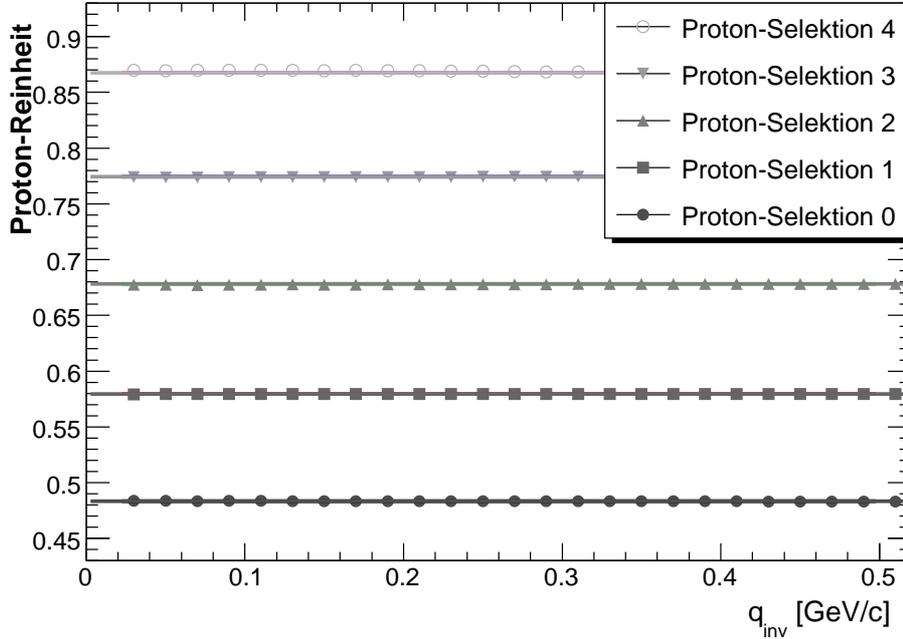
**Tabelle 5.2:** Schnitt-Werte und Proton-Reinheiten der verschiedenen Proton-Selektionen für die einzelnen Gesamtimpuls-Bins, Teil II.



**Abbildung 5.2:** Protonen-Reinheit für die Proton-Selektionen 1 bis 3 in Abhängigkeit des Gesamtimpulses  $p_{\text{tot}}$ .

die sich daraus ergebenden Proton-Reinheiten. Die Beschriftung “ $dE/dx_{\text{meas}} < \dots$ ” soll bedeuten, dass das Teilchen einen gemessenen  $dE/dx$ -Wert haben mußte, der kleiner als der tabellierte war, um akzeptiert zu werden. Für die Selektionen 1 bis 3 sind die Reinheiten in Abhängigkeit des Gesamtimpulses nochmals grafisch in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Fluktuationen in der Reinheit der einzelnen Selektionen kommen dabei keineswegs durch eine ungenaue Bestimmung, sondern sind auf Binning-Effekte zurückzuführen: Der  $dE/dx$ -Schnitt wurde immer an einer Bin-Grenze gemacht.

Die Korrektur auf die Reinheit der Protonen-Auswahl wurde für jede Proton-Selektion einzeln bestimmt; und zwar indem ein Histogramm mit der Verteilung der Anzahl der Proton-Lambda-Paare (in realen Ereignissen) in Abhängigkeit von  $q_{\text{inv}}$  der Paare gefüllt wurde; ein weiteres mit der selben Verteilung, jedoch gewichtet mit der Reinheit des zu dem Proton gehörenden Gesamtimpuls-Bins. Somit ergibt sich, wenn man die beiden oben angesprochenen Verteilungen dividiert, die Reinheit der Protonen in Abhängigkeit von  $q_{\text{inv}}$  der p $\Lambda$ -Paare. Abbildung 5.3 zeigt diese Verteilung für die verschiedene Protonen-Selektionen, die durch die unterschiedlichen Symbole dargestellt sind. Die Linien repräsentieren die Anpassung einer Konstanten an die Daten. Die maximale Abweichung der Daten von der Konstanten liegt im Promille-Bereich, die Abweichungen

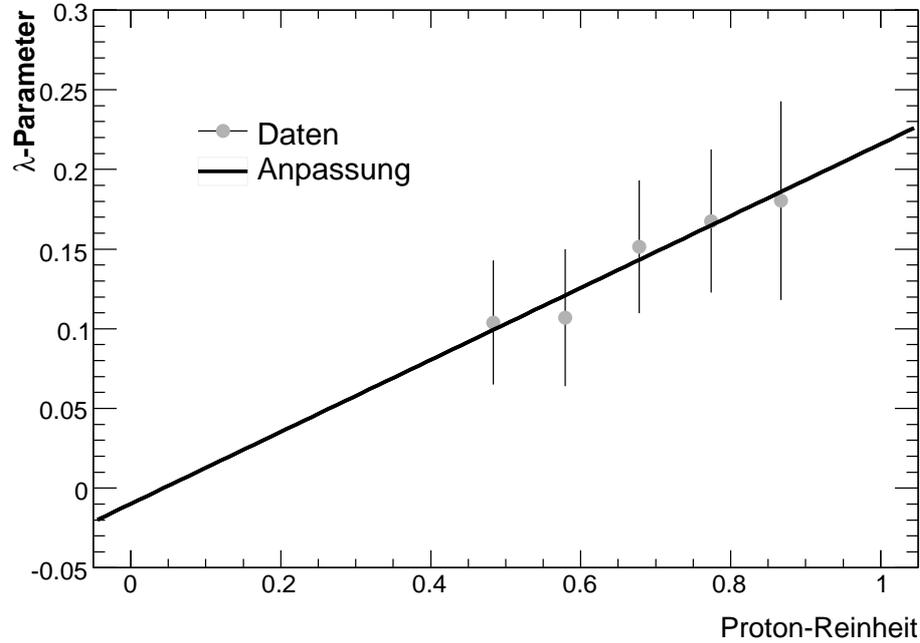


**Abbildung 5.3:** Protonen-Reinheit für die verschiedenen Proton-Selektionen in Abhängigkeit von  $q_{inv}$ .

sind somit vernachlässigbar gegenüber dem statistischen Fehler der Korrelationsfunktion. Die Korrelationsfunktionen wurden mit dem Inversen des durch die Anpassung erhaltenen Faktors nach Gleichung 5.1 skaliert.

### Mögliche (Kaon / Pion)-Lambda-Korrelation

Es wurde untersucht, ob sich in den Daten eine mögliche (Kaon / Pion)-Lambda-Korrelation feststellen lässt. Dazu wurden die unkorrigierten Korrelationsfunktionen mit den fünf verschiedenen Proton-Selektionen wieder mit der in Gleichung 4.8 definierten Gaußfunktion angepasst. Wie bereits in Abschnitt 4.4 erwähnt, ist der  $\lambda$ -Parameter ein Maß für die Höhe der Korrelationsfunktion. Abbildung 5.4 zeigt die Abhängigkeit des  $\lambda$ -Parameters von der Protonen-Reinheit. Die lineare Proportionalität ist dabei nur gegeben, falls keine Korrelation zwischen den kontaminierenden Teilchen (Kaonen, Pionen) der Protonen-Auswahl und den Lambdas besteht. Die lineare Anpassung in Abbildung 5.4 kann die Proportionalität nur bestätigen. Im Besonderen soll hier auf Achsenabschnitt der linearen Anpassung hingewiesen werden: Dieser repräsentiert die Höhe einer Korrelation mit 0% Protonen und 100% kontaminierenden Kaonen und

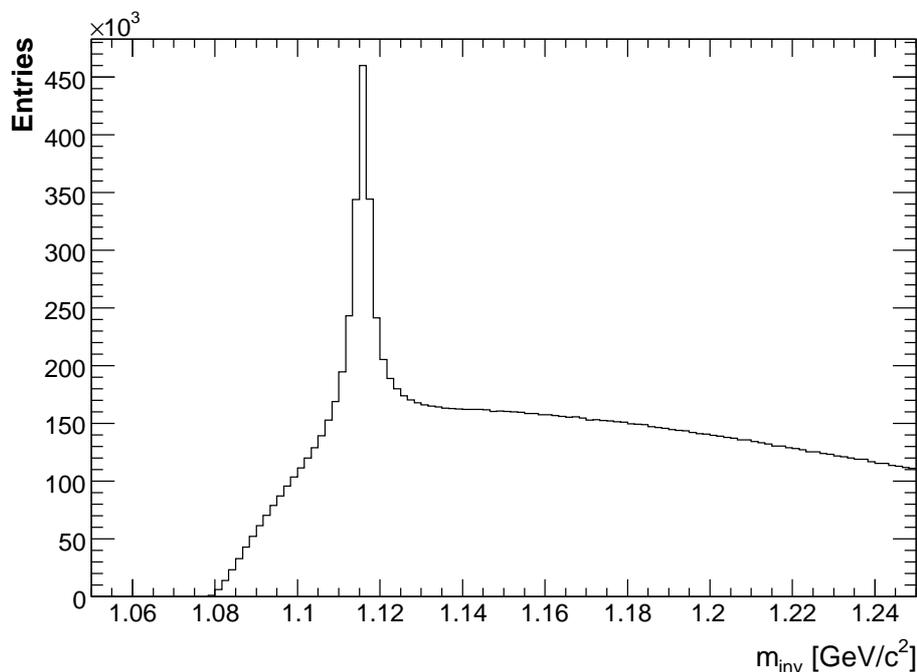


**Abbildung 5.4:** Untersuchung einer möglichen (Kaon / Pion)-Lambda-Korrelation:  $\lambda$ -Parameter gegen Protonen-Reinheit

Pionen. Innerhalb der Fehler ist der Achsenabschnitt null. Die Daten unterstützen also die Annahme einer höchstens vernachlässigbar schwachen (Kaon / Pion)-Lambda-Korrelation.

## Korrektur auf die Reinheit der Lambda-Auswahl

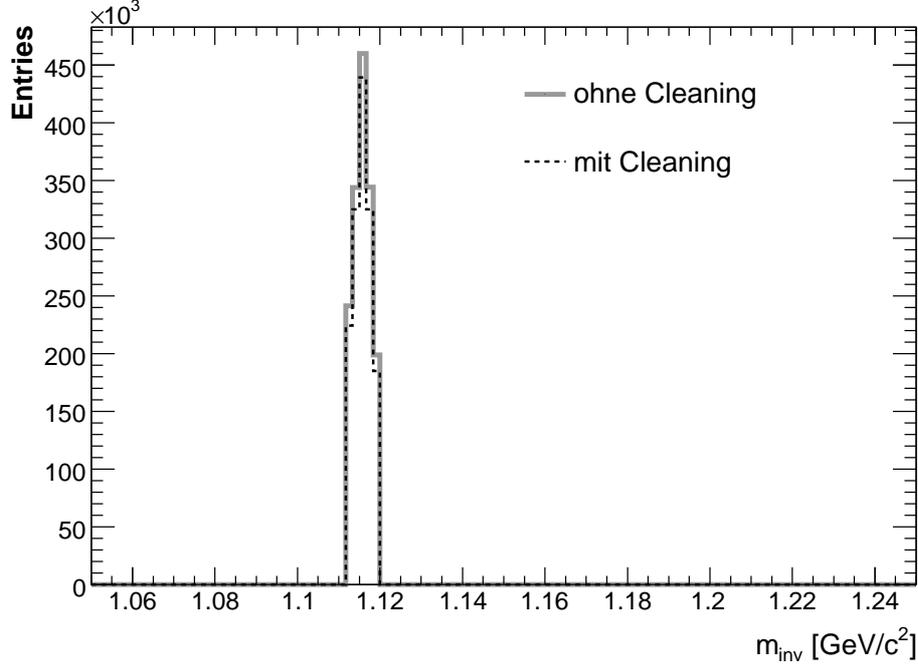
In der Analyse-Prozedur wird die Cleaning-Prozedur nach dem Schnitt auf die invariante Masse der Lambda-Kandidaten von  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  um die Masse des Lambda angewandt. Es ist nicht mehr möglich nach dem Schnitt in der invarianten Masse die Reinheit der Auswahl mittels einer simplen Anpassung des invarianten Massenspektrums zu bestimmen. Auch die Cleaning-Prozedur verwirft jedoch einen nicht vernachlässigbaren Teil der Lambda-Kandidaten, weshalb es nicht ausreichend ist, die Reinheit der Lambda-Auswahl (für den Bereich  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  um die Lambda-Masse) vor dem Schnitt auf die invariante Masse zu bestimmen und die Korrelationsfunktion so zu korrigieren. Die Abbildungen 5.5 und 5.6 veranschaulichen dies. Abbildung 5.5 zeigt das invariante Massenspektrum der Lambda-Kandidaten ohne Schnitt auf die invarian-



**Abbildung 5.5:** Invariantes Massenspektrum der Lambda-Kandidaten ohne Schnitt auf die invariante Masse, ohne Cleaning-Prozedur.

te Masse und ohne Cleaning-Prozedur. Hier ist die Trennung von Signal und Untergrund noch möglich, es zeigen sich deutlich die zwei Anteile des Signals in Form eines Lorentz-Peaks einerseits und des kombinatorischen Untergrundes andererseits. Abbildung 5.6 zeigt zwei superpositionierte Massenspektren. Das mit einer durchgehenden, grauen Linie gezeichnete entspricht der Verteilung aus Abbildung 5.5, jedoch mit einem zusätzlichen Schnitt von  $\pm 0,004 \text{ GeV}/c^2$  um die theoretische Lambda-Masse. Das zweite, mit einer schwarzen, gestrichelten Linie gezeichnete Spektrum entsteht, wenn auf die Auswahl des in der selben Abbildung dargestellten die Cleaning-Prozedur angewandt wird. Es wird deutlich, dass die Anzahl der Einträge spürbar verringert wird; die Höhe des Spektrums im Bin der theoretischen Lambdamasse sinkt um circa 5%. Es ist jedoch unklar in wie weit Signal und in wie weit Untergrund verworfen wurde. Die Lambda-Reinheit der Auswahl mit  $\pm 0,004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenschnitt und anschließender Cleaning-Prozedur ist somit zunächst einmal unbekannt.

Um die Lambda-Reinheit differentiell in  $q_{inv}$  des Proton-Lambda-Paares bestimmen zu können, wurde die bisher beschriebene Analyse-Prozedur abgewandelt. Die Cleaning-Prozedur (siehe Kapitel 4.2) wurde nicht nur auf das Massenfenster mit einer

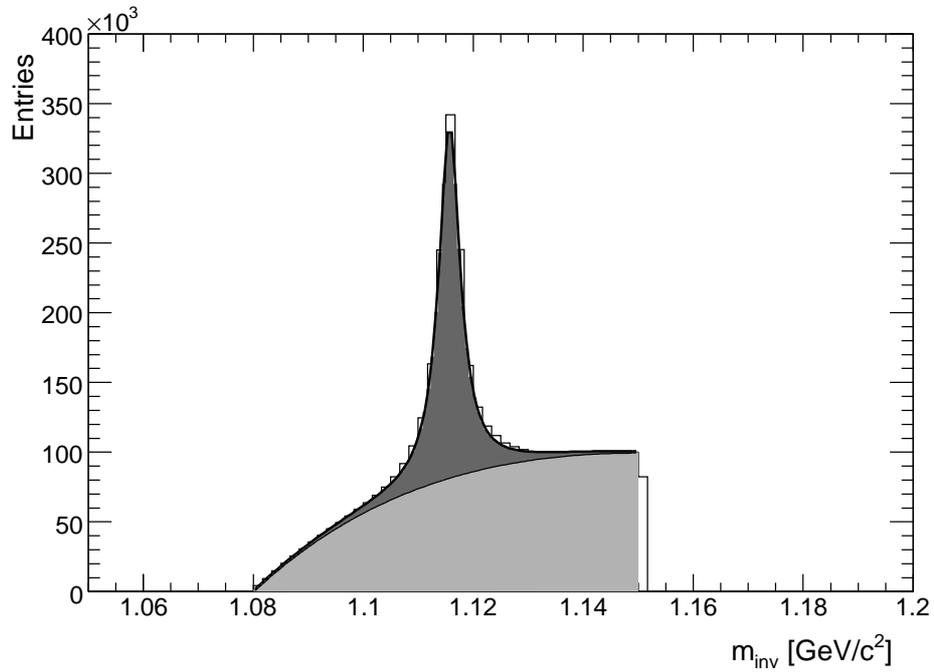


**Abbildung 5.6:** Invariantes Massenspektrum der Lambda-Kandidaten mit Schnitt auf die invariante Masse, ohne Cleaning-Prozedur.

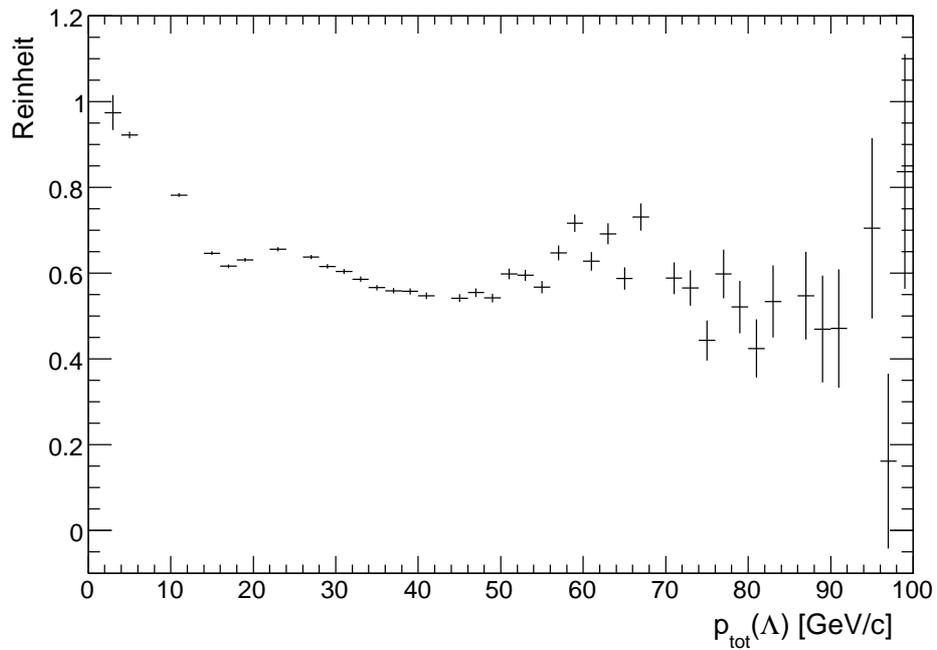
Breite von  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  um die Lambda-Masse angewendet, sondern auf ein solch breites Massenfenster, dass es noch möglich war, im invarianten Massenspektrum nach Anwendung der Cleaning-Prozedur Signal und Untergrund zu ermitteln. Es ergab sich dieses Massenfenster zu  $1,08 \text{ GeV}/c^2 < m_{inv} < 1.1513 \text{ GeV}/c^2$ , Abbildung 5.7 zeigt ein solches invariantes Massenspektrum nach Anwendung der Cleaning-Prozedur mit einer Anpassung. Für die Korrelationsfunktion verwendet wurden weiterhin nur alle Teilchen innerhalb des  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenfensters. Die Anpassung liefert hierfür eine Lambda-Reinheit von  $pur_{\Lambda,1} = 0.650 \pm 0.001$ .

Abbildung 5.8 zeigt die Abhängigkeit der Lambda-Reinheit vom Gesamtimpuls des  $\Lambda$ -Teilchens. Hierfür wurde für jedes Gesamtimpulsbin ein invariantes Massenspektrum gefüllt und die Reinheit bestimmt. In der Abbildung zu sehen, sind die deutlichen Variationen der Reinheit. Ein zu nennender Grund hierfür ist zum Beispiel die Geometrie des NA49-Detektors. In verschiedenen Gesamtimpulsbereichen des Lambda werden die Zerfallsteilchen in verschiedenen TPCs nachgewiesen. Zum Beispiel eine dadurch veränderte nachgewiesene Spurlänge beeinflusst die Vermögen des Detektors zur Teilchenidentifikation nachhaltig.

Wie bei der Analyse der Protonen wurde ein Histogramm mit der Verteilung der Anzahl



**Abbildung 5.7:** Invariantes Massenspektrum mit Anpassung; Signal dunkelgrau, kombinatorischer Untergrund hellgrau.



**Abbildung 5.8:** Lambda-Reinheit als Funktion des Gesamtimpulses des Lambda.

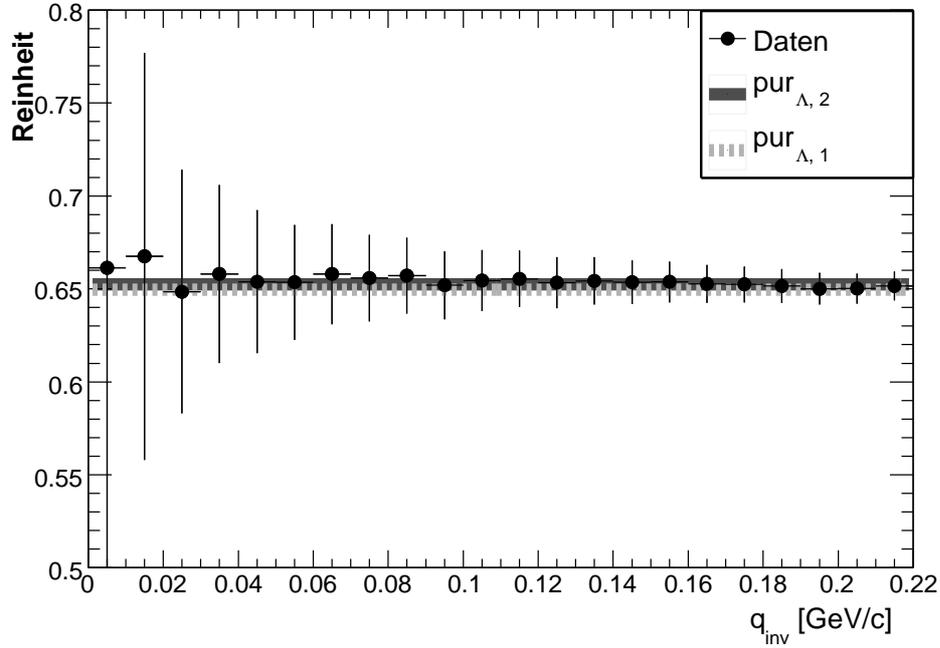


Abbildung 5.9: Lambda-Reinheit als Funktion von  $q_{inv}$ .

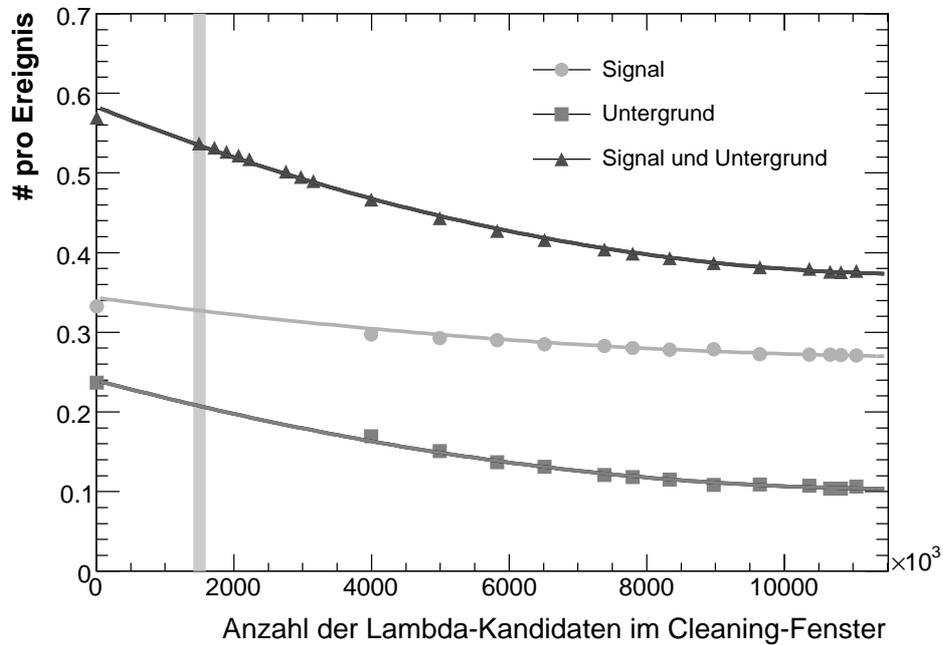
der Proton-Lambda-Paare (in realen Ereignissen) in Abhängigkeit von  $q_{inv}$  gefüllt; ein weiteres mit der selben Verteilung, jedoch gewichtet mit der aus Abbildung 5.8 entnommenen Reinheit für den entsprechenden Impuls des Lambda. Abbildung 5.9 zeigt die so bestimmte Lambda-Reinheit in Abhängigkeit von  $q_{inv}$  als Symbole. Die dunklere, durchgezogene Linie, in der Legende als  $pur_{\Lambda,2}$  bezeichnet, repräsentiert die Anpassung einer Konstanten an diese Daten; die Anpassung liefert einen Wert von  $pur_{\Lambda,2} = 0.652 \pm 0.003$ ; es zeigt sich, dass die Daten durch die Konstante sehr gut beschrieben werden. Die hellere, gestrichelte Linie stellt die undifferentiell gewonnene Lambda-Reinheit  $pur_{\Lambda,1}$  (siehe oben) dar; die beiden gewonnenen Werte für die Lambda-Reinheit,  $pur_{\Lambda,1}$  und  $pur_{\Lambda,2}$ , stimmen innerhalb ihrer Fehler miteinander überein.

Unglücklicherweise zeigte sich, dass die Veränderung der Breite des Massenfensters, auf das die Cleaning-Prozedur angewandt wird, einen bisher unverstandenen Einfluss auf die Korrelationsfunktion hat. Da jedoch Abbildung 5.9 zeigt, dass die differentiell gewonnene Lambda-Reinheit mit der undifferentiell gewonnenen übereinstimmt, fällt der einzig zwingende Grund für die Verbreiterung des Massenfensters, auf das die Cleaning-Prozedur angewandt wird, - nämlich die Möglichkeit der differentiellen Bestimmung der Lambda-Reinheit - weg. Es mußte lediglich ein Weg zur undifferentiell-

len Bestimmung der Lambda-Reinheit für das invariante Massenspektrum mit Schnitt auf die invariante Masse und Cleaning-Prozedur aus Abbildung 5.6 gefunden werden. Die Cleaning-Prozedur vergleicht zwei  $V^0$ -Kandidaten und verwirft mit einer gewissen statistischen Wahrscheinlichkeit einen der  $V^0$ -Kandidaten. Diese Wahrscheinlichkeit kann davon abhängen, wieviel Signal und wieviel Untergrund in der überprüften Auswahl vorhanden ist; jedoch gilt die generelle Regel: je zahlreicher die Auswahl an  $V^0$ -Kandidaten, auf die sie angewendet wird, desto mehr  $V^0$ -Kandidaten verwirft sie. Die Idee war nun, diese generelle Regel zu spezifizieren: Lässt sich eine Abhängigkeit finden, mit der vorausgesagt werden kann, wieviel Signal oder Untergrund die Cleaning-Prozedur bei Anwendung auf eine bekannte Auswahl verwerfen wird? Tatsächlich ließ sich die Lambda-Reinheit für die Anwendung der Cleaning-Prozedur auf auf das  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmale Massenfenster aus einer Extrapolation gewinnen. Es wurden Signal pro Ereignis und Untergrund pro Ereignis für das  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmale Massenfenster für 13 verschiedene Lambda-Selektionen bestimmt. Die Selektionen unterschieden sich dabei in der Massenfensterbreite, auf die die Cleaning-Prozedur angewendet wurde. Die Massenfenster wurden so gewählt, dass sie ein möglichst breites Spektrum in der Anzahl von  $V^0$ -Kandidaten, auf die die Cleaning-Prozedur angewendet wurde, wiedergeben. Nach oben wurde diese Zahl durch die gesamte Anzahl der Lambda-Kandidaten limitiert, nach unten durch die Mindestbreite des invarianten Massenspektrums, die nötig ist, um Signal und Untergrund mit einer Anpassung zu bestimmen.

Außerdem wurde die Summe aus Signal und Untergrund im  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenfenster für sieben weitere Lambda-Selektionen (deren Massenfenster, auf die die Cleaning-Prozedur angewendet wurde, zu schmal für die Trennung zwischen Signal und Untergrund mittels einer Anpassung waren) und die 13 eben angesprochenen Selektionen bestimmt, indem gezählt wurde, wieviele Lambda-Kandidaten nach Anwenden der Cleaning-Prozedur den Schnitt in der invarianten Masse von  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  überleben. Des weiteren entspricht die Nicht-Anwendung der Cleaning-Prozedur der Anwendung der Cleaning-Prozedur auf ein Massenfenster der Breite 0. Für diesen Fall konnten demnach ebenso Signal, Untergrund und die Summe aus beiden bestimmt werden.

Abbildung 5.10 zeigt die bestimmten Werte für Signal, Untergrund und die Summe aus beiden in Abhängigkeit der Anzahl der  $V^0$ -Kandidaten, auf die die Cleaning-Prozedur angewandt wurde. Ziel war es nun, die Reinheit der für die Korrelationsfunktion verwendeten Lambda-Auswahl zu interpolieren. Dazu wurde ein Polynom zweiten Grades an die Summe aus Signal und Untergrund angepasst, ein weiteres an den Untergrund. Die mittlere Linie in Abbildung 5.10 stellt die Differenz der beiden Anpassungen dar.



**Abbildung 5.10:** Signal, Untergrund und die Summe aus Signal und Untergrund im  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenfenster um die Lambda-Masse als Funktion der Anzahl der Lambda-Kandidaten, auf die die Cleaning-Prozedur angewendet wurde. Das vertikale Band zeigt an, welche Auswahl für die Analyse gewählt wurde.

Die für die Korrelationsfunktion verwendete Lambda-Auswahl entspricht hier den Einträgen für den Wert  $x = 150 \cdot 10^3$ , die Stelle ist in der Abbildung durch einen breiten, vertikalen, hellgrauen Balken hervorgehoben. Die nächsten Datenpunkte für Signal und Untergrund liegen auf der x-Achse  $150 \cdot 10^3$  nach links und  $250 \cdot 10^3$  nach rechts entfernt. Eine ähnliche Situation ergibt sich, wenn man die Daten-Punkte für Signal und Untergrund für  $x = 500 \cdot 10^3$ ,  $583 \cdot 10^3$ ,  $652 \cdot 10^3$  und  $739 \cdot 10^3$  ausläßt und nun Signal und Untergrund für den Wert  $x = 500 \cdot 10^3$  oder  $x = 583 \cdot 10^3$  interpoliert. Der Fehler dieser Interpolation soll dazu dienen, den Fehler für die Interpolation zum Punkt  $x = 150 \cdot 10^3$  abzuschätzen.

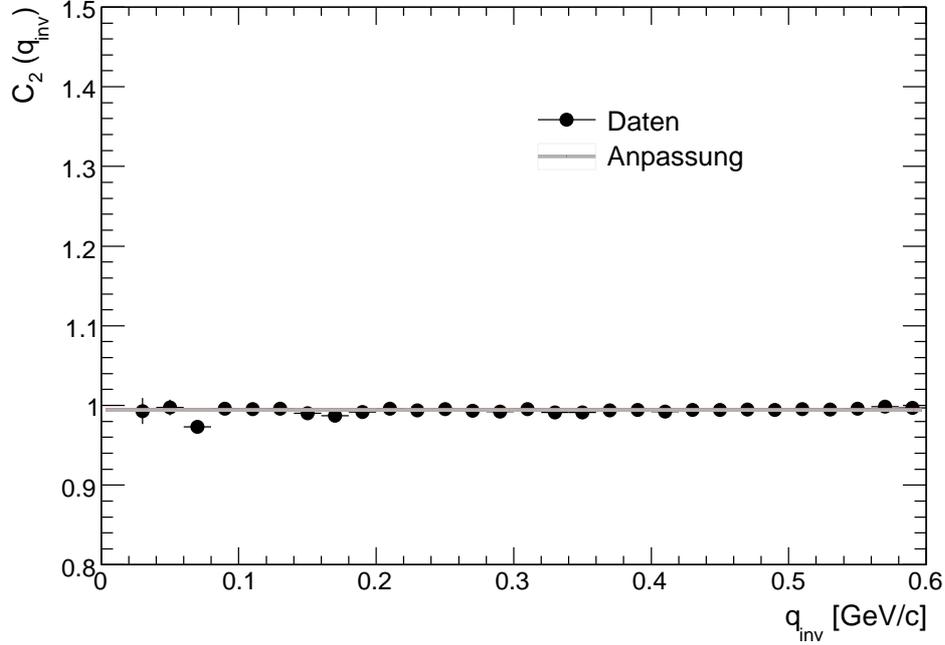
Auffallend ist die Abweichung der Anpassung der Summe aus Signal und Untergrund für den Eintrag bei  $x = 0$  vom Datenpunkt. Herausstechend ist diese Abweichung jedoch auch, da es sich um den absolut größten dargestellten Wert handelt, relativ beträgt die Abweichung 2,4 Prozent. Lässt man nun die oben beschriebene Datenpunkte für die Anpassung des Untergrund aus, beträgt die Abweichung der Anpassung des Untergrundes vom Datenpunkt bei  $x = 400 \cdot 10^3$  nun 2,96 Prozent. Die geschaffene Situation zur Abschätzung des Fehlers scheint die zur Gewinnung der Werte von Signal und Untergrund für den Wert  $x = 150 \cdot 10^3$  zu reproduzieren.

Die Abweichung der Anpassung vom experimentell bestimmten Wert lag hierbei bei 1,41% für das Signal und 0,89% für den Untergrund für  $x = 500 \cdot 10^3$  respektive 0,65% für das Signal und 1,53% für den Untergrund für  $x = 583 \cdot 10^3$ . Der Mittelwert dieser Fehler liegt bei 1,12%, dies wurde als Fehler für die interpolierten Werte für Signal und Untergrund angenommen.

Der interpolierte Wert für die Anzahl der Lambdas pro Ereignis für die für die Korrelationsfunktion verwendete Lambda-Auswahl beträgt  $0,327 \pm 0,005$ ; mit der gemessenen Anzahl der Lambda-Kandidaten von  $0,5371 \pm 0,0004$  ergibt sich eine Lambda-Reinheit von  $0,611 \pm 0,007$ . Die Korrelationsfunktionen wurden mit dem Inversen dieser Lambda-Reinheit nach Gleichung 5.1 skaliert.

### Mögliche Korrelation zwischen Protonen und kombinatorischem Untergrund

Abbildung 5.11 zeigt die Korrelationsfunktion zwischen der *Proton-Selektion 3* und kombinatorischem Untergrund der Lambda-Kandidaten-Auswahl. Der kombinatorische Untergrund wurde dabei selektiert, indem gefordert wurde, dass die invariante Masse der Lambda-Kandidaten größer als  $1,16 \text{ GeV}/c^2$  ist; ein Blick auf zum Beispiel Abbildung 5.7 macht klar, dass in diesem Bereich nur kombinatorischer Untergrund



**Abbildung 5.11:** Korrelation zwischen Protonen und kombinatorischem Untergrund mit einer Masse  $m_{inv} > 1.16 \text{ GeV}/c^2$ .

anzutreffen ist. Die in der Abbildung 5.11 dargestellte Linie stellt die Anpassung einer Konstanten dar. Die Anpassung lieferte einen Wert von  $0,9945 \pm 0.0003$ . Unter Berücksichtigung der Lambda-Reinheit würde dies eine Verschiebung der Datenpunkte der Proton-Lambda-Korrelationsfunktion um  $0,0021 \pm 0.0001$  bedeuten. Auf diese Korrektur wurde verzichtet, der statistische Fehler der Datenpunkte der Korrelationsfunktion übertrifft diese Korrektur bei weitem.

## 5.2 Feeddown-Korrektur

Beide Teilchen, Lambdas und Protonen, können Zerfallsprodukte schwererer Mutterteilchen sein. Diese aus einem Zerfall stammenden Lambdas und Protonen sollen hier Feeddown-Lambdas beziehungsweise Feeddown-Protonen genannt werden. Denkbar wäre zum Beispiel das Szenario, dass eine Interaktion zwischen einem Proton und einem  $\Sigma^0$  durch den Zerfall  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$  nicht komplett ausgewaschen wird, da das Lambda den größten Teil des Impulses des  $\Sigma^0$  trägt. Es könnten sich in der Proton-Lambda-Korrelation solche Überreste wiederfinden. Es wird jedoch (wie auch in vorherigen

$\Xi^0$ -Zerfallskanal	Zerfallswahrscheinlichkeit
$\Lambda\pi^0$	$(99,523 \pm 0,013) \%$
$\Lambda\gamma$	$(1,17 \pm 0,07) \times 10^{-3}$
$\Sigma^0\gamma$	$(3,33 \pm 0,10) \times 10^{-3}$
$\Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	$(2,7 \pm 0,4) \times 10^{-4}$
$\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$(4,9^{+2,1}_{-1,6}) \times 10^{-6}$

**Tabelle 5.3:** Zerfallskanäle des  $\Xi^0$ .

Analysen, zum Beispiel in [12]) unterstellt, dass alle Proton-Lambda-Paare, bei denen mindestens ein Partner ein Feeddown-Teilchen ist, unkorreliert sind.

Um den Anteil der Protonen und Lambdas, die von einem Zerfall stammen, zu bestimmen, wurden die Teilchen, deren Zerfallsprodukte zu einem hohen Anteil zu den Protonen- beziehungsweise Lambda-Auswahlen beitragen, simuliert. Wird mittels der Simulation nun die Proton- und Lambda-Feeddown-Reinheit, also das Verhältnis von primären Protonen beziehungsweise Lambdas zu allen - also primären und aus einem Zerfall stammenden - Protonen beziehungsweise Lambdas,  $pur_{p,FD}$  beziehungsweise  $pur_{\Lambda,FD}$ , gefunden, kann wieder die Korrelationsfunktion mit dem Inversen dieses bestimmten Faktors korrigiert werden. Der Einfluss der Feeddown-Teilchen auf die Korrelationsfunktion ist dabei ähnlich dem Einfluss der unperfekten Teilchenselektion:

$$C_{2,TS} = \left( (C_{2,TS,FD} - 1) \cdot \frac{1}{pur_{p,FD}} \cdot \frac{1}{pur_{\Lambda,FD}} \right) + 1, \quad (5.3)$$

hierbei soll  $C_{2,TS}$  die nach Gleichung 5.1 bereits von der unperfekten Teilchenselektion beeinflusste Korrelationsfunktion und  $C_{2,TS,FD}$  die nun von unperfekter Teilchenselektion und Feeddown-Effekten beeinflusste Korrelationsfunktion darstellen. Beachtet wurden als Mutterteilchen  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$  und  $\Sigma^0$  für die Lambda-Korrektur und  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Sigma^0$  und  $\Lambda$  für die Proton-Korrektur. Die Tabellen 5.3 bis 5.6 stellen die Zerfallskanäle mit ihren jeweiligen Wahrscheinlichkeiten für die beachteten Mutterteilchen dar.

## Simulationskette

Die Generierung simulierter Daten war nicht Gegenstand dieser Diplomarbeit, es wurde auf bereits vorhandene, für eine andere Analyse generierte, simulierte Daten zurück gegriffen. Deshalb soll nur kurz auf die Generierung eingegangen werden.

$\Xi^-$ -Zerfallskanal	Zerfallswahrscheinlichkeit	
$\Lambda\pi^-$	$(99,887 \pm 0,035)$	%
$\Sigma^-\gamma$	$(1,27 \pm 0,23)$	$\times 10^{-4}$
$\Lambda e^-\bar{\nu}_e$	$(5,63 \pm 0,31)$	$\times 10^{-4}$
$\Lambda\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$(3,5^{+3,5}_{-2,2})$	$\times 10^{-4}$
$\Sigma^0 e^-\bar{\nu}_e$	$(8,7 \pm 1,7)$	$\times 10^{-5}$
$\Sigma^0\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$< 8$	$\times 10^{-4}$
$\Xi^0 e^-\bar{\nu}_e$	$< 2,3$	$\times 10^{-3}$

Tabelle 5.4: Zerfallskanäle des  $\Xi^-$ .

$\Lambda$ -Zerfallskanal	Zerfallswahrscheinlichkeit	
$p\pi^-$	$(63,9 \pm 0,5)$	%
$n\pi^0$	$(35,8 \pm 0,5)$	%
$n\gamma$	$(1,75 \pm 0,15)$	$\times 10^{-3}$
$p\pi^-\gamma$	$(8,4 \pm 1,4)$	$\times 10^{-4}$
$pe^-\bar{\nu}_e$	$(8,32 \pm 0,14)$	$\times 10^{-4}$
$p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$(1,57 \pm 0,35)$	$\times 10^{-4}$

Tabelle 5.5: Zerfallskanäle des  $\Lambda$ .

$\Sigma^0$ -Zerfallskanal	Zerfallswahrscheinlichkeit	
$\Lambda\gamma$	100	%
$\Lambda\gamma\gamma$	$< 3$	%
$\Lambda e^+e^-$	5	$\times 10^{-3}$

Tabelle 5.6: Zerfallskanäle des  $\Sigma^0$ .

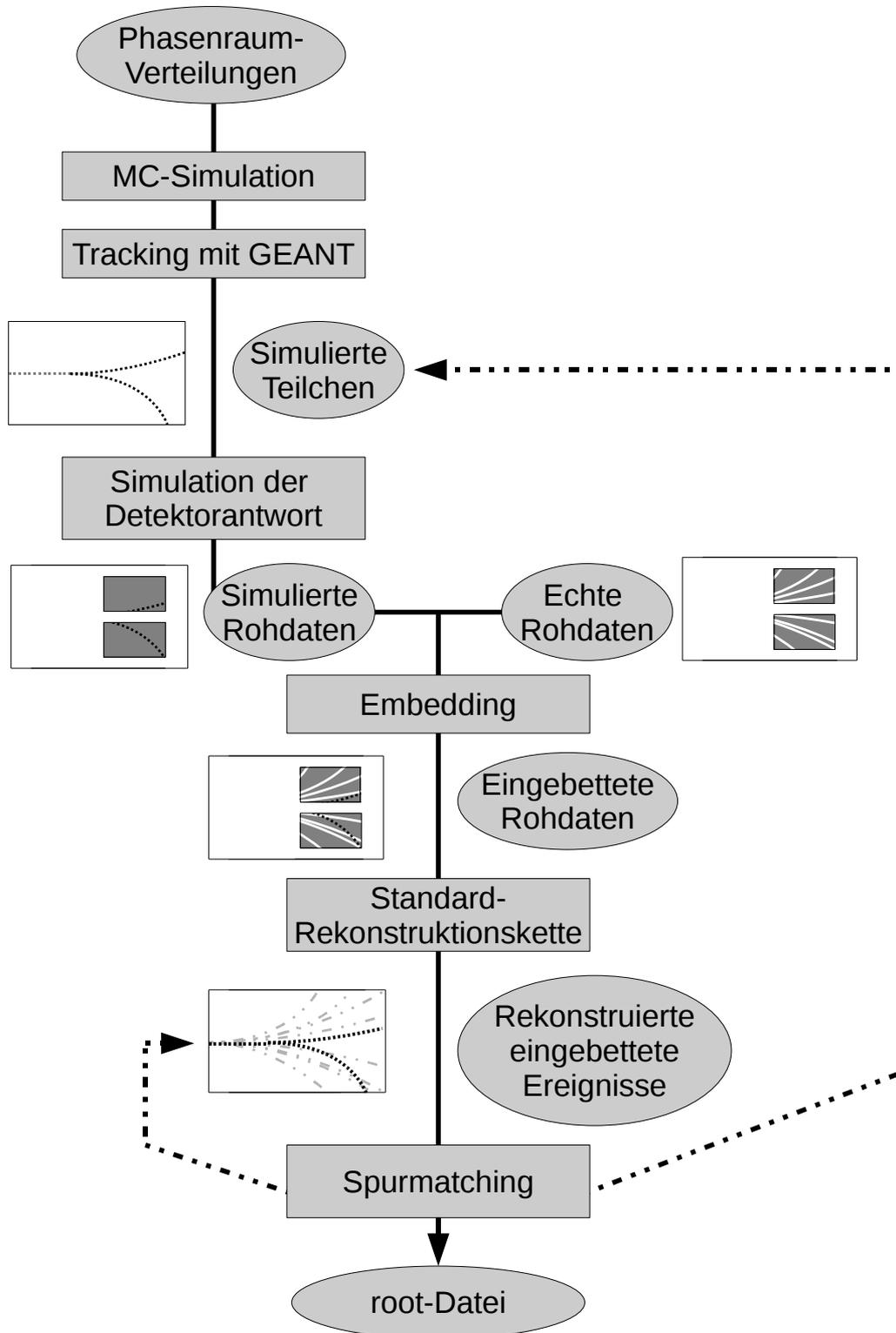


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der Simulationskette.

Abbildung 5.12 zeigt schematisch die Produktion der simulierten Daten. Am Anfang steht die Auswahl der kinetischen Größen Rapidität  $y$ , Transversalimpuls  $p_t$  und des Azimuth-Winkels  $\Phi$  für das einzelne Partikel. Diese erfolgt mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators entsprechend der Phasenraumverteilung der jeweiligen Teilchen-Sorte. Aufgrund des sehr schnellen elektromagnetischen Zerfalls des  $\Sigma^0$  stellen alle von der NA49-Kollaboration publizierten  $y - p_t$ -Spektren für  $\Lambda$  immer eine Summe aus  $\Lambda + \Sigma^0$  dar. Deshalb wurde als Verteilungen für die simulierten  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  die gemessene  $\Lambda$ -Verteilung aus [9] verwendet. Ebenfalls in [9] publiziert ist die gemessene Verteilung für die  $\Xi^-$ . Sie wurde als Verteilung der simulierten  $\Xi^-$  und  $\Xi^0$  benutzt.

Die Ergebnisse dieser Monte-Carlo-Simulation werden an das Programm GEANT 3.21 [8] weitergeben. GEANT 3.21 wurde am CERN entwickelt, um das Verhalten von Teilchen in einem Detektor zu simulieren. Der gesamte Detektor NA49 wurde virtuell nachgebaut, sodass alle relevanten physikalischen Prozesse der Wirklichkeit entsprechend nachempfunden werden können. Wichtig, außer der Geometrie und des Materials des Detektors, sind dabei die elektromagnetischen Felder, die zur Impulsbestimmung bei NA49 verwendet werden; hierzu wird die gleiche Karte der Felder wie in der Rekonstruktionskette verwendet. Die Teilchen werden von GEANT 3.21 durch das Material und die Felder bis hin zu ihrem Zerfallsvertex propagiert. Hier ergibt sich ein Unterschied zur Natur, denn mit dem NA49-Detektor lassen sich nur geladene Teilchen direkt nachweisen. GEANT 3.21 bietet die Möglichkeit, nicht untersuchte oder nicht nachweisbare Zerfallskanäle auszuschalten. Für die Zerfälle der  $\Sigma^0$ ,  $\Xi^0$  und  $\Xi^-$  war dies nicht nötig, hier liegt die Zerfallswahrscheinlichkeit in den untersuchten Kanal, nämlich der Zerfall in ein  $\Lambda$ -Hyperon, bei über 99%. Nicht so beim Zerfall des  $\Lambda$ . Nachweisbar ist nur der Kanal  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 64%, nicht der Kanal  $\Lambda \rightarrow n\pi^0$  mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 36%. Die Möglichkeit für das Lambda, in ungeladene Teilchen zu zerfallen, wurde ausgeschaltet. Der Vorteil liegt hierbei in der sich ergebenden höheren Statistik, auf den so gemachten Fehler wurde korrigiert. Am Ende von GEANT 3.21 stehen idealisierte Raumpunkte an den Schnittstellen der Teilchenspuren mit den vertikalen Ebenen, die durch die Auslese-Pads des Detektors definiert werden. An jedem dieser Punkte werden Ortskoordinaten sowie die Impuls-komponenten der einzelnen Spuren gespeichert.

An nächster Stelle in der Simulationskette steht die Generierung von Rohdaten, wie sie von der TPC-Ausleseelektronik erzeugt werden. Eine Möglichkeit dafür wäre die mikroskopische Simulation dieses Prozesses; eine andere die Verwendung einer parametrisierten Übertragungsfunktion, deren Input die idealisierten Phasenraumpunkte

und deren Output digitale ADC-Werte<sup>1</sup> sind. Zweite Variante wurde in NA49 realisiert.

Um der Umgebung einer hohen Spurendichte, wie sie in Experimenten der Schwerionenphysik vorliegt, Rechnung zu tragen, werden die ADC-Werte der simulierten Spuren in jedem einzelnen Pad-Zeit-Intervall zu denen eines echten Ereignisses hinzuaddiert. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass diese Methode dazu führen kann, dass die Ränder der simulierten Spuren abgeschnitten erscheinen, da der Schnitt auf mindestens fünf ADC-Werte pro Pad-Zeit-Intervall in den Rohdaten der echten Ereignisse bereits vollzogen wurde. Nachempfunden werden kann dabei aber die Saturierung der Elektronik, da maximal auch für die Summe aus beiden Ereignissen 255 ADC-Werte pro Pad-Zeit-Intervall erlaubt werden. Es wurden zehn simulierte Teilchen pro Event eingebettet. Die Bedingung, dass die Anzahl der simulierten Spuren klein genug gegen die Anzahl echter Spuren ist und somit die Rekonstruktionseffizienz aufgrund dieser zehn Teilchen mehr nicht signifikant verändert wird, konnte in vorherigen Studien gezeigt werden [10], [11].

Die so generierten Rohdaten eines eingebetteten Ereignisses können nun mit der Standard-Rekonstruktionskette verarbeitet werden. Der einzige Unterschied in der letztendlich vorliegenden Ausgabedatei ist, dass auch die Informationen über den Input der simulierten Teilchen gespeichert sind. Um die simulierten Trajektorien mit rekonstruierten Spuren zu verbinden, wird als erstes ein Matching auf Cluster- / Spurpunkt-Ebene vollzogen. In der vertikalen Auslesepad-Ebene wird in einer Fläche von  $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$  um jeden simulierten Spurpunkt nach einem rekonstruierten Cluster gesucht. Dieser Bereich ist groß genug, um selbst bei deutlichen Verschiebungen der Cluster-Position den ursprünglichen Spurpunkt zu finden. Die entstehenden Ambiguitäten werden beim Matching auf der Ebene der Spuren oder später bei der Datenanalyse behoben. Beim Matching auf Ebene der Spuren werden die simulierten Spuren daraufhin überprüft, ob eine Mindestanzahl ihrer Spurpunkte einen rekonstruierten Cluster aufweisen. Dies geschieht für jede einzelne TPC, wobei die geforderte Mindestanzahl der rekonstruierten Spurpunkte in den Vertex-TPCs bei fünf und in den MTPCs bei zehn liegt. Die Informationen über die Anzahl der gematchten Spurpunkte wird für die gesamte Spur zusammengeführt und ein Link zur jeweiligen rekonstruierten Spur erstellt.

---

<sup>1</sup>ADC - Analog-Digital-Wandler

## Korrekturfaktoren Feeddown

Die in der am Ende der Simulationskette stehenden root-Datei enthaltenen, simulierten Teilchen wurden der gleichen Analyse-Prozedur wie die realen Daten unterworfen. Dies wurde unternommen, da der Einfluss der Qualitätsschnitte, wie zum Beispiel der auf den Impaktparameter  $y_{Target}$  im Falle der  $V^0$ -Analyse, auf die aus einem Zerfall stammenden Protonen und Lambdas so untersucht werden kann.

## Korrekturfaktoren $\Lambda$ -Feeddown

Damit das Tochter-Lambda eines simulierten Hyperons als rekonstruiert gilt, müssen beide Tochterspuren des Lambda gematcht werden, deren Kombination die Kriterien des V0-Finders erfüllen und das rekonstruierte Lambda die in Kapitel 4.2 beschriebenen Qualitätskriterien erfüllen. Dementsprechend kam es zum Beispiel im Fall der  $\Xi^0$ -Simulation in nur einem von 25.000 Fällen dazu, dass zu einem simulierten Teilchen zwei rekonstruierte Teilchen verlinkt waren. Es wurde jeweils das rekonstruierte Teilchen ausgewählt, dessen Zerfallsvertex näher am simulierten Zerfallsvertex lag.

Abbildung 5.13 zeigt die anfänglichen Phasenraumverteilungen der simulierten Hyperonen auf der linken und die Verteilungen der mit der Lambda-Analyse-Prozedur gefundenen (Tochter-)Lambdas auf der rechten Seite. Deutlich zu sehen ist die unterschiedliche geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz für die verschiedenen  $y - p_t$ -Bins. Nicht simuliert wurde der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  der Teilchen. Stattdessen wurde der Einfluss der  $dE/dx$ -Selektion in den Daten untersucht.

Die Idee war hierbei, dass die simulierten Hyperonen der folgenden Relation gehorchen: Die Anzahl der mit  $dE/dx$ -Schnitt rekonstruierten, simulierten Hyperonen entspricht der Anzahl der ohne  $dE/dx$ -Schnitt rekonstruierten, simulierten Hyperonen mal dem Verhältnis aus der Anzahl mit  $dE/dx$ -Schnitt gefundenen, realen Lambdas und der Anzahl ohne  $dE/dx$ -Schnitt gefundenen realen Lambdas. Abbildung 5.14 zeigt invariante Massenspektren der  $V^0$ -Analyse mit und ohne  $dE/dx$ -Kriterium. Auffällig ist, dass mit dem Schnitt in  $dE/dx$  mehr Lambda-Kandidaten gefunden werden als ohne; im ersten Moment erscheint dies widersprüchlich. Es liegt aber begründet in der Tatsache, dass die Cleaning-Prozedur auch Signal verwirft - und zwar umso mehr, je mehr Signal und/oder Untergrund vorhanden ist. Durch das massive Verwerfen von Untergrund durch das  $dE/dx$ -Kriterium kann so mehr Signal gefunden werden.

Aufgrund des starken Zusammenhängens zwischen  $dE/dx$ -Schnitt und Cleaning-Prozedur, wurde wieder, um das Signal im  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenfenster bestimmen

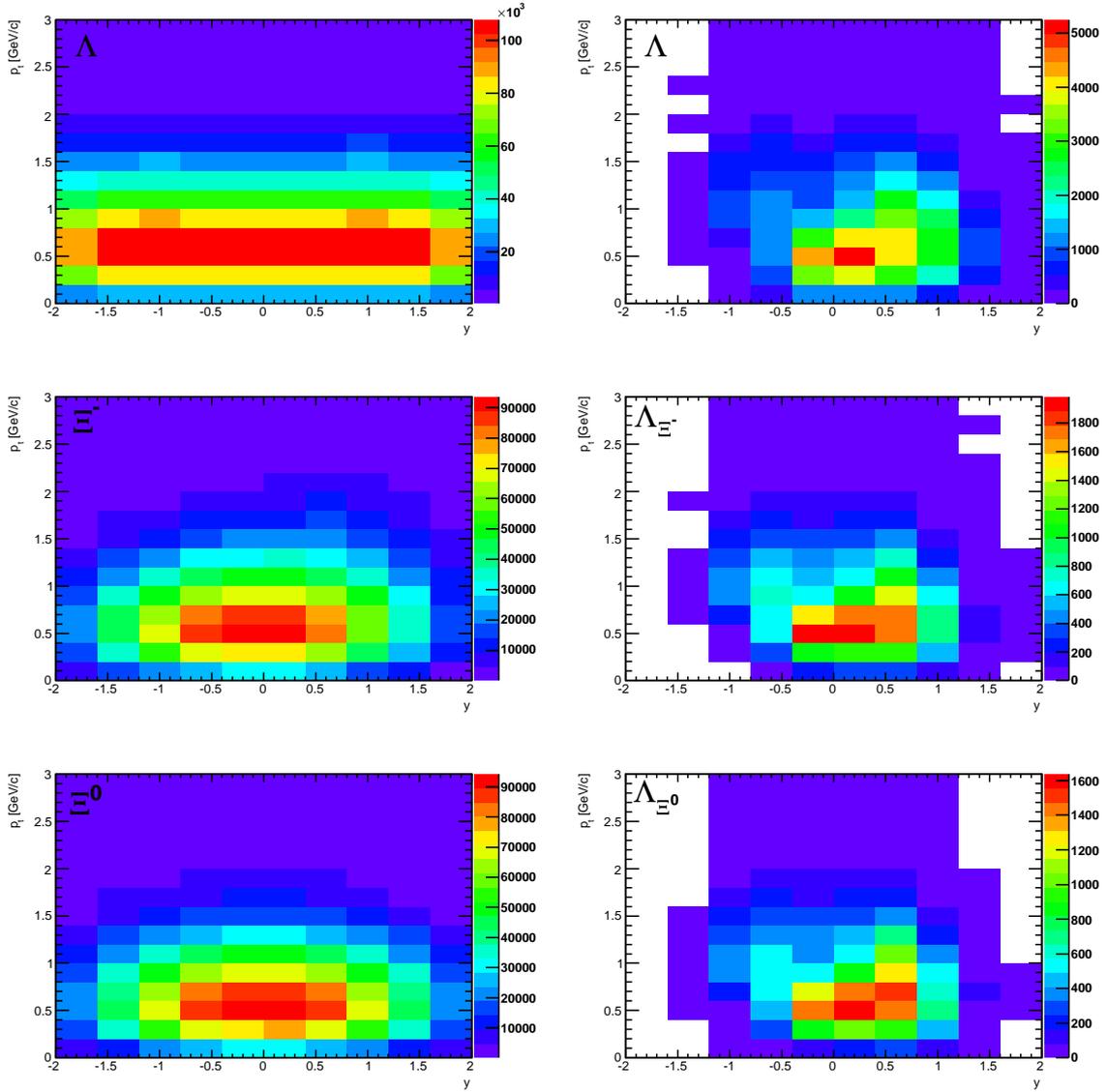
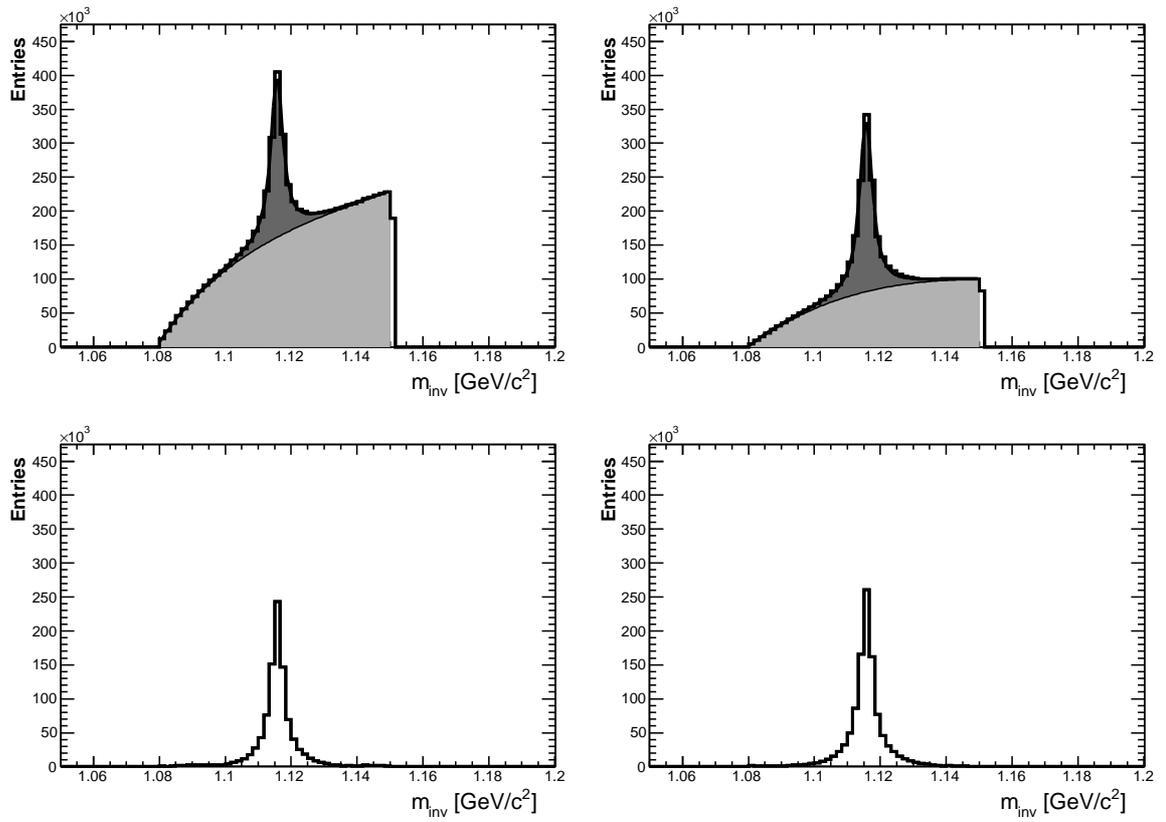
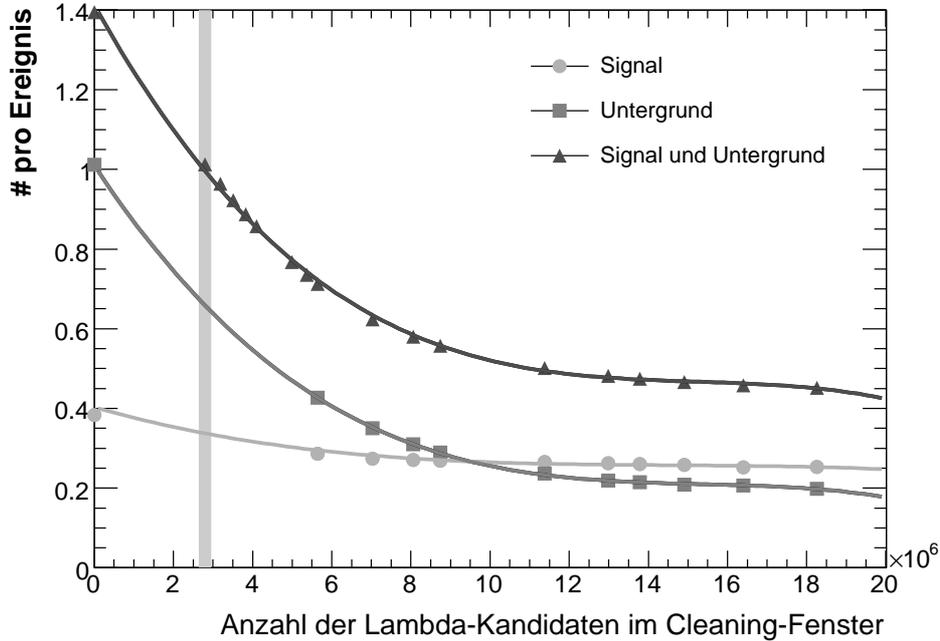


Abbildung 5.13:  $y - p_t$ -Spektren der simulierten Hyperonen, Input (links) und gefundene (Tochter-)Lambdas (rechts).



**Abbildung 5.14:** Einfluss des  $dE/dx$ -Kriteriums bei der  $\Lambda$ -Selektion: invariante Massenspektren ohne  $dE/dx$ -Selektion (links) und mit (rechts), untergrundsubtrahiert (unten) und nicht (oben).



**Abbildung 5.15:** Signal, Untergrund und die Summe aus Signal und Untergrund im  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenfenster um die Lambda-Masse als Funktion der Anzahl der Lambda-Kandidaten, auf die die Cleaning-Prozedur angewendet wurde ohne  $dE/dx$ -Schnitt. Das vertikale Band zeigt an, welche Auswahl für die Analyse gewählt wurde.

zu können, die bereits in Abschnitt 5.1 beschriebene Methode der Interpolation angewandt. Abbildung 5.15 ist das Analogon zu Abbildung 5.10 nur ohne  $dE/dx$ -Schnitt. Signal, Untergrund und die Summe aus Signal und Untergrund wurden für eine Anzahl von Histogrammen, bei denen die Cleaning-Prozedur auf verschieden breite Massenfenster angewandt wurden, bestimmt. Angepasst wurden der Untergrund und die Summe aus Signal und Untergrund. Jeweils wurde ein Polynom dritten Grades verwendet. Die das Signal beschreibende Funktion ergab sich aus der Differenz dieser beiden Anpassungen. Die Werte für das  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmale Massenfenster entsprechen hier einem x-Wert von  $2,8 \cdot 10^6$  Lambda-Kandidaten im Cleaning-Fenster. Der Fehler für diese Interpolation wurde wieder abgeschätzt, indem mehrere Datenpunkte in einem Bereich, in dem die Trennung zwischen Signal und Untergrund unabhängig von der Interpolation durch eine einfache Anpassung des invarianten Massenspektrums vorgenommen werden konnte, von der Anpassung der Interpolation ausgelassen wurden. Wie in 5.1 wurde für die Fehler-Abschätzung eine der Werte-Gewinnung entsprechende Situation hergestellt. Es wurde zweimal das Signal mittels der Interpolation und der

direkten Anpassung des invarianten Massenspektrums bestimmt. Als Fehler verwendet wurde der Mittelwert aus den beiden Differenzen der beiden Determinationen des Signals. Es ergab sich für das Signal im  $\pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$  schmalen Massenfenster ohne  $dE/dx$ -Schnitt nach Anwendung der Cleaning-Prozedur ein Wert von  $0,3375 \pm 0,0017$ . Mit  $dE/dx$ -Schnitt lag dieser Wert bei  $0,327 \pm 0,005$ . Die Anzahl der rekonstruierten, simulierten Hyperonen muss also mit dem Faktor  $0.969 \pm 0,016$  skaliert werden.

Um den Korrekturfaktor für die Korrelationsfunktion nach Gleichung 5.3 zu bestimmen, wurde die nachgewiesene Anzahl an Feeddown-Lambdas jeweils mit dem Verhältnis der Anzahl der simulierten Hyperonen pro Ereignis zur realen Anzahl an  $\Sigma^0$ ,  $\Xi^0$  und  $\Xi^-$  skaliert. Für die  $\Xi^-$  wurde dabei der gemessene Wert aus [9] verwendet; für die  $\Sigma^0$  und  $\Xi^0$  wurde dazu [13] herangezogen. Diese Veröffentlichung benutzt ein statistisch-thermales Modell um erfolgreich die gemessenen Teilchen-Multiplizitäten der NA49-Kollaboration zu beschreiben und die ungemessenen vorherzusagen.

Wie man in Abbildung 5.13 sieht, entsprechen die Phasenraumverteilungen der rekonstruierten  $\Xi^0$  und  $\Xi^-$  der der Lambdas; auf eine differentielle Korrektur wurde verzichtet.

Von den in 662491 Ereignissen 6624910 simulierten Lambdas wurden 93940 rekonstruiert. Mit einer von [13] vorausgesagten Teilchen-Multiplizität pro Ereignis für das  $\Sigma^0$  von 14,7 für die 5% zentralsten Pb+Pb-Kollisionen bei 158A GeV, dem Skalierungsfaktor von  $1/1,38$  nach [14] (der durch die Annahme einer Skalierung mit der Anzahl der wounded nucleons und einer Glauber-Simulation erhalten wurde) um auf die hier verwendeten 23,5% zentralsten Ereignisse zu skalieren<sup>2</sup> und dem Skalierungsfaktor  $0.969 \pm 0,016$  auf Grund des  $dE/dx$ -Schnitts, ergibt sich eine in der Lambda-Auswahl enthaltene Multiplizität der  $\Sigma^0$  von  $0,146 \pm 0,002$ . Analog beträgt die Multiplizität der  $\Xi^0$  in der Lambda-Auswahl  $0,0276 \pm 0,0005$ , hierfür wurde die in [13] angegebene Multiplizität pro Ereignis der  $\Xi^0$  von 4,41 verwendet. Die Multiplizität pro Ereignis für die 10% zentralsten Ereignisse beträgt nach [9] für die  $\Xi^-$   $4,04 \pm 0,59$ . Der Wert für die Korrektur auf die verschiedene Zentralitätselektion beträgt - wieder laut [14] -  $\frac{1,08}{1,38}$ . Somit ergibt sich eine Multiplizität der  $\Xi^-$  in der verwendeten Lambda-Auswahl von  $0,0205 \pm 0,0030$ .

Der Korrekturfaktor für die Korrelationsfunktion  $pur_{\Lambda,FD}$ , der das Verhältnis aus der Anzahl der Lambdas ohne Lambdas von Zerfällen und der Anzahl der aller

---

<sup>2</sup>“published value refers to 23.5% central trigger, the value in the table is scaled by a factor 1.38 in order to correct to the 5% trigger.”

Lambdas inklusive derer aus Zerfällen beschreibt, ist somit:

$$pur_{\Lambda,FD} = 0,406 \pm 0,014.$$

### Korrekturfaktoren Protonen-Feeddown

Die Feeddown-Korrektur für die Protonen erfolgte in der selben Weise wie für die Lambdas. Die Unterschiede waren, dass die Korrektur auf den Feeddown von  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  nun mit der gemessenen Multiplizität von  $44,9 \pm 8,0$  für beide Teilchen zusammen durchgeführt wurde, die Multiplizität wurde hierbei aus [9] entnommen. Anders war die Korrektur auf den Einfluss des für die simulierten Teilchen nicht vorgenommenen Schnittes in  $dE/dx$ . Der Schnitt im  $dE/dx$ -Wert der Protonen wurde so durchgeführt, dass sich für die einzelnen Proton-Selektionen eine relativ konstante Protonen-Reinheit für die einzelnen  $p_{tot}$ -Bins ergab (siehe Tabellen 5.1 und 5.2). Konstant sein muss jedoch dadurch nicht der Bruchteil der durch den  $dE/dx$ -Schnitt verworfenen Protonen. Deshalb wurde die Anzahl der Feeddown-Protonen differentiell in  $p_{tot}$  bestimmt. Für jedes  $p_{tot}$ -Bin wurde außerdem mit Hilfe der Funktion  $F(p_{tot})$  (siehe Gleichung 5.2)  $r_{cut}(p_{tot})$  bestimmt.  $r_{cut}(p_{tot})$  soll dabei für jedes  $p_{tot}$ -Bin definiert sein als das Verhältnis der Anzahl der Protonen laut Anpassung mit der Funktion  $F(p_{tot})$ , deren gemessener  $dE/dx$ -Wert kleiner als der Schnitt-Wert ist (die also durch den Schnitt nicht verworfen werden), und der Anzahl aller Protonen - wieder laut Funktion  $F(p_{tot})$ . Die Tabellen 5.7 und 5.8 zeigen für jedes  $p_{tot}$ -Bin und für jede Proton-Selektion (siehe Abschnitt 5.1)  $N_p^{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}(p_{tot})$ , die Anzahl der rekonstruierten Feeddown-Protonen für die einzelnen simulierten Mutterteilchen, und  $r_{cut}(p_{tot})$ . Ein weitere Korrekturfaktor ergibt sich daraus, dass - wie bereits oben besprochen - in der Simulation nur der Zerfallskanal  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ , nicht der Zerfallskanal  $\Lambda \rightarrow n\pi^0$  aktiviert war, es müssen alle rekonstruierten Hyperonen also ebenfalls mit dem Faktor  $c_{dc} = 0,64$  skaliert werden. Außerdem beschreiben  $N_p^{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}(p_{tot})$  die absolute Anzahl an rekonstruierten Teilchen, im folgenden Schritt wurde ebenfalls auf die Multiplizität pro Ereignis skaliert. Somit wurde die Summe aller Feeddown-Protonen pro Ereignis  $N_{p,FD}$  über folgende Relation berechnet:

$$N_{p,FD} = c_{dc} \cdot \sum_{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0} \frac{N_{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}}{N_{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}^{inp}} \sum_{p_{tot}} \left( N_p^{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}(p_{tot}) \cdot r_{cut}(p_{tot}) \right),$$

wobei  $N_{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}$  die wahre Multiplizität des jeweiligen Hyperons pro Ereignis für die 23,5% zentralsten Ereignisse und  $N_{(\Lambda+\Sigma^0), \Xi^-, \Xi^0}^{inp}$  die jeweilige Anzahl der simulierten Hyperonen, die als Input verwendet wurden, sein soll.

$p_{tot}$ -Bin	$N_p^{(\Lambda+\Sigma^0)}$	$N_p^{\Xi^-}$	$N_p^{\Xi^0}$	p-Selekt.	$r_{cut}(p_{tot})$
6	55615	36305	31524	0	0.986283
				1	0.967204
				2	0.921197
				3	0.751438
				4	0.558853
7	88276	61180	53106	0	0.982695
				1	0.952967
				2	0.876503
				3	0.723295
				4	0.498773
8	121882	85188	72167	0	0.987717
				1	0.94139
				2	0.847237
				3	0.769987
				4	0.558277
9	150015	103179	87199	0	0.986869
				1	0.962585
				2	0.898202
				3	0.764685
				4	0.558245
10	176080	117927	100440	0	0.989132
				1	0.970328
				2	0.920146
				3	0.812026
				4	0.523795
11	196492	124652	108297	0	0.990575
				1	0.960319
				2	0.899488
				3	0.779031
				4	0.593891

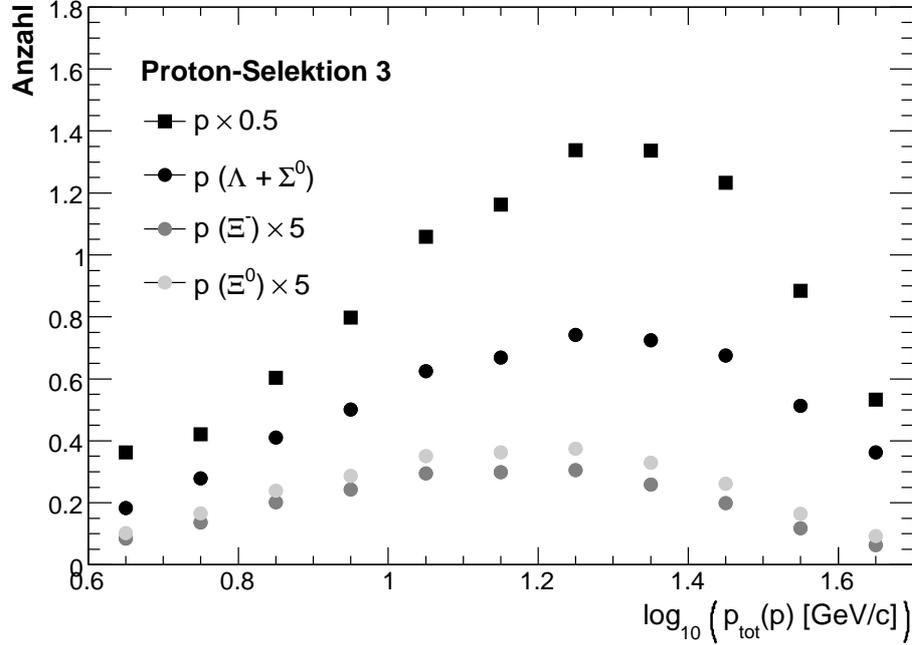
Tabelle 5.7: Differentielle Bestimmung des Proton-Feeddowns, Teil I.

5 Korrekturen der Korrelationsfunktion

---

$p_{tot}$ -Bin	$N_p^{(\Lambda+\Sigma^0)}$	$N_p^{\Xi^-}$	$N_p^{\Xi^0}$	p-Selekt.	$r_{cut}(p_{tot})$
12	208654	121914	107061	0	0.987431
				1	0.967337
				2	0.917123
				3	0.814222
				4	0.546
13	211245	107368	97407	0	0.990276
				1	0.959783
				2	0.900532
				3	0.785617
				4	0.506319
14	203312	85264	79979	0	0.988741
				1	0.971218
				2	0.886567
				3	0.760383
				4	0.57432
15	179309	58647	58153	0	0.987392
				1	0.949208
				2	0.819248
				3	0.654458
				4	0.552884
16	143751	35292	37070	0	0.97254
				1	0.891382
				2	0.765768
				3	0.576783
				4	0.576783

**Tabelle 5.8:** Differentielle Bestimmung des Proton-Feeddowns, Teil II.



**Abbildung 5.16:** Multiplizitäten der Protonen und der Feeddown-Protonen ihrer jeweiligen Mutterteilchen in Abhängigkeit des Gesamtimpulses für die Proton-Selektion 3.

Eine anschauliche Darstellung bietet Abbildung 5.16, sie stellt die Multiplizitäten der Protonen und der Feeddown-Protonen für die jeweiligen Mutterteilchen graphisch in Abhängigkeit des Gesamtimpulses am Beispiel der Proton-Selektion 3 dar. Die einzelnen Multiplizitäten wurden dabei skaliert, um einen besseren Überblick bewahren zu können. Die Skalierungsfaktoren sind in der Legende gegeben. Der systematische Fehler, resultierend aus der nicht exakt bekannten Teilchenmultiplizität pro Ereignis der Mutterteilchen der Feeddown-Protonen ist hier nicht dargestellt. Es fällt auf, dass der Anteil der Feeddown-Protonen, die von  $\Xi^0$  oder  $\Xi^-$  stammen, beinahe vernachlässigbar gegen den Beitrag der  $\Lambda$  ist. Wichtig ist, zu sehen, dass die Verteilung der Feeddown-Protonen von  $\Lambda$  eine sehr ähnliche Form annimmt, wie die Verteilung der Protonen. Die Protonen-Feeddown-Reinheit ist demnach flach in  $p_{\text{tot}}$ .

Der Fehler von 18% auf der Multiplizität der  $\Lambda$  - auch mit seinem absoluten Wert von 8.0 - überwiegt alle anderen Fehler, nur dieser Fehler wurde fortgepflanzt. Die Anzahl der Protonen pro Event  $N_p$  für die verschiedenen Teilchen-Selektionen, die Anzahl der Feeddown-Protonen  $N_{p,FD}$  und die sich daraus ergebene Protonen-Feeddown-Reinheit  $pur_{p,FD}$  sind in Tabelle 5.9 dargestellt.

p-Selekt.	$N_p$	$N_{p,FD}$	$pur_{p,FD}$
0	25,54	6,93 $\pm$ 1,24	0,729 $\pm$ 0,049
1	24,74	6,71 $\pm$ 1,21	0,729 $\pm$ 0,049
2	22,74	6,18 $\pm$ 1,11	0,728 $\pm$ 0,049
3	19,46	5,28 $\pm$ 0,95	0,729 $\pm$ 0,049
4	14,27	3,87 $\pm$ 0,70	0,729 $\pm$ 0,049

**Tabelle 5.9:** Bestimmung der Proton-Feeddown-Reinheit.

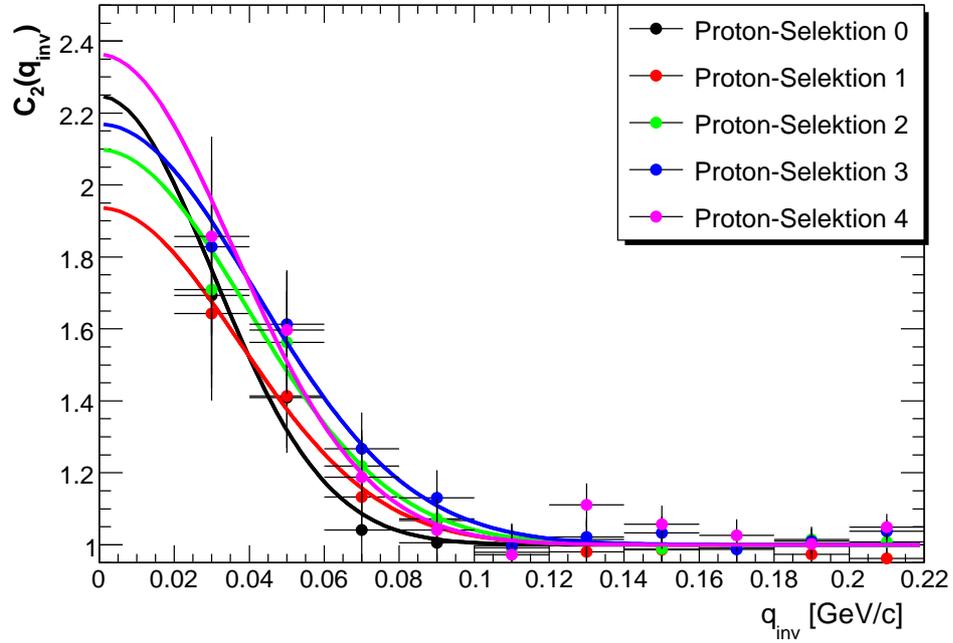
### 5.3 Endliche Impulsauflösung

Eine nur endliche Impulsauflösung verschmiert die Proton-Lambda-Korrelation. Die Untersuchungen der STAR-Kollaboration aber zeigten, dass der Einfluss der endlichen Impulsauflösung in ihrem Fall nur 1% Variation im extrahierten Quellen-Radius ausmacht, der Einfluss der Impulsauflösung vernachlässigbar gegen die statistischen und systematischen Fehler ist [12]. Generell hat der NA49-Detektor eine bessere Impulsauflösung als STAR. Die beste Impulsauflösung, die STAR für Antiprotonen erreicht (angegeben in der Studie der Impulsauflösung sind Pionen und Antiprotonen), ist ein  $\frac{\Delta p_t}{p_t} = 3\%$  [15]. Für die in dieser Analyse verwendeten Protonen ergibt sich eine Impulsauflösung des NA49-Detektors von  $\frac{\Delta p}{p} = 0.7\%$ . Die NA49-Kollaboration konnte bereits in einer bisherigen Veröffentlichung darstellen [16], dass - in diesem Fall für die  $\pi\pi$ -Korrelationsfunktion - der Effekt der Verschmierung durch die endliche Impulsauflösung nur einen geringen Impact hat. Eine Korrektur wurde in [16] für die finale Extraktion der Parameter nicht angewandt. Vor diesem Hintergrund wurde auch hier darauf verzichtet, auf die Impulsauflösung zu korrigieren.

### 5.4 Korrigierte Korrelationsfunktionen

Abbildung 5.17 zeigt die fünf unterschiedlichen Korrelationsfunktionen für die fünf Proton-Selektionen. Jede wurde dabei mit den in diesem Kapitel besprochenen Faktoren korrigiert, nämlich mit dem Inversen der Proton-Reinheit, der Lambda-Reinheit, der Proton-Feeddown-Reinheit und der Lambda-Feeddown-Reinheit.

Für die Proton-Selektion 4 ergibt sich eine Struktur bei  $q_{inv} = 0,13 \text{ GeV}/c$ . Die Proton-Selektion 4 ist die mit der geringsten Kontamination an Kaonen und Pionen. Somit



**Abbildung 5.17:** Komplett korrigierte Korrelationsfunktionen für die verschiedenen Proton-Selektionen mit jeweils einer Anpassung nach Gleichung 4.8.

scheidet die Erklärung, es sei ein Effekt der nur in dieser Auswahl enthaltenen Teilchen, aus. Es zeigt sich aber ganz klar, dass für die anderen Selektionen die Struktur nicht auftritt.

Zu erkennen sind die Unterschiede der Korrelationsfunktionen. Innerhalb eines gewissen Fehlers stimmen die Korrelationsfunktionen jedoch eindeutig überein.

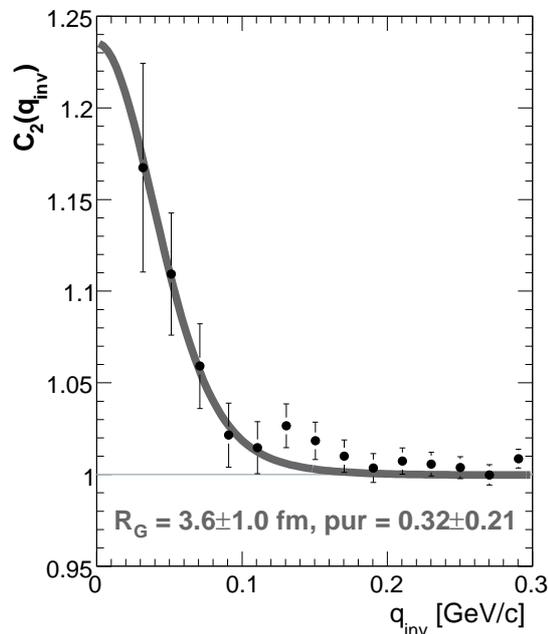


## 6 Ergebnisse und Diskussion

Zur Extraktion eines Radius aus den experimentell bestimmten Korrelationsfunktionen wurde das Modell von R. Lednicky und V.L. Lyoboshitz verwendet [25]. Es nimmt eine statische, sphärisch symmetrische Quelle an und verwendet die *effective range approximation*. Ausgenutzt bei der *effective range approximation* wird die Tiefe und die kurze Reichweite des Potentials der Kernkraft, so wird die Wellenfunktion des Nukleons innerhalb des Potentials durch dieses dominiert, dadurch kann die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung durch eine Streulänge und einen effektiven Radius beschrieben werden. Sind diese Größen bekannt, kann aus der experimentellen Korrelationsfunktion der Radius der Quelle bestimmt werden. Weitere Details dieser Theorie sollen hier nicht ausgeführt werden, sie können zum Beispiel in [26] nachgelesen werden. Für diese Diplomarbeit wurden die Werte -2,88 fm für die Streulänge und 2,92 fm für den effektiven Radius des Spin-Singlet-Zustandes und -1,66 fm für die Streulänge und 3,78 fm für den Radius des Spin-Triplet-Zustandes aus [24] entnommen.

Abbildung 6.1 zeigt die unkorrigierte Korrelationsfunktion (siehe Kapitel 4.6) mit der Anpassung des Modells.  $R_G$  bezeichnet dabei den Radius der gaussförmigen Quelle.  $pur$  bezeichnet die durch die Anpassung bestimmte gesamte Reinheit der Auswahl. Die gesamte Reinheit setzt sich multiplikativ zusammen aus der Protonen-Reinheit, der Lambda-Reinheit, der Proton-Feeddown-Reinheit und der Lambda-Feeddown-Reinheit, also all den Faktoren, mit denen die Korrelationsfunktionen in Kapitel 5 korrigiert wurden. Hier determiniert die Form der Verteilung die Quellengröße, die Höhe der theoretischen Korrelationsfunktion wird über den Faktor  $pur$  den Daten angepasst.

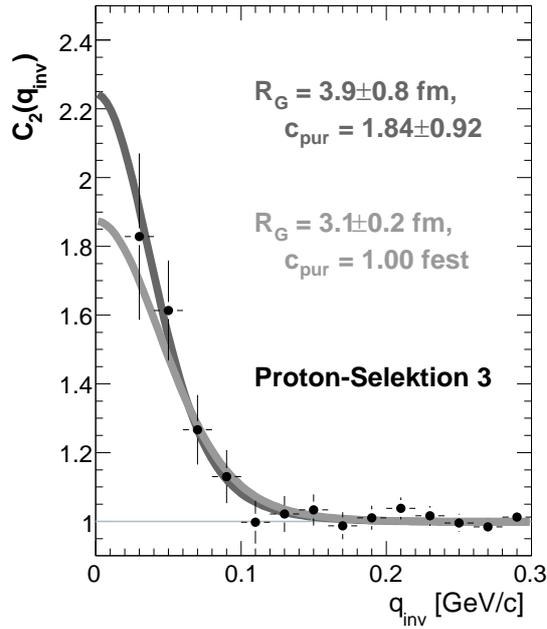
Sollen alle Reinheiten experimentell bestimmt werden, so ist die Standardauswahl der Protonen die Proton-Selektion 3 (siehe Kapitel 5.2). Abbildung 6.2 zeigt die korrigierte Korrelationsfunktion der Standardanalyse mit zwei Anpassungen. Die erste Anpassung (in hellem Grau) hat nur einen freien Parameter: die Quellengröße  $R_G$ . Der Faktor  $c_{pur}$  ist der Faktor, der es dem Modell erlaubt, die von der Form bestpassenste



**Abbildung 6.1:** Anpassung des Modells an die unkorrigierte Proton-Lambda-Korrelation aus Abbildung 4.19.

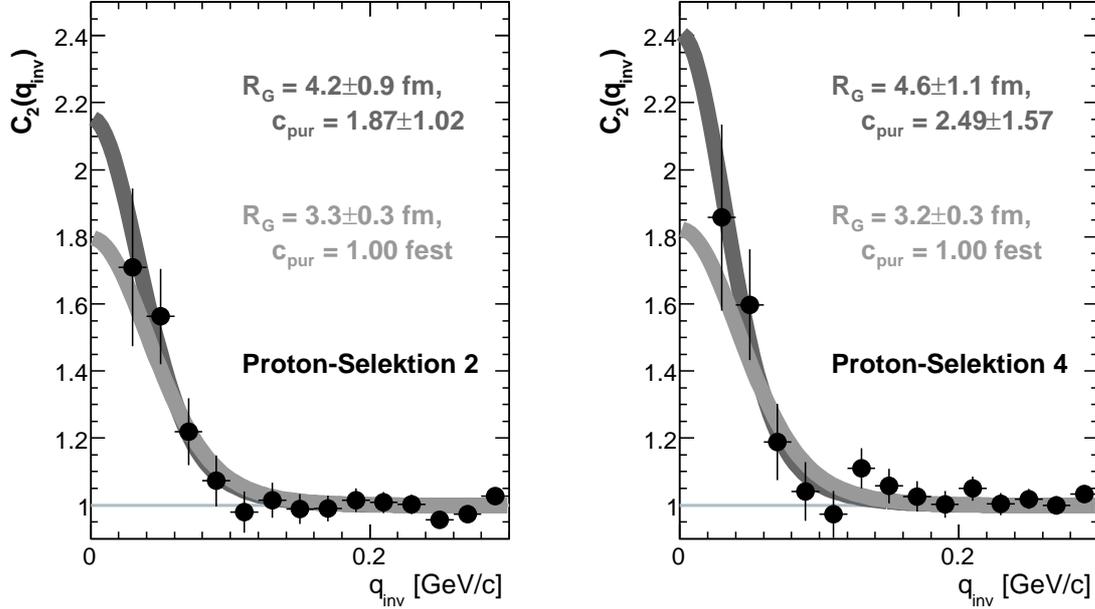
theoretische Korrelationsfunktion auf die Höhe der experimentell gemessenen anzupassen. Für diese erste Anpassung wurde dies nicht erlaubt,  $c_{pur}$  wurde zu eins festgelegt. Für die zweite Anpassung (in dunklem Grau) wurde der Parameter  $c_{pur}$  freigegeben. Er beschreibt das Verhältnis der dargestellten Funktion und der theoretischen Korrelationsfunktion für den Radius  $R_G$  und somit das Verhältnis der durch die Anpassung bestimmten und der experimentell bestimmten gesamten Reinheit. Ist  $c_{pur} > 1$ , so ist die experimentell bestimmte gesamte Reinheit höher als die durch die Anpassung des Modells bestimmte. Dies ist hier für alle Anpassungen mit freiem  $c_{pur}$  der Fall. Abbildung 6.3 zeigt wieder die Korrelationsfunktion mit den zwei Anpassungen durch das Modell, jedoch für andere Selektionen der Protonen, nämlich Selektion 2 und 4. Der Vergleich der durch die verschiedenen Selektionen gewonnen Radien lässt auf den systematischen Fehler zurückschließen. Die Werte der Radien für die Anpassung mit festem  $c_{pur}$  sind  $3,1 \pm 0,2$  fm für die Standardanalyse mit der Protonselektion 3 und  $3,3 \pm 0,3$  fm beziehungsweise  $3,2 \pm 0,3$  fm für die Protonselektionen 2 beziehungsweise 4. Die geringen Unterschiede der Werte zeigen, dass die Analyse in sich konsistent ist. Durch die Veränderung der Protonselektion wird nicht nur die Protonen-Reinheit verändert. Von Protonselektion 3 zu 4 ändert sich die Anzahl der Proton-Kandidaten

um mehr als ein Drittel. Somit wird ein Großteil der gesamten Analyse einer Prüfung unterzogen, als Beispiel sei die Normalisierung der Korrelationsfunktion genannt. Es zeigt sich, dass die Methode robust gegen eine solch starke Veränderung der Selektion ist.



**Abbildung 6.2:** Anpassung des Modells an die korrigierte Proton-Lambda-Korrelation der Proton-Selektion 3 aus Abbildung 5.17.

Vergleichen kann man des Weiteren die Radien, die aus der Anpassung mit frei skalierbarer Höhe der Korrelationsfunktion des Modells erhalten wurden. Es ergeben sich  $3,6 \pm 1,0$  fm für die unkorrigierte Korrelationsfunktion des Modells,  $3,9 \pm 0,8$  fm für die korrigierte Korrelationsfunktion der Protonselektion 3 und  $4,2 \pm 0,9$  fm beziehungsweise  $4,6 \pm 1,1$  fm für Selektion 2 beziehungsweise 4. Die Radien stimmen innerhalb ihrer Fehler miteinander überein. Der Fehler ist hier größer als bei der Anpassung mit festem  $c_{pur}$ , da hier zwei Parameter durch das Modell angepasst werden. Die Protonenreinheit der Protonenauswahl der unkorrigierten Korrelationsfunktion konnte zwar nicht exakt bestimmt werden (siehe Kapitel 5.1). Betrachtet man jedoch den Bereich, in dem die Anpassung der  $dE/dx$ -Spektren mit der Funktion  $F(p_{tot})$  aus Gleichung 5.2 möglich war und vergleicht die Höhen der Korrelationsfunktionen, so lässt sich daraus schließen, dass diese Auswahl eine Protonen-Reinheit von circa 90% hat. So kann eine Systematik, dass zum Beispiel für eine höhere Protonenreinheit der gewonnene Radius auch höher ist, sich



**Abbildung 6.3:** Anpassung des Modells an die korrigierten Proton-Lambda-Korrelationen der Proton-Selektionen 2 und 4 aus Abbildung 5.17.

nicht erkennen lassen.

Eine Systematik lässt sich jedoch erkennen, wenn man die Anpassungen mit festem  $c_{pur}$  mit denen mit freier Anpassung vergleicht: So sind bei festem  $c_{pur}$  die extrahierten Radien deutlich geringer - die Radien schwanken hier zwischen 3,1 und 3,3 fm - als wenn die Höhe der Anpassung frei überlassen wird - hier reichen die Werte von 3,6 fm bis 4,6 fm. Der Ursprung dieser Diskrepanz ist nicht sicher, eine Möglichkeit wäre jedoch, dass der Anteil unkorrelierter Teilchen in den Selektionen überschätzt wurde. Die größte Unsicherheit scheint hier von den Feeddownkorrekturen zu kommen.

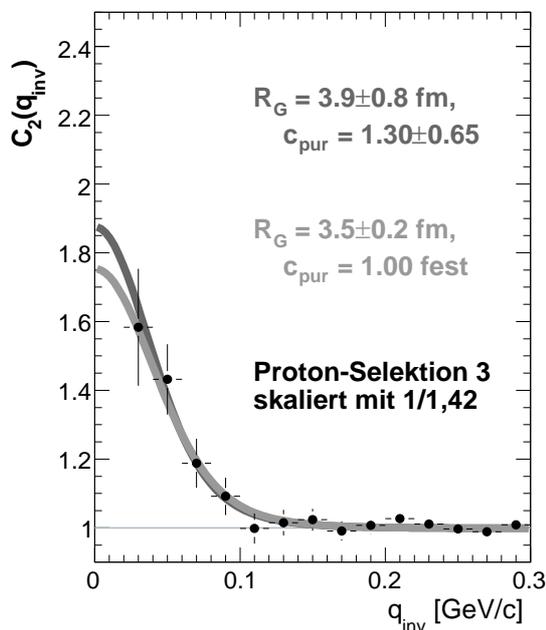
Die von NA49 publizierte Werte der Multiplizität des Lambda-Hyperons stellen immer eine Summe aus  $(\Lambda + \Sigma^0)$  dar. Die Veröffentlichung, aus der die Multiplizität der  $\Sigma^0$  entnommen wurde, verwendet ein statistisches Modell, um Teilchenmultiplizitäten vorherzusagen. Dabei werden gemessene Multiplizitäten verwendet, um die Parameter des Modells anzupassen. Der Wert der gemessenen  $\Lambda$ -Multiplizität, an die die Parameter des Modells angepasst wurden, wurde dabei aus [27] entnommen. Der dort publizierte Wert von  $44,9 \pm 3,5 \pm 5,4$  beschreibt aber explizit die Multiplizität von  $(\Lambda + \Sigma^0)$ . Das Modell liefert als Multiplizität für das  $\Lambda$  53,6 und für das  $\Sigma^0$  14,7 (leider werden keine Fehler für die vorhergesagten Teilchenmultiplizitäten angegeben). Addiert man diese

---

beiden Werte, so erhält man eine Multiplizität von 68,3 für  $(\Lambda + \Sigma^0)$ , dies liegt eindeutig über dem experimentell gemessenen Wert. Auch die Multiplizität des  $\Lambda(1520)$  überschätzt das Modell. Der gemessene Wert der NA49-Kollaboration liegt hier bei  $1,57 \pm 0,44$  [28] das Modell liefert einen Wert von 3,64. Die  $\Lambda(1520)$ -Resonanz wird sogar aus der Anpassungsprozedur des Modells herausgelassen. Es stellt sich die Frage, inwieweit mit dieser Anpassung die für diese Analyse benötigte Multiplizität der  $\Sigma^0$  gewonnen werden soll.

Skaliert man die Multiplizitäten des Modells von  $(\Lambda + \Sigma^0)$  von 68,3 auf die gemessenen 44,9 und berechnet die Lambda-Feeddown-Reinheit (siehe Kapitel 5.2) mit dieser skalierten Multiplizität der  $\Sigma^0$ , so ergibt sich eine um einen Faktor 1,42 größere Lambda-Feeddown-Reinheit. Abbildung 6.4 zeigt die Korrelationsfunktion aus Abbildung 6.2 korrigiert mit dieser um den Faktor 1,42 größeren Lambda-Feeddown-Reinheit. Wie man sieht, ist die Diskrepanz zwischen den beiden in der Abbildung dargestellten der Anpassungen nur noch gering. Deutlich wird aber auch, welchen Einfluss die Multiplizität der  $\Sigma^0$  auf die Korrektur der Korrelationsfunktion hat: Der Radius der Anpassung mit festem  $c_{pur}$  erhöht sich von  $3,1 \pm 0,2$  fm in Abbildung 6.2 um mehr als zehn Prozent auf  $3,5 \pm 0,2$  fm in Abbildung 6.4. Um belastbarere Ergebnisse durch die experimentelle Messung der Proton-Lambda-Korrelation zu erhalten, scheint zuallererst ein genaueres Verständnis der Multiplizität der  $\Sigma^0$  nötig, sie sind die Teilchenspezies mit dem größten Anteil am Feeddown der Lambda. Hier wäre möglich, anhand der Produktionsmechanismen verschiedener Modelle zu beurteilen, welches Modell besonders geeignet ist, die Multiplizität der  $\Sigma^0$  vorherzusagen oder ein vorhandenes Modell so zu modifizieren, dass es besonders gut die Multiplizität seltsamer Baryonen vorhersagt. Dies ging jedoch über den Rahmen dieser Diplomarbeit hinaus.

Die Analysen mit veränderter Teilchenselektion weichen um 0,2 fm von der Standardanalyse ab. Deshalb soll der systematische Fehler der dieser Analyse immanenten Quellen mit  $\pm 0,2$  fm abgeschätzt werden. Die Analyse mit festem  $c_{pur}$  und unskalierter  $\Sigma^0$ -Multiplizität weicht um  $-0,4$  fm, die Analyse mit freiem  $c_{pur}$  um  $+0,4$  fm von der Analyse mit Standardteilchenselektion, festem  $c_{pur}$  und skaliertes  $\Sigma^0$ -Multiplizität ab. Deshalb soll der systematische Fehler der Quellen, die ausserhalb dieser Analyse liegen - damit ist vor allem die Ungenauigkeit der Multiplizität der seltsamen Hyperonen, die zum Feeddown beitragen, gemeint -, mit  $\pm 0,4$  fm abgeschätzt werden. Es scheint klar, dass die Analyse mit unskalierter  $\Sigma^0$ -Multiplizität die gesamte Reinheit überschätzt. Jedoch will sich diese experimentelle Arbeit nicht zu sehr auf Modelle verlassen, weshalb das Zurückgreifen auf die Anpassung der gesamten Reinheit durch das Modell



**Abbildung 6.4:** Korrelationsfunktion aus Abbildung 6.2 mit anderer Lambda-Feeddown-Reinheit.

der Korrelation als kein guter Ausweg erscheint. Mit der Skalierung der Multiplizitäten von  $(\Lambda + \Sigma^0)$  des statistischen Modells an die experimentell gemessenen wurde aber ein Weg gefunden das statistische Modell näher an die Realität zu bringen. Anders ausgedrückt wurde das statistische Modell benutzt, um das Verhältnis  $\frac{\Sigma^0}{\Lambda}$  zu bestimmen. Die Multiplizität von  $(\Lambda + \Sigma^0)$  wurde bereits experimentell bestimmt.

Damit ergibt sich für diese Arbeit:

$$R_G = 3,5 \pm 0,2(\text{stat.}) \pm 0,45(\text{syst.}) \text{ fm.}$$

Weitere Vergleiche können zu verschiedenen anderen Messungen gezogen werden. Die STAR-Kollaboration nutzte ebenfalls Proton-Lambda-Korrelationen um einen Quellenradius zu bestimmen, es ergab sich für diese Messung:

$$R_G = 2,97 \pm 0,34_{-0,25}^{+0,19} \pm 0,2 \text{ fm}[12].$$

Die NA49-Kollaboration nutzte Proton-Proton-Korrelationen:

$$R_G = 3,85 \pm 0,15_{-0,25}^{+0,60}(\text{syst.}) \text{ fm}[29].$$

Die NA49-Publikation sei hier genannt, da für diese Diplomarbeit quasi nur ein Teilchen ausgetauscht wurde, es wurde sogar der gleiche Datensatz verwendet. Die STAR-Messung ist die einzige nicht vorläufige, veröffentlichte  $p\Lambda$ -Messung. Es ist vorstellbar,

---

dass der Emissionsradius der Quelle für Lambdas ein völlig anderer als für Protonen ist. Diese beiden Veröffentlichungen stellen somit den bisherigen Erfahrungsschatz im Umfeld dieser Messung dar. Es zeigt sich, dass sich diese Messung in das bisherige Bild einfügt, der hier extrahierte Radius stimmt mit den beiden aus den anderen Messungen gewonnenen innerhalb der Fehler überein.



# Literaturverzeichnis

- [1] S. Gaukroger,  
Descartes' system of natural philosophy,  
Cambridge, New York (2002).
- [2] H. Diels und W. Kranz,  
Die Fragmente der Vorsokratiker,  
Weidmann, Zürich (1985).
- [3] C. Amsler et al. (Particle Data Group),  
2008 Review of Particle Physics,  
Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [4] F. Karsch, E. Laermann und A. Peikert,  
Quark Mass and Flavor Dependence of the QCD Phase Transition,  
Nucl. Phys. B **605**, 579 (2001).
- [5] K. Cornelius, W. Herr und R. Schmidt,  
Multicycling of the CERN-SPS: Supercycle Generation and First Experience  
with this Mode of Operation,  
Proceedings of the First European Particle Accelerator Conference (EPAC 88),  
Rome, Italy, 7 - 11 June, 1988,
- [6] S. A. Baird,  
Supercycles for LHC commissioning and Operation,  
Proceedings of the 11th Workshop of the LHC, Chamonix, France, 15 - 19 Jan,  
2001.
- [7] J. Krige,  
History of CERN,  
Elsevier Science B.V., Amsterdam (1996).

- [8] Application Software Group,  
GEANT - Detector Description and Simulation Tool,  
CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [9] C. Alt et al., (NA49 Kollaboration),  
Energy dependence of  $\Lambda$  and  $\Xi$  production in central Pb+Pb collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV measured at the CERN Super Proton Synchrotron,  
Phys. Rev. C **78**, 034918 (2008).
- [10] C. Strabel,  
Energieabhängigkeit der  $K_s^0$ -Produktion in zentralen Pb+Pb Reaktionen,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2006).
- [11] A. Richard,  
 $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$  - Produktion in zentralen Blei-Blei Kollisionen bei 20 und 30 A·GeV am CERN-SPS,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2004).
- [12] J. Adams et al., (STAR Kollaboration)  
Proton -  $\Lambda$  correlations in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.  
Phys. Rev. C **74**, 064906 (2006).
- [13] F. Becattini, J. Manninen und M. Gaździcki,  
Energy and system size dependence of chemical freeze-out in relativistic nuclear collisions,  
Phys. Rev. C **73**, 044905 (2006).
- [14] M. Gaździcki und B. Lungwitz für die NA49-Kollaboration,  
Compilation of NA49 results,  
[http://na49info.web.cern.ch/na49info/na49/Archives/Data/NA49NumericalResults/na49\\_compil.pdf](http://na49info.web.cern.ch/na49info/na49/Archives/Data/NA49NumericalResults/na49_compil.pdf) (2007).
- [15] M. Anderson et al., (STAR Kollaboration),  
The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC,  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **499**, 659 (2003).
- [16] C. Alt et al., (NA49 Kollaboration),  
Bose-Einstein correlations of pi-pi- pairs in central Pb+Pb collisions at

- 20A,30A,40A,80A, and 158A GeV,  
Phys. Rev. C **77**, 064908 (2008).
- [17] S. Kniege,  
Energieabhängigkeit von  $\pi^-\pi^-$  Bose-Einstein-Korrelationen in zentralen Schwereionenkollisionen gemessen am Experiment NA49,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2005).
- [18] M. Utvić,  
Zentralitätsabhängigkeit der Produktion von Protonen und Antiprotonen in Pb+Pb Stößen bei 158A GeV,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2008).
- [19] M. van Leeuwen,  
Kaon and open charm production in central lead lead collisions at the CERN SPS,  
Ph.D. Thesis, Universiteit Utrecht (2003).
- [20] Grzegorz Stefanek and Daniel Kikoła for the NA49 Collaboration,  
Elliptic flow of  $\Lambda$  hyperons in Pb+Pb collisions at 158 A GeV,  
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32** (2006).
- [21] S. Afanasiev et al., (NA49 Kollaboration),  
The NA49 large acceptance detector,  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **430** (1999).
- [22] C. Blume et al., (NA49 Kollaboration),  
Results on correlations and fluctuations from NA49,  
Nucl. Phys. A **715**, 55 (2003).
- [23] C.-Y. Wong,  
Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions,  
World Scientific, Singapore (1994).
- [24] F. Wang und S. Pratt,  
Lambda-Proton Correlations in Relativistic Heavy Ion Collisions,  
Phys. Rev. Lett. **83**, 3138 (1999).
- [25] R. Lednicky und V.L. Lyoboshitz,  
Sov. J. Nucl. Phys. **35** (1982).

- [26] J. M. Blatt und V. F. Weisskopf,  
Theoretical Nuclear Physics,  
Springer, New York (1979).
- [27] T. Anticic et al., (NA49 Kollaboration),  
 $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Production in Central Pb-Pb Collisions at 40, 80, and 158A GeV,  
Phys. Rev. Lett. **93**, 022302 (2004).
- [28] Volker Friese for the NA49 collaboration,  
Production of Strange Resonances in C+C and Pb+Pb Collisions at 158 AGeV,  
Nucl. Phys. A **698**, 487 (2002).
- [29] H. Appelshäuser et al., (NA49 Kollaboration),  
Two-proton correlations from 158 A GeV Pb + Pb central collisions,  
Physics Letters B **467**, 21 (1999).
- [30] Homepage des NA35-Experimentes,  
<http://na35info.cern.ch/>.
- [31] Übersicht des NA35-Experimentes,  
[http://documents.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=greybook  
&categ=abstracts&id=NA35](http://documents.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=greybook&categ=abstracts&id=NA35).
- [32] G. D. Rochester und C. C. Butler,  
Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles,  
Nature **160**, 855 (1947).
- [33] Michael Mitrovski,  
 $\Omega$  und  $\bar{\Omega}$  Produktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Kollisionen bei 40 A·GeV,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2004).
- [34] Tim Schuster,  
Production of Neutral Strange Hadrons with High Transverse Momentum in  
Pb+Pb Collisions at 158A GeV,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2006).
- [35] J. Myrheim und L. Bugge,  
A Fast Runge-Kutta Method for Fitting Tracks in a Magnetic Field,  
Nuclear Instruments and Methods **160**, 43 (1979).

- [36] A. Mischke,  
Λ und  $\bar{\Lambda}$  Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 40, 80 und 158 GeV pro Nukleon,  
Dissertation, Universität Frankfurt (2002).
- [37] ROOT | A Data Analysis Framework,  
<http://root.cern.ch>.
- [38] Rene Brun und Fons Rademakers,  
ROOT - An object oriented data analysis framework,  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **389**, 81 (1997).
- [39] NA49 ROOT mini-DST Analysis,  
<http://na49info.web.cern.ch/na49info/na49/Software/minidst/>.
- [40] R. Zyburt und P. Bunčić,  
DSPACK - Object Manager for High Energy Physics,  
Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP '95), Rio de Janeiro, Brazil, September 18 - September 22, 1995.
- [41] C. Markert,  
Lambda (1520)-Produktion in Proton-Proton- und zentralen Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon,  
Dissertation, Universität Frankfurt (2001).
- [42] M. Mitrovski,  
Energy and System Size Dependence of  $\Xi^-$  and  $\Xi^+$  Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions at the CERN SPS,  
Dissertation, Universität Frankfurt (2007).
- [43] A. Billmeier,  
Seltsamkeitsproduktion in ultrarelativistischen p+p-Kollisionen bei 158 GeV,  
Dissertation, Universität Frankfurt (2001).
- [44] P. Dinkelaker,  
Kaon and Pion Production in Centrality Selected Minimum Bias Pb+Pb Collisions at 40 and 158 A GeV,  
Dissertation, Universität Frankfurt (2009).

- [45] P. Dinkelaker,  
Phi Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 158 A GeV,  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2003).
  
- [46] C. Roland,  
Flavor Fluctuations in Central Pb+Pb Collisions at 158 GeV/Nucleon,  
Dissertation, Universität Frankfurt (1999)

# Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den 30. September 2009

Hans Beck



# Danksagung

Hiermit möchte ich mich bedanken. Dieser Dank gilt in erster Linie Christoph Blume, der mich für das Themenfeld schon in seinen Vorlesungen begeisterte. Seine Betreuung während der Diplomarbeit war exzeptionell. Auf seine stete Unterstützung war immer Verlaß. Er ermöglichte mir so viel und sein Verständnis mir gegenüber war so groß, dafür danke ich ihm.

Dann möchte ich mich bei den Menschen der NA49-Gruppe des IKFs bedanken: Herbert Ströbele, Marek Gaździcki, Tim Schuster, Benjamin Lungwitz, Milica Utvić, Julian Book, Moritz Pohl, Peter Dinkelaker und Michael Mitrovski. Sei es bei Fragen in der Analyse oder bei der Vorbereitung eines Vortrages, immer wurde sich Zeit für meine Probleme genommen.

Der Dank weitet sich aus auf die gesamte NA49-Kollaboration. Während der Telefonkonferenzen, analysis meetings und collaboration meetings wurden immer gute Vorschläge gemacht und Lösungen gefunden. Aber auch der zwischenmenschliche Kontakt kam nie zu kurz.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Hochenergiephysik-Gruppe des IKFs. Jeder war für Fragen offen und bei eigentlich jedem Problem hilfsbereit. Die gemeinsamen Freizeitaktivitäten habe ich sehr genossen.

Ausserdem möchte ich mich ganz privat bedanken bei Fee, Katinka, Nora, Laura Carlotta, Isabelle, Lena, . . .

Und bei Christian, Fabian, Richard, Julian, Christian, Stefan, Hans, . . .