

Machbarkeitsstudie zur Messung von K_L^0 in ALICE

Bachelorarbeit
vorgelegt von
Laura Gans-Bartl

Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik
Goethe-Universität Frankfurt am Main
Februar 2025

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching
Zweitgutachter: Priv. Doz. Dr. Benjamin Dönigus

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	5
1	Theoretischer Hintergrund	7
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	7
1.2	Teilchenkollision	8
1.2.1	Entstehung von Teilchen	8
1.2.2	Zerfall von Teilchen	9
1.2.3	PYTHIA-Simulationen	10
1.3	Das neutrale Kaon	11
2	Experimentelle Grundlagen	13
2.1	Das CERN und der LHC	13
2.2	Das ALICE-Experiment	13
2.2.1	Die TPC	15
2.2.2	Das EMCal	16
2.2.3	Wichtige Detektoreigenschaften	16
3	Herausforderungen bei der Messung von K_L^0 in ALICE	19
3.1	Zerfallskanal	19
3.2	Flugstrecke	20
4	Analyse	21
4.1	Bestimmung der Messwahrscheinlichkeit	21
4.1.1	Betrachtung des Zerfallsverhaltens	21
4.1.2	Einfluss der Messbedingungen	23
4.1.3	Diskussion der Statistik	28
4.2	Analyse der Messbarkeit des K_L^0 in Teilchenkollisionen	30
4.2.1	Einführung in die verwendete Rekonstruktionsmethode - die Same- Event-Methode	30
4.2.2	PYTHIA Simulation	31
4.2.3	Reduzierung des Untergrunds	35
4.2.4	Bestimmung der invarianten Massen zur Signal Extraktion	39
5	Zusammenfassung	41

0 Einleitung

Im Laufe des 20. Jahrhunderts rückte die Symmetriellehre immer weiter in die Aufmerksamkeit von Kern- und Teilchenphysiker:innen. Man untersuchte zunehmend, wie sich physikalische Systeme unter Transformationen verhalten; zu diesen Transformationen gehörten beispielsweise die Raumspiegelung am Ursprung, P-Parität genannt, oder die Änderung der elektrischen Ladung, C-Parität. Der damalige Wissensstand sprach dafür, dass sich Systeme unter der P- und der C-Parität nicht verändern, diese Symmetrien somit erhalten bleiben. Das deckte sich auch mit den Erkenntnissen, die man aus Untersuchungen der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung gewann - die Systeme ändern sich nicht, wenn der Ort oder die Ladung gespiegelt wurden. Große Überraschung erzeugte allerdings die Untersuchung der schwachen Wechselwirkung. Die Physikerin Chien-Shiung Wu wies 1956 mit ihrem berühmten Wu-Experiment nach, dass die schwache Wechselwirkung die P-Parität nicht erhält [1]. Das war ein Novum, denn nie zuvor wurde eine solche Symmetrie-Verletzung beobachtet. Aber bereits kurz nach Wus Veröffentlichungen wurde eine Lösung für diese Symmetriebrechung gefunden: Man kombinierte die P-Parität mit der C-Parität und erhielt damit die CP-Parität. Es wurden vermehrt Systeme der schwachen Wechselwirkung auf CP-Erhaltung untersucht und die ersten Ergebnisse schienen positiv, bis 1964 James Cronin und Val Fitch das Kaon-System untersuchten [2]. Sie betrachteten das Zerfallsverhalten der beiden Zerfallszustände des neutralen K-Mesons, dem K_S^0 und dem K_L^0 . Es war bekannt, dass diese beiden Teilchen sich durch ihre Lebensdauer und ihren Zerfallskanal unterscheiden; während das K_S^0 in zwei Pionen zerfällt, zerfällt das K_L^0 in drei Pionen. Cronin und Fitch konnten allerdings nachweisen, dass mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit auch ein K_S^0 in drei Pionen und ein K_L^0 in zwei Pionen zerfallen kann - diese Beobachtung konnte nur mit einer Verletzung der CP-Symmetrie erklärt werden. Heute ist die CP-Verletzung ein bekanntes Phänomen der schwachen Wechselwirkung, allerdings wurde sie immer noch nicht im Detail verstanden und ist deshalb bis heute Inhalt aktueller Forschung. [3], [4]

Auch am ALICE-Experiment am CERN könnte die CP-Verletzung am Kaon-System untersucht werden. Dort wurden bereits mehrfach K_S^0 gemessen (z.B. [5]), aber bis heute noch kein K_L^0 . Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Machbarkeit einer solchen Messung zu untersuchen. Sie ist dafür grob in zwei Teile unterteilt: Zunächst werden in den ersten beiden Kapiteln theoretische und experimentelle Grundlagen eingeführt. Darauf folgt ein kurzes Kapitel zur Diskussion der Herausforderungen bei einer K_L^0 -Messung. Zuletzt wird die Analyse zur Messbarkeit des K_L^0 in ALICE vorgestellt. Dieses Kapitel lässt sich wiederum in zwei Teile gliedern: Im ersten Teil wird diskutiert, wie sich die Wahrscheinlichkeit, ein K_L^0 zu messen, verhält und welchen Einfluss Detektoreffekte darauf haben. Im zweiten Teil wird erörtert, inwiefern K_L^0 in Teilchenkollisionen gemessen werden können.

1 Theoretischer Hintergrund

Das Zentrum dieser Arbeit bildet die Analyse zur Machbarkeit einer K_L^0 -Messung in ALICE. Bevor diese Analyse vorgestellt wird, soll in diesem Kapitel zunächst eine theoretische Grundlage geschaffen und grundlegende Methoden vorgestellt werden.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

In der Teilchenphysik beschreibt ein zentrales Modell die Elementarteilchen und deren Interaktion - das sog. Standardmodell, siehe Abbildung 1.1. Es ordnet die Elementarteilchen anhand ihrer Eigenschaften in zwei große Gruppen, in Fermionen und Bosonen. Diese beiden Gruppen unterscheiden sich in erster Linie durch ihren Spin: Fermionen tragen halbzahlige und Bosonen ganzzahlige Spin-Werte.

Fermionen teilen sich dabei noch einmal in sechs Leptonen, elektrisch ganzzahlig geladene Teilchen, und in sechs Quarks, drittelzahlig geladene Teilchen. Innerhalb dieser beiden Gruppen werden die Teilchen nach Generationen sortiert, dabei unterscheiden sich die Generationen untereinander im Wesentlichen durch ihre Masse. Zusätzlich gibt es zu jedem dieser zwölf Fermionen noch ein jeweiliges Anti-Fermion, also ein Teilchen, das die gleiche Masse und die gleiche Lebensdauer besitzt, sich aber in den anderen Quantenzahlen diametral unterscheidet. Zusammen bilden Fermionen und Anti-Fermionen die Grundbausteine der Materie.

Auch die elementaren Bosonen bestehen aus zwei Gruppen, den Eichbosonen und den Skalarbosonen; interessant sind vor allem die Eichbosonen, denn sie übertragen die grundlegenden Wechselwirkungen zwischen den Fermionen und ermöglichen damit die Interaktion zwischen Teilchen. Jedes der vier Eichbosonen überträgt dabei eine Wechselwirkung: das Gluon die starke, das Photon die elektromagnetische und das W- und das Z-Boson die schwache Wechselwirkung. Für die Untersuchung des K_L^0 sind besonders die starke und die schwache Wechselwirkung von Bedeutung, denn das K_L^0 wird mit der starken Wechselwirkung erzeugt und es zerfällt mit der schwachen Wechselwirkung.

Allgemein basiert ein Großteil der Teilchenerzeugung auf der starken Wechselwirkung, vor allem Quarks und aus Quarks bestehenden Teilchen werden mit dieser Wechselwirkung erzeugt. Dafür gibt es zwei Gründe: Erstens dauert ein Prozess der starken Wechselwirkung kürzer als der anderer Wechselwirkungen - etwa 10^{-23} . Zweitens wirkt das Potential der starken Wechselwirkung bei großen Abständen anziehend, was sich in der folgenden Form ausdrücken lässt:

$$V(r)_{stark} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.1)$$

hier ist $V(r)_{stark}$ das Potential, α_s die Kopplungskonstante, k eine beliebige Konstante und die Variable r der Radius, wobei die Kopplungskonstante eine Größe für die Stärke

der Kopplung von Wechselwirkung und Teilchen darstellt. Der erste Teil des Potentials, der Term $-\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r}$, wird mit wachsendem Radius kleiner, der zweite Teil, der Term kr , größer. Das heißt: Zieht man zwei Teilchen auseinander, wird die Kraft zwischen den Teilchen stärker, bis eine bestimmte Schwellenenergie erreicht wurde. Ab dieser Schwellenenergie bricht die Bindung und aus den Gluonen entstehen neue Teilchen, die die Bindung zu den ursprünglichen Teilchen ersetzen. Dieses Phänomen nennt man String-Breaking. Daraus resultiert, dass in der Natur Quarks und auch Gluonen nicht alleine existieren, sie sind zu Objekten zusammengebunden, sogenannte Hadronen; dabei heißen Hadronen aus Quark und Anti-Quark Mesonen und solche aus drei Quarks bzw. Anti-Quarks Baryonen. Das Phänomen, dass Teilchen nur in Gruppen vorkommen, nennt man Confinement. Um trotzdem Quarks und deren Interaktion zu erforschen, werden in der Praxis Hadronen und deren Verhalten untersucht.

Die schwache Wechselwirkung trägt im Gegensatz zur starken Wechselwirkung seltener zu kernphysikalischen Prozessen bei. Das liegt unter anderem an der Dauer ihrer Wechselwirkung, die mit 10^{-13} s um 10 Größenordnungen größer ist als die der starken Wechselwirkung. Allerdings zeigt sie ein besonderes Verhalten: Für sie gelten einige Symmetrie- und Erhaltungssätze nicht, z.B. die Erhaltung der Quark-Art, auch Quark-flavor genannt, oder der räumlichen Ausrichtung, auch Parität. Ob ein Prozess erlaubt ist, bestimmen die Symmetrie- und Erhaltungssätze; werden diese gebrochen, so ist ein Prozess verboten. Je weniger Erhaltungssätze gelten, desto mehr Prozesse sind erlaubt. Da für die schwache Wechselwirkung weniger Erhaltungssätze gelten, gibt es eine Reihe an Prozessen, die nur mit der schwachen Wechselwirkung ablaufen. Dazu gehört auch der Zerfall des K_L^0 . Denn hierbei muss sich der Quarkflavor ändern, das heißt ein Strange-Quark muss sich in ein Up-Quark umwandeln, was, wie bereits erwähnt, nur mit der schwachen Wechselwirkung möglich ist. Bevor das K_L^0 detaillierter diskutiert wird, soll zunächst allgemein die Entstehung und der Zerfall von Teilchen in Teilchenkollisionen vorgestellt werden.

1.2 Teilchenkollision

Die Mehrheit der in der Natur existierenden Materieteilchen entstand während des Urknalls, erst seit einiger Zeit können Teilchen auch künstlich erzeugt werden. Eine Möglichkeit dafür bieten Teilchenkollisionen. Hierbei werden zwei Teilchen, bspw. Protonen, in Beschleunigeranlagen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und dann gezielt zur Kollision gebracht. Wie damit neue Teilchen entstehen und wie diese wieder zerfallen, soll in den nächsten Abschnitten diskutiert werden.

1.2.1 Entstehung von Teilchen

Das Grundprinzip jeder Teilchenerzeugung ist Einsteins Relation: Masse entspricht Energie. Um viele oder schwere Teilchen zu erzeugen, wird deshalb viel Energie in einem System benötigt. Bei Teilchenkollisionen gelingt das durch die Beschleunigung zweier Teilchen: kollidieren die beiden beschleunigten Teilchen, summieren sich deren Energien zu der Kollisionssystem- oder Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ zusammen. Diese Energie wird folgendermaßen berechnet:

$$\sqrt{s} = 2 \cdot E \tag{1.2}$$

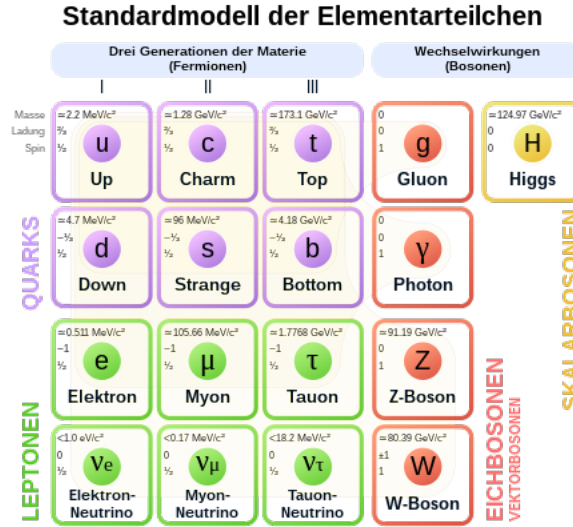


Abbildung 1.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik [6]

wobei E die Energie eines Teilchens darstellt und für diese Formel $E_1 = E_2 = E$ mit der Energie des ersten Teilchens E_1 und der Energie des zweiten Teilchens E_2 gelten muss.

Diese Energie $\sqrt{s}$ wird nun durch physikalische Effekte wie bspw. dem Confinement in Masse umgewandelt, das heißt in Teilchen. Je größer $\sqrt{s}$ ist, desto mehr bzw. desto schwerere Teilchen entstehen. Zu diesen Teilchen gehören auch Hadronen, die Charm-, Strange-, Top- oder Bottom-Quarks enthalten und die in der Natur langfristig nicht existieren. Das liegt daran, dass diese Teilchen sehr schnell in energetisch günstigere Teilchen zerfallen. Zur Unterscheidung wird die Kollision primärer Vertex genannt und die dort entstandenen Teilchen primär Teilchen, sowie der Zerfallsort der Primärteilchen sekundärer Vertex und die dort entstandenen Teilchen sekundär Teilchen. Im nächsten Abschnitt wird der Zerfall von Teilchen genauer erörtert.

1.2.2 Zerfall von Teilchen

Wie bereits erwähnt, zerfallen primäre Teilchen meist bereits kurz nach ihrer Erzeugung. Das Zerfallsverhalten variiert teils stark von Teilchen zu Teilchen, dennoch kann es mit dem sogenannten Zerfallsgesetz theoretisch beschrieben werden, das im folgenden erläutert wird.

Das Zerfallsgesetz

Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Teilchens kann mit dem Zerfallsgesetz dargestellt werden. Hierfür gilt allgemein:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.3)$$

mit der Anzahl der Teilchen $N(t)$, der Anfangsanzahl N_0 , der Zerfallskonstante λ und der Zeit t . Diese Formel beschreibt, wie viele Teilchen nach einer bestimmten Zeit t noch nicht zerfallen sind [7]. Zur praktischen Berechnung eignet sich eine von N_0 unabhängige Form, die hier verwendet wird:

$$P(s) = 1 - e^{-\frac{s}{c \cdot \tau}} \quad (1.4)$$

	π^0	$\pi^\pm$
Masse (MeV/c^2)	135	140
Lebensdauer τ	$8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$	$2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$
Flugstrecke $c\tau$	$2,52 \cdot 10^{-8} \text{ m}$	7,78 m
wichtiger Zerfallskanal	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	

Tabelle 1.1: Tabellarische Übersicht der Eigenschaften von Pionen.

	K_L^0	K_S^0
Masse (MeV/c^2)	497,6	497,6
Lebensdauer τ	$511 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$0.8954 \cdot 10^{-10} \text{ s}$
Flugstrecke $c\tau$	15,32 m	2,68 cm
wichtiger Zerfallskanal	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Tabelle 1.2: Tabellarische Übersicht der Eigenschaften von K_L^0 und K_S^0 .

wobei $P(s)$ die Zerfallswahrscheinlichkeit der Teilchen ist, s seine Flugstrecke, c die Lichtgeschwindigkeit und τ die Lebensdauer des Teilchens und das Produkt $c\tau$ die mittlere Flugstrecke des Teilchens beschreibt.

Diese Gleichung wird in dieser Arbeit zur Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeit verwendet, wobei sie in der obigen Form nur für Photonen gilt. Denn nach den Gesetzen der Speziellen Relativitätstheorie können nur masselose Teilchen, also Photonen, eine Geschwindigkeit $v = c$ besitzen. Für alle anderen Teilchen gilt: $v < c$. Um die Formel auch für massebelegte Teilchen zu verwenden, ersetzt man im Nenner des Exponenten die Lichtgeschwindigkeit durch eine reale Geschwindigkeit. In der Praxis arbeitet man oft statt mit der Geschwindigkeit mit dem Transversalimpuls p_T . Diese beiden Größen hängen folgendermaßen zusammen:

$$v = \frac{p_T}{\sqrt{m_0^2 + p_T^2}} \cdot c \quad (1.5)$$

wobei m_0^2 die Ruheenergie darstellt. Mit dieser und mit Formel 1.4 kann das Zerfallsverhalten eines Teilchens annähernd beschrieben werden.

Neben theoretischen Überlegungen helfen auch Computer-Simulationen, das Verständnis von Teilchenkollisionen zu erweitern. Die in dieser Arbeit verwendete Simulations-Software wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

1.2.3 PYTHIA-Simulationen

Ein in der Teilchenphysik weit verbreitetes Werkzeug zur Analyse von Teilchenkollisionen ist der Ereignisgenerator PYTHIA. Hierbei handelt es sich um einen Monte-Carlo-Eventsimulator, der hochenergetische Teilchenkollisionen auf Grundlage von bisherigen Erkenntnissen und theoretischen Modellen simuliert. [8]

Die Verwendung von Simulationen erleichtert das Verständnis realer Teilchenkollisionen. Während bei echten Kollisionen nur Detektorinformationen zur Verfügung stehen, liefern Simulationen zusätzliche Informationen, zum Beispiel über zugrunde liegende Prozesse oder sekundäre Vertices. Dadurch können oft einzelne Effekte oder Prozesse im Detail besser verstanden werden.

In diese Arbeit werden zwei unterschiedliche Varianten von PYTHIA-Simulationen verwendet:

1. Eine klassische PYTHIA-Simulation, die Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ simuliert.
2. Eine sogenannte Particle Gun Simulation. Darunter versteht man eine Kollisions-Simulation, bei der ausschließlich eine bestimmte Anzahl einer speziellen Teilchensorte entsteht.

Diese beiden Simulationen bilden die Grundlage für die in Kapitel 4 vorgestellte Analyse. Im folgenden Abschnitt soll das zentrale Teilchen dieser Arbeit, das K_L^0 , ausführlicher vorgestellt werden.

1.3 Das neutrale Kaon

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht das K_L^0 . Es gehört zu den neutralen Kaonen, das sind Mesonen, die aus einem Down- und einem Antistrange-Quark aufgebaut sind. Das K_L^0 kann in verschiedene Teilchen zerfallen, für diese Arbeit aber relevant ist der Zerfall in Pionen. Pionen sind ebenfalls Mesonen, die allerdings aus Kombinationen von Up-, Down-, Anti-up- und Anti-down-Quarks bestehen. Ausgewählte Eigenschaften dieser Pionen sind in Tabelle 1.1 gezeigt. Das neutrale Pion zerfällt quasi instantan weiter in zwei Photonen. Das ist auch für diese Arbeit von Bedeutung.

Historisch identifizierte man ein neutrales Kaon, das auf zwei unterschiedliche Arten in Pionen zerfällt: einmal in zwei Pionen und einmal in drei Pionen. Um dieses Verhalten besser zu beschreiben, wurde eine Unterscheidung des neutralen Kaon in zwei Arten eingeführt. Diesen beiden neutralen Kaonarten wird jeweils einer der Zerfälle zugeordnet: das K_S^0 , mit „S“ für „short“, der Zerfall in zwei Pionen und das K_L^0 , mit „L“ für „long“, der Zerfall in drei Pionen. Die Namen ergeben sich aus der mittleren Flugstrecke der Teilchen, denn während das K_S^0 nach einigen Zentimetern zerfällt, fliegt das K_L^0 im Mittel 15 m weit. Trotz dieser Unterschiede werden beide Teilchen in gleicher Anzahl produziert.

Ein Vergleich der beiden Teilchen wird in Tabelle 1.2 gezeigt. Dort sieht man, dass die Massen der beiden Teilchen nahezu gleich sind, sich die Lebensdauer und die Flugstrecke allerdings stark unterscheiden. Diese Unterschiede können auf die verschiedenen Phasenräume der Zerfälle zurückgeführt werden. Ein Zwei-Körper-Zerfall, entsprechend dem Zerfallsverhalten des K_S^0 , besitzt einen großen Phasenraum, wodurch sich eine hohe Zerfallswahrscheinlichkeit ergibt. Das heißt das Teilchen lebt nur kurz und hat deshalb auch eine geringere Flugstrecke. Ein Drei-Körper-Zerfall, entsprechend dem K_L^0 , dagegen besitzt einen kleineren Phasenraum und damit eine geringere Zerfallswahrscheinlichkeit. Dadurch ergibt sich eine größere Lebensdauer und längere mittlere Flugstrecke.

Allerdings gilt diese Zuordnung in wenigen Fällen nicht, denn mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit kann auch ein K_L^0 in zwei Pionen und ein K_S^0 in drei Pionen zerfallen. Diese Tatsache hat weitreichende Folgen, denn sie verletzt einen meist gültigen Symmetriesatz [2]. Diese Symmetrie, die sogenannte CP-Symmetrie, beschreibt die Erhaltung der Ladungs- und Ortssymmetrien und gilt für den Großteil der bekannten physikalischen Phänomene. Der Zerfall der neutralen Kaonen war eines der ersten Systeme, in denen die Verletzung dieser Symmetrien nachgewiesen werden konnten, weshalb er bis heute als ein klassisches Beispiel für die CP-Verletzung gilt. [3]

Nachdem nun physikalische und methodische Grundlagen eingeführt wurden, sollen im nächsten Kapitel experimentelle Hintergründe vorgestellt werden.

2 Experimentelle Grundlagen

2.1 Das CERN und der LHC

An der schweiz-französischen Grenze liegt das aktuell größte Kernforschungszentrum der Welt, das CERN. Mehr als 17.500 Menschen aus mehr als 100 Ländern arbeiten hier zusammen, um das Wissen über die subatomare Welt zu erweitern. Das CERN beherbergt eine Vielzahl kleinerer und größerer Experimente und Beschleuniger, wobei besonders der LHC hervorsteht. Der LHC ist mit 26,7 km Umfang der zurzeit weltweit größte Teilchenbeschleuniger. Mithilfe von Beschleunigungs- und Umlenkabschnitten werden hier Teilchenstrahlen in zwei getrennten Röhren in entgegengesetzte Richtung auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. An vier verschiedenen Stellen kreuzen sich die Strahlen, wodurch dort Teilchenkollisionen provoziert werden - durch die Kollisionen entsteht eine Vielzahl an Teilchen, mit deren Untersuchung physikalische Effekte erforscht werden können. Hierfür werden eine Großzahl an unterschiedlichen Detektoren um den Kollisionspunkt angeordnet, dabei bilden die Detektoren eines Kollisionpunktes ein sogenanntes Experiment. An jeder der vier Kollisionsstellen steht eines der großen CERN-Experimente: LHCb, CMS, ATLAS, und ALICE. Diese vier Experimente sind vollkommen unabhängig voneinander, sie haben teils andere Forschungsziele und sehr unterschiedliche Aufbauten.

Diese Arbeit behandelt eine Analyse von Daten aus dem ALICE-Experiment, weshalb dieses im folgenden genauer vorgestellt wird.

2.2 Das ALICE-Experiment

Das ALICE-Experiment wurde gebaut, um die starke Wechselwirkung bei hohen Energiedichten zu untersuchen. Dafür wird eine große Anzahl unterschiedlicher Detektoren verwendet, die verschiedene Informationen über die in einer Kollision erzeugten Teilchen sammeln. In Abbildung 2.1 ist der Aufbau von ALICE in Run2 dargestellt. Unter Run2 wird die Detektorkonfiguration verstanden, die zwischen 2015 und 2018 verwendet wurde. Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse und die hier beschriebenen Detektoren basieren auf der ALICE Run2 Konfiguration.

In Abbildung 2.1 ist ein Querschnitt der Anordnung des ALICE-Detektors zu sehen. In verschiedenen Farben sind dort die unterschiedlichen Detektoren gekennzeichnet. Wichtig für diese Analyse sind dabei die TPC, dargestellt als blauer Zylinder in der Mitte, das EMCal, blaues Kreissegment links oben, und das DCal, blaues Kreissegment rechts unten. EMCal und DCal bilden zusammen einen Detektor, sie unterschieden sich nur in ihrer räumlichen Abdeckung. Im Folgenden ist mit EMCal immer, falls nicht explizit anders erwähnt, EMCal und DCal in Kombination gemeint. Umrahmt wird die Detektorkonstruktion von dem in hellem Rot dargestellten Magnet.

Der kleine schwarze Punkt in der Mitte der Abbildung entspricht dem Kollisionspunkt,

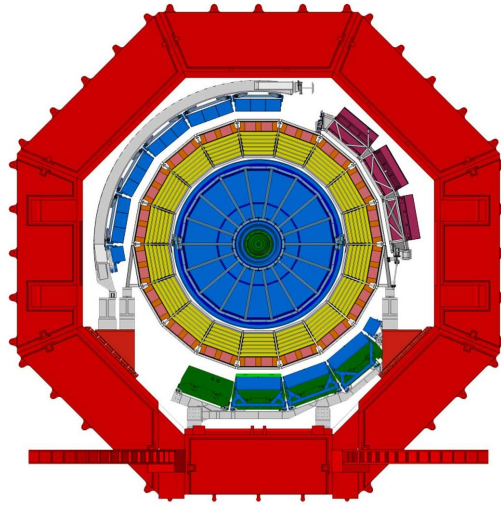


Abbildung 2.1: Ein Querschnitt des ALICE-Experiments. Die für diese Analyse wichtigen Detektoren sind (von Innen nach Außen): die TPC (blauer großer Zylinder in der Mitte), das EMCal (blaues Kreissegment links oben), DCal (blaues Kreissegment rechts unten) [9]

wobei der Strahl in dieser Abbildung aus dem Bild heraus, bzw. in das Bild hinein geht. Somit fliegen die produzierten Teilchen in der Abbildung in radialer Richtung nach außen. Nach dem in ALICE verwendeten Koordinatensystem entspricht die Flugrichtung der Kollisionsteilchen der z -Achse, die radiale Flugrichtung der produzierten Teilchen wird durch x - und y -Achse dargestellt. Dabei ist die x -Achse aus der Perspektive der Abbildung 2.2 horizontal nach rechts definiert, die y -Achse vertikal nach oben. Die durch die x - y -Achse aufgespannte Ebene wird Transversalebene genannt. Größen, wie der Impuls, werden oft bevorzugt in ihrer Transversalebeneprojektion betrachtet, da diese Komponenten ausschließlich aus der in der Kollision erzeugten Energie stammen können. Diese Größen werden dann mit dem Präfix „Transversal“ bezeichnet, so wie auch der Transversalimpuls p_T .

Alle diese Detektoren haben unterschiedliche Eigenschaften und Stärken. Da, wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, das K_L^0 in Pionen zerfällt, steht für diese Arbeit die Messung von geladenen und neutralen Pionen im Zentrum.

Geladene Pionen können in sog. Tracking-Detektoren detektiert werden. Unter Tracking-Detektoren werden Detektoren verstanden, die Teilchen aufgrund einer Spur identifizieren. In der hier vorgestellten Analyse wird dafür die TPC genutzt, weshalb diese im nächsten Kapitel genauer vorgestellt wird.

Neutrale Pionen werden dagegen mit Kalorimetern detektiert. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung von neutralen Pionen mit dem EMCal, das weiter unten genauer diskutiert wird.

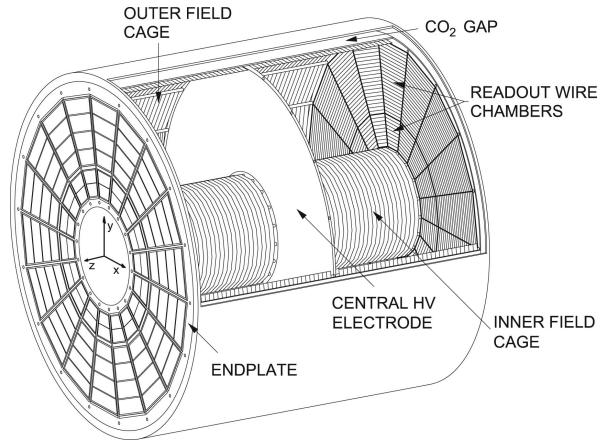


Abbildung 2.2: Exemplarische Ansicht der TPC. Zu sehen ist der große mit Gas gefüllte Hohlraum. Er wird in der Mitte durch die zentrale Hochspannungselektrode (hier: central HV electrode) in zwei Teile geteilt. An den Enden befinden sich die Ausleseregionen (hier: endplate). Skizziert sind die 18 Teilsegmente, sowie die Padreihen. [11]

2.2.1 Die TPC

Die TPC, grafisch dargestellt in Abbildung 2.2, gilt mit ihrem 90 m^3 großen Zylinder als die aktuell größte Spurendriftkammer der Welt. Ihr Hohlraum ist mit Neon und Kohlenstoffdioxid oder Argon und Kohlenstoffdioxid gefüllt und wird in der Mitte durch die zentrale Hochspannungselektrode, in der Abbildung als „central HV electrode“ bezeichnet, in zwei gleich große Regionen geteilt. An den beiden Enden befinden sich die beiden Ausleseregionen, in der Abbildung: „endplate“, die aus je 18 trapezförmigen Segmenten mit jeweils 159 Pad-Reihen bestehen. Diese Ausleseregionen stehen an festen z-Werten, während die Padreihen radial nach außen ausgerichtet sind. Das ermöglicht eine Rekonstruktion der Positionen der Teilchen, die durch die TPC fliegen.

Das Grundprinzip der Time Projection Chamber (TPC) beruht auf der Ionisation von Gasmolekülen: Fliegt ein geladenes Teilchen durch das Gas, werden Gasmoleküle ionisiert, wodurch ein Elektron und ein Ion entstehen. Durch das angelegte elektrische Feld driften die Elektronen nach außen in Richtung der Ausleseregionen, wo sie ein Signal in den Pads induzieren. Signale aus benachbarten Pads einer Reihe können zu Clustern kombiniert werden. Die x- und y-Komponente der Teilchen können nun aus den x- und y-Koordinaten der Cluster (vgl. wie in Abbildung 2.2 eingezeichnet) abgeleitet werden. Die z-Achse der Teilchen ergibt sich aus der Driftgeschwindigkeit der Elektronen und der Zeit der Messung. Die Zeit wird dabei diskretisiert bestimmt durch Zeitintervalle in denen das induzierte Padsignal aufsummiert wird. So wird eine zeitliche Auflösung der Signale gewährleistet. Diese einzelnen Komponenten zusammengekommen ermöglichen eine Rekonstruktion der räumliche Fortbewegung der Teilchen, der sogenannten Spuren. Der genaue Verlauf der Spuren lässt Rückschlüsse auf Eigenschaften wie den Energieverlust der Teilchen zu. Damit eine Spur aussagekräftig ist, müssen mindestens 60 Cluster in ihre Rekonstruktion eingegangen sein [10]. Diese 60 Cluster definieren damit die Messbarkeit von sekundären Zerfallsteilchen. Zerfallen die Mutterteilchen so, dass ihre geladenen Tochterteilchen noch 60 Cluster erzeugen, sind diese Tochterteilchen messbar und somit das Mutterteilchen rekonstruierbar. Dieser Umstand wird in der Analyse eine große Rolle spielen und wird deshalb in Kapitel 3 erneut aufgegriffen.

2.2.2 Das EMCal

Die Hauptaufgabe des EMCal besteht aus der Messung der Teilchenenergie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Dies gelingt mit dem speziellen Aufbau des Detektors. Das EMCal besteht aus 20 Supermodulen, die sich wiederum aus Modulen zusammensetzen, wobei ein Modul aus 4 Zellen gebildet wird. Die Zellen selbst bauen sich nach dem sogenannten Shashlik-Prinzip auf: in jeder Zelle wechseln sich 76 Absorber- und 77 Szintillationsschichten ab. Dadurch kann die Energie von insbesondere Elektronen, Positronen und Photonen gemessen werden. Da neutrale Pionen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 99,9 % in zwei Photonen zerfallen, kann die Energie von neutralen Pionen mithilfe des EMCal gemessen werden.

Für die Analyse dieser Arbeit wird deshalb die Messung neutraler Pionen mit dem EMCal verwendet.

Hier ebenfalls wichtig sind zwei spezielle Detektoreigenschaften, die im anschließenden Abschnitt vorgestellt werden.

2.2.3 Wichtige Detektoreigenschaften

Die Messbarkeit von Teilchen hängt von den Eigenschaften der verwendeten Detektoren ab. Dabei gibt es zwei wesentliche Eigenschaften, die auch für die hier vorgestellte Analyse eine Rolle spielen und deshalb in diesem Abschnitt genauer vorgestellt werden.

Akzeptanz Unter Akzeptanz wird die räumliche Abdeckung eines Detektors verstanden. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Teilchenkollisionen werden die Teilchen in alle Raumrichtungen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit erzeugt. Physikalisch interessant sind meist alle Raumrichtungen, allerdings besitzen die meisten Detektoren aus verschiedenen Gründen kleinere Raumabdeckungen. Deshalb muss die Raumabdeckung eines Detektors bei der Analyse berücksichtigt werden.

Physikalisch wird die Raumabdeckung bei Teilchenkollisionen mit zwei verschiedenen Größen angegeben, dem Raumwinkel φ und der Pseudorapidität η . Der Winkel φ ist dabei der Winkel zwischen der x- und der y-Achse und die Pseudorapidität eine Koordinate, die den Winkel zwischen der y- und der z-Achse beschreibt. In Richtung der z-Achse, somit der Beamrichtung, gilt dabei $\eta = \infty$, in Richtung y-Achse: $\eta = 0$. In Abbildung 2.3 ist diese Definition graphisch dargestellt.

Mathematisch kann die Akzeptanz wie folgt ausgedrückt werden:

$$A = \frac{N_{\text{produziert}}}{N_{\text{Detektor}}} \quad (2.1)$$

wobei $N_{\text{produziert}}$ die Anzahl der produzierten Teilchen darstellt und N_{Detektor} die Anzahl der auf den Detektor treffenden Teilchen.

Die Akzeptanz der TPC beträgt $\varphi = 2\pi$, $|\eta| < 0.9$. Für das EMCal ist die Akzeptanz komplexer, sie wird definiert, wie in Abbildung 2.4 dargestellt.

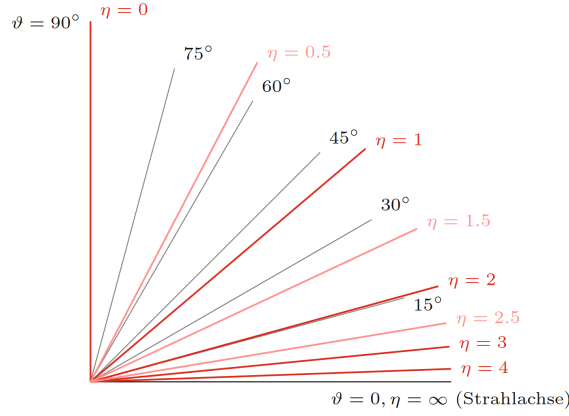


Abbildung 2.3: Definition der Pseudorapidity η . [12]

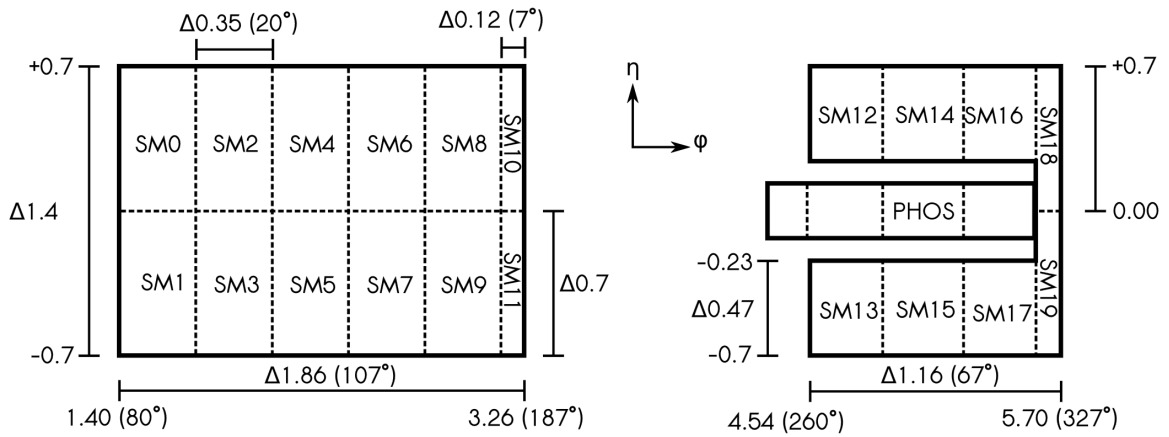


Abbildung 2.4: Geometrische Anordnung des EMCal-Detektor (links) und des DCal-Detektors (rechts) in der Eta-Phi-Ebene. Die Bezeichnungen „SM“ stehen dabei für „Supermodule“ (vgl. Kapitel 2.2.2). [13]

Effizienz Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die sogenannte Effizienz eines Detektors. Diese Größe beschreibt, wie effizient ein Detektor Teilchen nachweisen kann. Liegt der Effizienzwert dabei bei 1, werden alle existierenden Teilchen erfolgreich gemessen, liegt er bei 0, kann keines der Teilchen nachgewiesen werden. Die Effizienz hängt dabei nicht nur vom Aufbau des Detektors sondern auch von Teilcheneigenschaften, wie z.B. dem Impuls oder der Ladung, ab.

Mathematisch wird die Effizienz folgendermaßen ausgedrückt:

$$E = \frac{A}{N_{\text{detektiert}}} \quad (2.2)$$

mit der Akzeptanz A und der Anzahl an gemessenen Teilchen $N_{\text{detektiert}}$. Die transversalimpulsabhängigen Effizienzkurven der TPC und des EMCals sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Diese spielen auch in der Analyse in Kapitel 4 eine Rolle und werden dort nochmals diskutiert. Bevor aber diese Analyse vorgestellt wird, sollen zuvor im nächsten Kapitel die ausschlaggebenden Herausforderungen bei der K_L^0 -Messung in ALICE diskutiert werden.

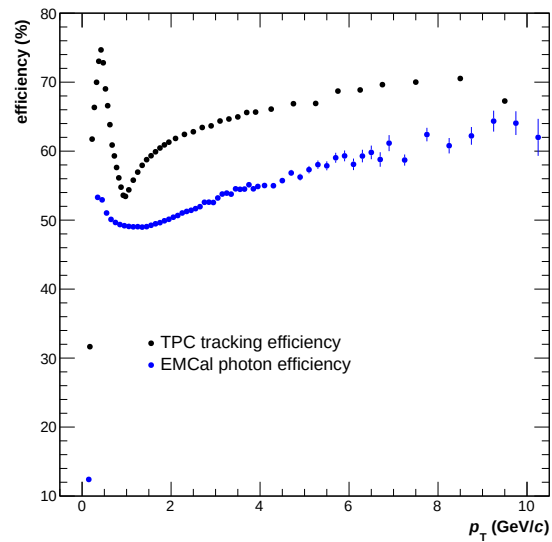


Abbildung 2.5: Effizienz in Abhängigkeit des Transversalimpuls. In Schwarz: die Effizienz der TPC für der Messung der Spur eines geladenen Teilchens; in Blau: die Effizienz des EMCAL für der Messung eines Photons.

3 Herausforderungen bei der Messung von K_L^0 in ALICE

Bis heute wurde das K_L^0 noch nicht mit dem ALICE-Experiment untersucht. Das liegt im Wesentlichen an zwei Herausforderungen: dem messbaren Zerfallskanal und der Flugstrecke des K_L^0 . In diesem Kapitel werden diese beiden Punkte ausführlicher beleuchtet.

3.1 Zerfallskanal

Wie bereits mehrfach erwähnt, zerfällt das K_L^0 in drei geladene Pionen

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-, & \text{BR}_* &= (12,54 \pm 0,05) \% \\ \text{mit } \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma, & \text{BR}_{\pi^0} &= (98,823 \pm 0,034) \% \end{aligned}$$

Das Verzweungsverhältnis BR beschreibt hierbei die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall.

Allerdings ist dieser Zerfallskanal mit einem Verzweungsverhältnis von 12,54 % nicht der häufigste. Das K_L^0 besitzt drei weitere Zerfallskanäle mit höherem Verzweungsverhältnis:

- (1) $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ mit $\text{BR}_1 = (40,55 \pm 0,11) \%$
- (2) $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ mit $\text{BR}_2 = (27,04 \pm 0,07) \%$
- (3) $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ mit $\text{BR}_3 = (19,52 \pm 0,12) \%$ [14]

Diese drei Zerfallskanäle können jedoch nicht mit ALICE nachgewiesen werden. Bei den ersten beiden Zerfällen liegt das daran, dass die entstehenden Neutrinos nicht mit ALICE gemessen werden können, wodurch eine Rekonstruktion des K_L^0 nicht möglich ist. Der Zerfall in drei neutrale Pionen könnte theoretisch über die Messung der sechs Zerfallsphotonen nachgewiesen werden. Jedoch ist diese Messung aufgrund spezifischer Detektoreigenschaften ineffizienter als die des Zerfalls in drei verschieden geladene Pionen.

Der Zerfall in drei verschieden geladene Pionen eignet sich daher am besten für eine Messung in ALICE. Für diesen Zerfall existieren geeignete Detektoren mit passenden Effizienz- und Akzeptanzwerten. Dennoch tritt er mit einem Verzweungsverhältnis von 12,54 % eher selten auf.

3.2 Flugstrecke

Die zweite Herausforderung ergibt sich durch die Flugstrecke des K_L^0 . Wie in Kapitel 1.3 erläutert, fliegt ein K_L^0 im Mittel 15,32 m weit, bevor es zerfällt. Die ALICE-Detektoren enden jedoch bereits 8 m hinter dem Kollisionspunkt. Die Mehrheit der K_L^0 zerfällt somit außerhalb des Detektorbereichs und ist nicht detektierbar.

Damit das K_L^0 dennoch nachgewiesen werden kann, muss es innerhalb einer bestimmten Flugstrecke zerfallen, sodass seine Zerfallsprodukte noch messbar sind. Die Strecke von der Kollision zu dem Zerfallsort wird hier und im Folgenden maximal mögliche Flugstrecke in ALICE genannt.

Diese maximal mögliche Flugstrecke in ALICE ergibt sich aus den Positionen der Detektoren - hier im Speziellen aus den Positionen der TPC und des EMCal (vgl. Abschnitt 2.2). Da die TPC näher am Kollisionspunkt liegt (vgl. Abschnitt 2.1), beschränkt sie die maximal mögliche Flugstrecke. Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, muss eine Teilchenspur in der TPC aus mindestens 60 Clustern bestehen, um aussagekräftig zu sein. Der Ort, an dem die geladenen Pionen entstehen müssen, um diese 60 Cluster zu erzeugen, begrenzt somit die maximal mögliche Flugstrecke des K_L^0 . Diese beträgt etwa $s = 1,63$ m, was lediglich 10,44 % der mittleren Flugstrecke entspricht. Die Auswirkungen auf die Zerfallswahrscheinlichkeit werden im nächsten Kapitel genauer untersucht.

Zusammengefasst muss das K_L^0 innerhalb der ersten 1,63 m in drei unterschiedlich geladene Pionen zerfallen, um mit ALICE detektierbar zu sein. Da diese Distanz nur 10,44 % der mittleren Flugstrecke entspricht und das Verzweungsverhältnis des Zerfalls nur 12,54 % beträgt, scheint die Wahrscheinlichkeit ein K_L^0 zu messen eher gering.

Wie sich diese Herausforderungen konkret auf die Messbarkeit des K_L^0 auswirken, wird in der folgenden Analyse detaillierter untersucht.

4 Analyse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse dieser Arbeit vorgestellt. In der Analyse wird die Möglichkeit untersucht, K_L^0 in ALICE zu messen. Als Maß für die Messbarkeit wird im Folgenden die sogenannte Messwahrscheinlichkeit eingeführt. Im ersten Teil des Kapitels wird vorgestellt, wie die Messwahrscheinlichkeit bestimmt wird und welchen Einfluss die ALICE-Detektoren auf sie haben. Im zweiten Teil des Kapitels wird diskutiert, ob K_L^0 aus Teilchenkollisionen gemessen werden können. Dabei wird untersucht, wie die Existenz anderer Teilchen die Messung beeinflussen.

4.1 Bestimmung der Messwahrscheinlichkeit

4.1.1 Betrachtung des Zerfallsverhaltens

Im vorherigen Kapitel wurden die Herausforderungen bei der Messung von K_L^0 in ALICE diskutiert. Eine erste Einschätzung, wie sich diese Herausforderungen auf die Messung auswirken, wird in diesem Abschnitt vorgestellt.

Als Ausgangspunkt dient das Zerfallsverhalten des K_L^0 . Wie bereits in Abschnitt 1.2.2 erläutert, lässt sich dieses Verhalten mithilfe des Zerfallsgesetz beschreiben. Dieses hat die folgende Form (vgl. Gleichung 1.4):

$$P(s) = 1 - e^{-\frac{s}{v \cdot \tau}} \quad (1.4)$$

Die Geschwindigkeit der Teilchen v kann dabei folgendermaßen in den Transversalimpuls umgerechnet werden:

$$v = \frac{p_T}{\sqrt{m_0^2 + p_T^2}} \cdot c \quad (1.5)$$

In Abbildung 4.1 wird die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall eines K_L^0 in Abhängigkeit von der Flugstrecke gezeigt. Die Werte der verschiedenen Kurven berechnet sich nach dem Zerfallsgesetz.

In ALICE sind mögliche Transversalimpuls-Werte des K_L^0 nicht bekannt, deshalb wird hier zur Abschätzung eine Messung von K_S^0 in ALICE herangezogen [5]. Das ist erlaubt, da für die beiden Teilchen aufgrund der nahezu identischen Masse und Produktionsrate ein ähnlicher Wirkungsquerschnitt für den Zerfall angenommen werden kann. Aus der K_S^0 -Verteilung wird ein Transversalimpulsbereich von $p_T = 0,1 \text{ GeV}/c$ bis $p_T = 14 \text{ GeV}/c$ abgeleitet. [5]

Mit diesen beiden Transversalimpuls-Werten ergeben sich die in Schwarz und in Rot dargestellten Kurven in Abbildung 4.1. Zum Vergleich sind außerdem die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ (blau) und für $p_T = 5 \text{ GeV}/c$ (türkis) eingezeichnet.

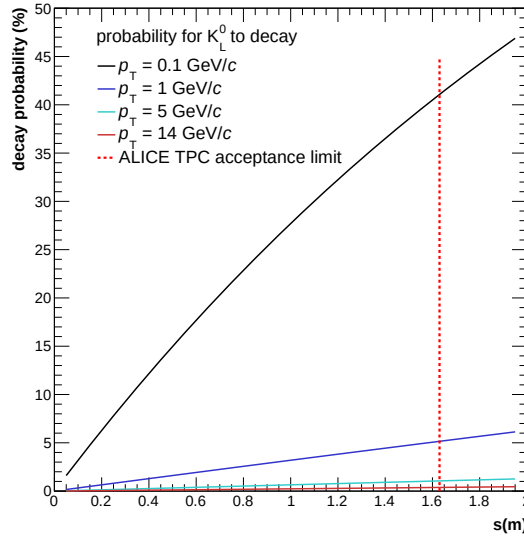


Abbildung 4.1: Zerfallswahrscheinlichkeit des K_L^0 in Abhängigkeit von der Flugstrecke für verschiedene Werte des Transversalimpulses. Die rote, senkrechte Linie markiert die maximal mögliche Flugstrecke von 1,63 m in ALICE. (vgl. Kapitel 3).

Zu sehen ist, dass mit größer werdenden Transversalimpuls-Werten die zugehörigen Kurven eine geringere Steigung aufweisen. Die maximal mögliche Flugstrecke von 1,63 m in ALICE wird in Abbildung 4.1 mit einer roten senkrechten Linie markiert. An dieser Stelle beträgt die Zerfallswahrscheinlichkeit der Kurve für $p_T = 0,1 \text{ GeV}/c$ über 40 %; wohingegen die Kurve für $p_T = 14 \text{ GeV}/c$ lediglich etwa 1 % erreicht. Die Kurve für $p_T = 14 \text{ GeV}/c$ bleibt dagegen innerhalb derselben Strecke bei unter 1 %. Das bedeutet, dass nach einer Flugstrecke von 1,63 m weniger als 1 % der K_L^0 mit $p_T = 14 \text{ GeV}/c$ zerfallen sind. Demnach unterscheiden sich, wie erwartet, die Zerfallswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

Um diese p_T -Abhängigkeit genauer zu untersuchen, werden für kleinere Transversalimpulsschritte die verschiedenen Zerfallswahrscheinlichkeiten jeweils bei einer Flugstrecke von 1,63 m berechnet. Dabei werden 0,5 GeV/c-Schritte für kleine Transversalimpuls-Werte gewählt und 1 GeV/c-Schritte für große. Werden die resultierenden Wahrscheinlichkeitswerte multipliziert mit dem Verzweungsverhältnis von 12,54 % für den Zerfall $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, ein K_L^0 unter den betrachteten Bedingungen zu messen. Abbildung 4.2 zeigt diese Messwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die Verteilung fällt von 8 % bei niedrigen p_T -Werten auf ca. $5 \cdot 10^{-2} \%$ bei hohen p_T -Werten. Die Wahrscheinlichkeit, ein K_L^0 mit einem Zerfall $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ innerhalb der ersten 1,63 m zu messen, ist somit für kleine p_T -Werte am größten.

Bei der Betrachtung der Messwahrscheinlichkeit wurden allerdings noch keine Detektoreffekte berücksichtigt. Der Einfluss dieser Effekte auf die Messwahrscheinlichkeit wird im nächsten Abschnitt untersucht.

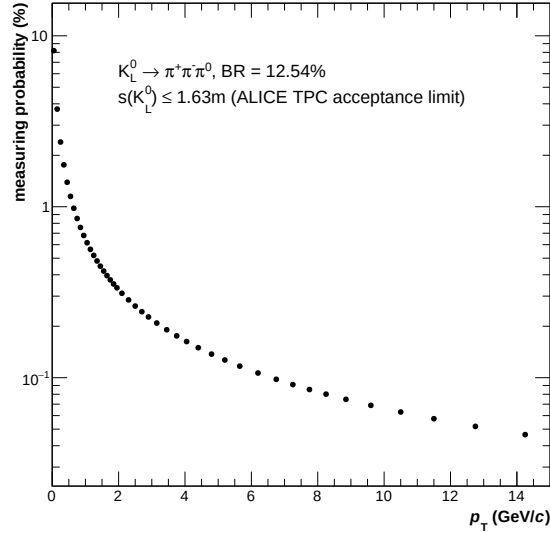


Abbildung 4.2: Messwahrscheinlichkeit eines K_L^0 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für den Zerfall $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ mit einem Verzweigungsverhältnis von 12,54 % und bei einer maximalen Flugstrecke von $s = 1,63$ m, entsprechend der maximal möglichen Flugstrecke des K_L^0 in ALICE.

4.1.2 Einfluss der Messbedingungen

Um die Messwahrscheinlichkeit realistischer zu bestimmen, werden in diesem Abschnitt spezifische Messbedingungen berücksichtigt. Zu diesem Zweck wird mit einer PYTHIA Particle Gun Simulation (vgl. Kapitel 1.2.3) eine große Anzahl an K_L^0 erzeugt, auf die schrittweise die einzelnen Messbedingungen angewendet werden. Durch die hohe Anzahl an K_L^0 werden statistische Fluktuationen verringert.

Die hier erzeugten K_L^0 zerfallen ausschließlich in drei unterschiedlich geladene Pionen. Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls (vgl. Kapitel 3) wird deshalb nicht berücksichtigt. Eine Übersicht über die Kriterien, die diese und die folgenden Analyseschritte erfüllen, ist in Tabelle 4.1 zu finden.

Um den Einfluss der Messbedingungen im einzelnen und in Kombination zu untersuchen, werden die Messbedingungen im Folgenden nacheinander auf alle generierten K_L^0 angewendet. Aus dem Anteil derjenigen K_L^0 , die alle Messbedingungen erfüllen, kann die Messwahrscheinlichkeit berechnet werden. Die K_L^0 werden in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 0.8$ mit einem Transversalimpuls von $0.1 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 15$ erzeugt. Die Verteilung in η wird dabei gleichmäßig generiert. Um dennoch eine realistischere Transversalimpulsverteilung zu erhalten, wird die Verteilung mit der η -Verteilung des K_S^0 gewichtet [5].

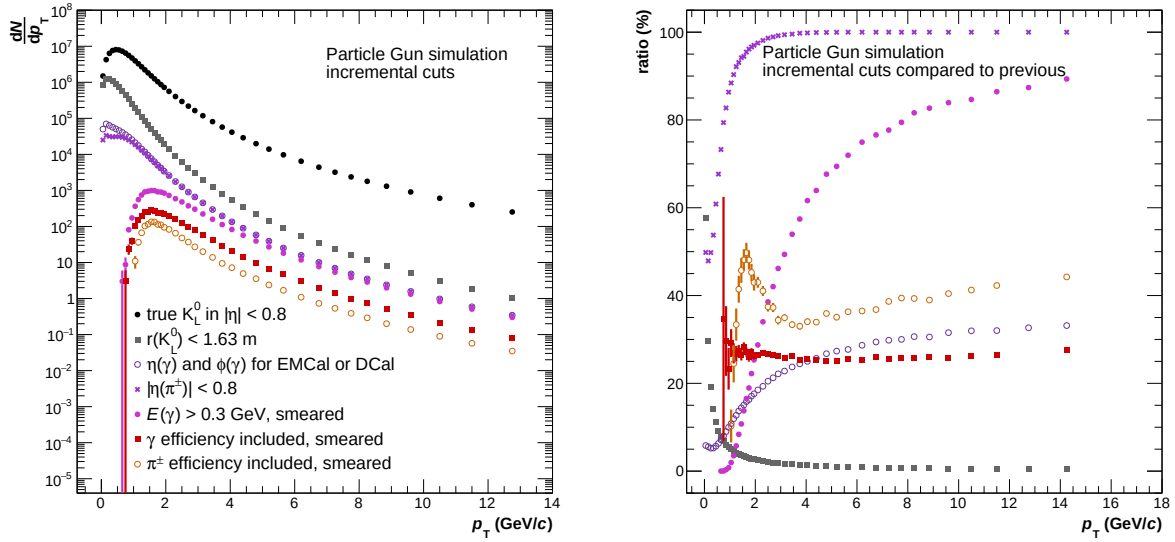


Abbildung 4.3: links: Die Anzahl der K_L^0 normiert auf die Binbreite in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die p_T -Spektren ergeben sich durch schrittweise Hinzunahme der Messbedingungen; rechts: die Verhältnisse, die durch die Division der jeweiligen Verteilung durch die Verteilung der vorherigen Messbedingung entstehen, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

Abbildung 4.3 links zeigt die Anzahl der generierten K_L^0 , normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die schwarze Verteilung entspricht der Transversalimpulsverteilung ohne zusätzliche Messbedingungen. Auf dieses Spektrum werden die folgenden Messbedingungen schrittweise angewendet.

1. Einschränkung der maximal möglichen Flugstrecke auf $s = 1,63$ m
2. Einschränkung der Akzeptanz des EMCal
3. Einschränkung der Akzeptanz der TPC
4. Schwellenenergie des EMCal
5. Einschränkung der Effizienz des EMCal
6. Einschränkung der Effizienz der TPC

Diese Reihenfolge ergibt sich durch folgende Überlegungen: Es werden zunächst die Akzeptanzbereiche eingeschränkt und danach die Effizienzbedingungen angewendet, da die Effizienz nur für Teilchen definiert ist, die innerhalb der Detektorakzeptanz liegen. Aufgrund von technischen Gründen wird zunächst die Bedingung der maximal möglichen Flugstrecke angewendet. Aus dem gleichen Grund werden jeweils zuerst die Messbedingungen des EMCal und danach die der TPC untersucht. Die Schwellenenergie des EMCal wird direkt vor der Effizienzbedingung des EMCal als Messbedingung betrachtet, da die Effizienzbedingung nur für Energien oberhalb der Schwellenenergie definiert ist.

Die resultierenden p_T -Verteilungen nach Anwendung dieser Bedingungen werden in

Abbildung 4.3 links in unterschiedlichen Farben und Markern dargestellt. Durch Division der jeweiligen Verteilung durch die Verteilung der vorherigen Messbedingungen, ergeben sich entsprechende Verhältnisse. Abbildung 4.3 rechts zeigt diese Verhältnisse in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

Der genaue Verlauf und die Unterschiede zwischen den p_T -Verteilungen soll im folgenden Schritt für Schritt diskutiert werden.

Einschränkung der maximal möglichen Flugstrecke Wie bereits diskutiert (vgl. z.B. Kapitel 3) können nur K_L^0 gemessen werden, die innerhalb der maximalen Flugstrecke von $s = 1,63$ m im Detektor zerfallen. Diese Bedingung ist bereits in der Betrachtung der Zerfallswahrscheinlichkeit (Abbildung 4.1 rechts) berücksichtigt. Durch die Anwendung dieser Bedingung ergibt sich die in Abbildung 4.3 links gezeigte graue Verteilung. Das zugehörige Verhältnis auf der rechten Seite liegt für niedrigen p_T -Werten bei über 10 %, während es bei hohen p_T -Werten exponentiell abnimmt und sich der Null nähert. Das bestätigt, dass vor allem K_L^0 mit kleinem Transversalimpuls diese Bedingung erfüllen - entsprechend dem Ergebnis aus Abschnitt 3.2.

Einschränkung der Akzeptanz des EMCal Als nächster Schritt wird die Akzeptanz des EMCal berücksichtigt (vgl. Abschnitt 2.4). Dabei werden ausschließlich Teilchen betrachtet, deren Pseudorapidität und deren φ -Werte innerhalb der EMCal Raumabdeckung liegen [13]. Die resultierende p_T -Verteilung ist in Abbildung 4.3 links durch violette, ungefüllte Kreise dargestellt. Das zugehörige Verhältnis auf der rechten Seite zeigt, dass dieses von 0 % bei niedrigen p_T -Werten auf 35 % bei hohen p_T -Werten ansteigt.

Dieser Verlauf lässt sich mit den Öffnungswinkeln der Tochterteilchen des K_L^0 erklären: Der Öffnungswinkel zweier Tochterteilchen im Laborsystem wird kleiner, je mehr Energie das Mutterteilchen besitzt. Ein kleinerer Öffnungswinkel erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass beide Tochterteilchen den Detektor treffen. Mit steigendem Transversalimpuls nähert sich das Verhältnis der tatsächlichen Raumabdeckung des EMCal an, die bei etwa 37 % in $\varphi = 2\pi$ und $|\eta| < 0,8$ liegt.

K_L^0 mit hohem Transversalimpuls werden durch diese Bedingung bevorzugt.

Einschränkung der Akzeptanz der TPC Zusätzlich zur EMCal-Akzeptanz wird die Akzeptanz der TPC betrachtet. Diese p_T -Verteilung ist in Abbildung 4.3 links durch hellviolette Kreuze dargestellt, das entsprechende Verhältnis befindet sich auf der rechten Seite. Dieses zeigt zunächst einen Abfall von etwa 55 % auf unter 40 % bei sehr kleinen p_T -Werten und steigt dann für größere p_T -Werte auf 100 % an.

Dieser Effekt erklärt sich ähnlich wie bei der EMCal Effizienz mit den Öffnungswinkel der Tochterteilchen: die Tochterteilchen von K_L^0 mit kleinem Transversalimpuls besitzen einen größeren Öffnungswinkel und damit eine höhere Wahrscheinlichkeit, aus dem Pseudorapiditäts-Bereich von $|\eta| < 0.8$ zu fliegen. Für Teilchen mit einem p_T -Wert von über 2 GeV/c wird dieser Effekt vernachlässigbar.

Schwellenenergie des EMCal Als nächster Schritt wird die Schwellenenergie des EMCal berücksichtigt. Aufgrund seines Aufbaus kann das EMCal nicht beliebig kleine Energien messen; erst ab einer Energie von $E = 0,3$ GeV können Teilchen detektiert werden. Diese Bedingung führt zu der p_T -Verteilung, die in Abbildung 4.3 links durch

rosa Kreise dargestellt ist. Das zugehörige Verhältnis (rechts) liegt hier bei kleinen p_T -Werten bei Null, steigt dann jedoch bei hohen p_T -Werten auf 80 % an.

Diese Beobachtung erklärt sich mit der Energieerhaltung beim Zerfallsprozess: Wenn nur Tochterteilchen mit höherer Energie berücksichtigt werden, müssen auch Mutterteilchen entsprechende Energiewerte besitzen. Mit zunehmender Energie und entsprechend steigendem Transversalimpuls erfüllen mehr Teilchen diese Bedingung

Einschränkung der Effizienzwerte des EMCal Als nächste Messbedingung wird die Effizienz des EMCal (vgl. Abschnitt 2.2.3) betrachtet. Die resultierende p_T -Verteilung ist in Abbildung 4.3 links durch rote Rechtecken dargestellt. Das Verhältnis (rechts) verläuft nahezu konstant bei etwa 0,25 %.

Dieser Verlauf lässt sich mit der Effizienz des EMCal für einzelne Photonen erklären. Abbildung 2.5 zeigt die Effizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die blaue Verteilung beschreibt die Effizienz des EMCal, ein einzelnes Photon zu messen. Diese Verteilung liegt für niedrige p_T -Werte bei ca. 54 %, fällt bei mittleren Werten auf unter 50 % und steigt bei hohen p_T -Werten auf etwa 60 % an. Das bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit, ein Photon mit dem EMCal zu messen, je nach Transversalimpuls des Photons zwischen 50 % und 60 % liegt. Die Wahrscheinlichkeit, beide Tochterphotonen des Pions zu messen, ergibt sich, indem der Einzelwert eines Photons quadriert wird. Dies gilt allerdings nur für einen symmetrischen Zerfall des Pions. Für eine Einzel-Effizienz von beispielsweise 0,5 folgt damit eine Zwei-Photonen-Effizienz von 25 %; die Wahrscheinlichkeit beide Photonen des Zerfalls zu messen, liegt hier somit bei 25 %. Diese 25 % können aus dem Verhältnis abgelesen werden. Da die hier getroffene Annahme, das Pion würde symmetrisch zerfallen, allerdings in der Realität nicht immer korrekt ist, kann der Verlauf des Verhältnisses von dem erwarteten Wert von 25 % abweichen.

Einschränkung der Effizienzwerte der TPC Zuletzt wird der Einfluss der Effizienz der TPC auf die K_L^0 -Messung betrachtet. Die resultierende p_T -Verteilung ist in Abbildung 4.3 links durch orange Kreise dargestellt. Das Verhältnis zeigt, dass die Werte bei kleinen p_T -Werten bei etwa 30 % liegen und bei höheren p_T -Werten auf etwa 45 % ansteigen.

Auch dieser Verlauf kann mit der TPC-Effizienz eines einzelnen geladenen Pions erklärt werden, da auch beim K_L^0 -Zerfall von einem symmetrischen Zerfall ausgegangen werden kann. In Abbildung 2.5 beschreibt die schwarze Verteilung die Effizienz der TPC, ein einzelnes geladenes Pionen zu messen. Diese Verteilung liegt bei kleinen p_T -Wert bei über 75 %, fällt dann auf etwa 55 % bei niedrigen p_T -Werten und steigt anschließend auf 70 % an. Da die Effizienz nach unten hin beschränkt ist, ergibt sich folglich ein Schwellenimpuls-Wert von $p_T = 0,15 \text{ GeV}/c$ für die Teilchen. Werden die Einzel-Pion-Effizienzen quadriert, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, beide Tochterpionen des K_L^0 zu messen. Diese berechneten Werte liegen zwischen 30 % und 50 %, was mit den beobachteten Verhältnis aus Abbildung 4.3 rechts übereinstimmt.

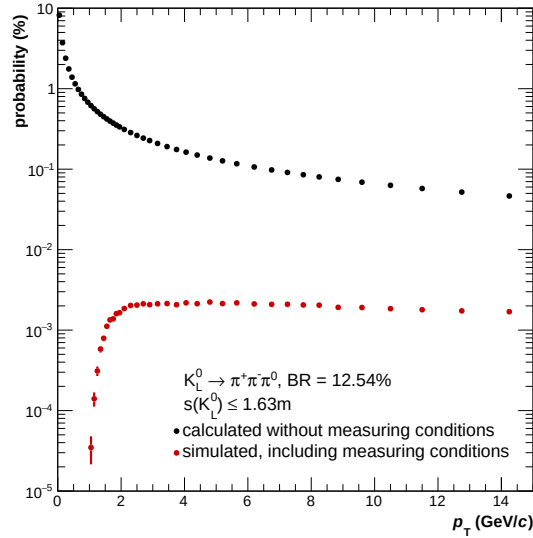


Abbildung 4.4: Messwahrscheinlichkeit des K_L^0 in ALICE in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Schwarze Verteilung: basierend ausschließlich auf Überlegungen zum Zerfallsverhalten, dem betrachteten Verzweigungsverhältnis $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ mit $BR = 12,54\%$ und einer maximal möglichen Flugstrecke von $s = 1,63\text{ m}$; rote Verteilung mit gefüllten Markern: berücksichtigt zudem die Messbedingungen.

Zusammenfassung Jede Messbedingung beeinflusst die Messwahrscheinlichkeit des K_L^0 . Für p_T -Werte über $1\text{ GeV}/c$ dominiert die Beschränkung der maximal möglichen Flugstrecke; das zugehörige Verhältnis nähert sich hierbei exponentiell der Null an. Für kleinere p_T -Werte überwiegen dagegen die Einflüsse der Akzeptanz, der Schwellenenergie und der Effizienz des EMCal. Das liegt am Aufbau des EMCal, das auf die Messung hochenergetischer Teilchen ausgelegt ist [15]. Aber auch die Messbedingungen der TPC begünstigen die Messung von Teilchen mit hohem Transversalimpuls.

Im Gegensatz dazu zeigen die Überlegungen aus Abschnitt 4.1.1, dass die höchsten Messwahrscheinlichkeiten bei niedrigen p_T -Werten von unter $p_T = 2\text{ GeV}/c$ liegen.

Abbildung 4.4 stellt die Messwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Transversalimpuls dar. Die schwarze Verteilung zeigt dabei die Zerfallswahrscheinlichkeit aus Abschnitt 4.1.1, während die rote Verteilung mit den gefüllten Markern die Messwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der Messbedingung darstellt.

Wie bereits angedeutet, zeigen sich die größten Unterschiede der beiden Verhältnisse bei kleinen p_T -Werten. In diesem Bereich ist die Messwahrscheinlichkeit gleich Null. Im Gegensatz dazu erreicht die Zerfallswahrscheinlichkeit aus Abschnitt 4.1.1 Werte bis zu 10% . Bei hohen p_T -Werten nähern sich die beiden Wahrscheinlichkeitsverteilungen einem nahezu konstanten Abstand an. Die beiden Verteilungen unterscheiden sich bei hohen p_T -Werten um etwa den Faktor 10, wobei die Messwahrscheinlichkeit ein Maximum von etwa $2 \cdot 10^{-2}\%$ erreicht.

4.1.3 Diskussion der Statistik

Die Messwahrscheinlichkeit liefert eine relative Einschätzung zur Messbarkeit des K_L^0 . Das bedeutet, die absolute Anzahl der tatsächlich messbaren Teilchen hängt von der verfügbaren Statistik ab. In dieser Arbeit entspricht die verfügbare Statistik der Menge der Run2-Daten von Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV. Das umfasst $1,516 \cdot 10^9$ Events (Kollisionen) [16]. Diese Anzahl wird im folgenden volle Run2 Statistik genannt. Die Anzahl der messbaren K_L^0 wird berechnet, indem die Messwahrscheinlichkeit mit der Anzahl der Kollisionen und dem Wirkungsquerschnitt multipliziert wird. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion K_L^0 ist bisher nicht bekannt, jedoch der des K_S^0 [5]. Unter der Annahme, dass beide Teilchen in gleicher Menge produziert werden, kann der Wirkungsquerschnitt des K_S^0 für das K_L^0 angewendet werden. Für die Berechnung des K_S^0 -Wirkungsquerschnitts wurde eine Statistik von $0,201 \cdot 10^9$ Kollisionen verwendet [5]. Diese Anzahl wird im folgenden K_S^0 Run2 Statistik genannt.

Abbildung 4.5 zeigt die Anzahl der K_L^0 , normiert auf die Binbreite, als Funktion des Transversalimpulses. Die rote Verteilung entspricht der Anzahl der messbaren K_L^0 basierend auf der vollen Run2 Statistik, die graue Verteilung zeigt zum Vergleich die Anzahl der messbaren K_L^0 auf Grundlage der K_S^0 Run2 Statistik.

Die beiden Verteilungen zeigen eine ähnliche Form wie die p_T -Verteilungen aus den vorherigen Abschnitten: Sie besitzen ein Maximum bei niedrigen p_T -Werten bei etwa $p_T = 1,5$ GeV/c und fallen mit zunehmenden p_T -Werten ab. Die beiden Verteilungen unterscheiden sich jedoch um etwa eine Größenordnung, was auf die unterschiedliche Anzahl an Statistik zurückzuführen ist. Die Verteilung für die volle Run2 Statistik erreicht ihr Maximum bei 8000 und fällt bei höheren Werten auf unter Eins ab. Die niedrigen Werte unter Eins bedeuten, dass nicht ausreichend Statistik zur Verfügung steht, um ein K_L^0 zu messen. Im Vergleich dazu erreicht die Verteilung für die K_S^0 Run2 Statistik ihren Maximalwert bei 1000, fällt danach jedoch ebenfalls bei höheren Werten auf unter Eins ab. Die Gesamtanzahl der messbaren K_L^0 in Run2 berechnet sich durch Integration der roten Verteilung über ihren Definitionsbereich; damit ergeben sich 17230 messbare K_L^0 .

Zusammenfassend zeigt sich: In 1,5 Milliarden Proton-Proton Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV können abhängig vom Transversalimpuls maximal etwa 8000 und insgesamt über 17.000 K_L^0 gemessen werden. Unter der Annahme, dass pro Kollision höchstens ein K_L^0 gemessen wird, ergibt sich, dass in ungefähr jeder 88.000. Kollision ein K_L^0 nachweisbar ist. Damit liegt die Wahrscheinlichkeit pro Kollision, ein K_L^0 zu messen, bei ungefähr 0,0011 %.

Im bisherigen Verlauf der Analyse wurde das Verhalten des K_L^0 mit einem Modell untersucht, in dem ausschließlich K_L^0 existieren. In der Realität werden aber bei Teilchenkollisionen eine große Vielfalt an Teilchen produziert, die die Messung des K_L^0 beeinflussen können. Dieser mögliche Einfluss wird im nächsten Teil der Analyse untersucht und im folgenden Kapitel vorgestellt.

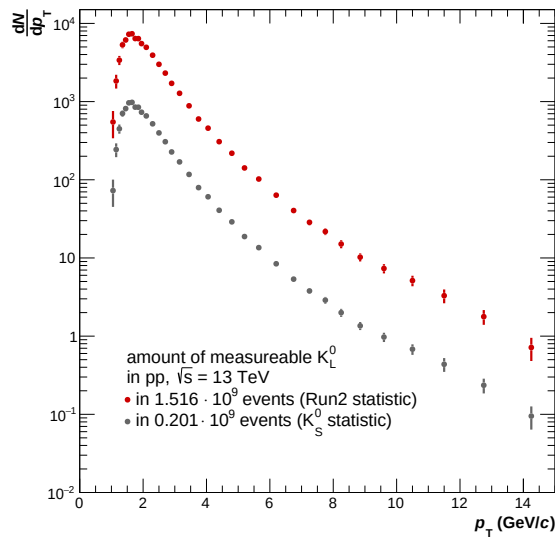


Abbildung 4.5: Die Anzahl der messbaren K_L^0 , normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Rote Verteilung: Basierend auf der gesamten in Run 2 verfügbaren Statistik für Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV; graue Verteilung: Basierend auf der Statistik, die für den Wirkungsquerschnitt des K_S^0 verwendet wurde. [16]

4.2 Analyse der Messbarkeit des K_L^0 in Teilchenkollisionen

In Teilchenkollisionen entstehen nicht nur K_L^0 , sondern auch eine Vielzahl anderer Teilchen. In diesem Abschnitt wird diskutiert, wie die anderen Teilchen die Messung des K_L^0 beeinflussen. Die Grundlage dafür bietet eine PYTHIA Simulation, die Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ simuliert (vgl. Abschnitt 1.2.3). Die Verwendung einer Simulation hat im Vergleich zur Analyse realer Messdaten den Vorteil, dass die Einflüsse der einzelnen Messbedingungen untersucht werden können.

Dieser Abschnitt beginnt mit einer Einführung in die hier verwendete Rekonstruktionsmethode. Darauf folgt eine Diskussion der PYTHIA Simulation. Anschließend wird vorgestellt, wie und mit welchen Methoden das K_L^0 trotz der Existenz anderer Teilchen nachgewiesen werden kann. Zuletzt wird diskutiert, ob eine Messung des K_L^0 in ALICE möglich ist.

4.2.1 Einführung in die verwendete Rekonstruktionsmethode - die Same-Event-Methode

Die Same-Event-Methode ist eine Rekonstruktionsmethode, bei der die gesuchten Teilchen über ihre Zerfallsteilchen rekonstruiert werden. Der Name bezieht sich dabei auf die interne Bezeichnung der Kollisionen: Ein „Event“ steht für eine einzelne Kollision und das „Same“ bedeutet, dass ausschließlich Teilchen aus derselben Kollision betrachtet werden.

Bei jeder Kollision wird eine Vielzahl von Teilchen erzeugt, beispielsweise Pionen. Nicht alle Pionen entstehen direkt in der Kollision; einige sind Sekundärteilchen, die beispielsweise beim Zerfall eines K_L^0 entstehen. Von diesen Sekundärteilchen lässt sich auf die Mutterteilchen schließen, da die Vierer-Impulse der erzeugten Pionen bekannt sind. Aufgrund der Impulserhaltung ergibt die Summe der Impulse der Zerfallsteilchen den Impuls des Mutterteilchens. Aus dem Viererimpuls des Mutterteilchens kann dann dessen Masse berechnet werden.

Es ist unbekannt, welche der Pionen tatsächlich aus einem K_L^0 -Zerfall stammen. Daher werden alle möglichen Pionen miteinander kombiniert, wodurch eine große Menge sogenannter K_L^0 -Kandidaten entsteht. Die Menge umfasst Kombinationen, bei denen die drei Pionen aus dem Zerfall desselben K_L^0 hervorgehen, Signal genannt, sowie alle anderen möglichen Kombinationen, die als Untergrund bezeichnet werden, wie etwa Pionen aus verschiedenen Zerfällen. Das Signal nachweisen zu können, ist das Ziel des Messvorgangs. Im Laufe dieses Kapitels wird detaillierter darauf eingegangen, wie und mit welchen Methoden das K_L^0 -Signal extrahiert werden kann. Zunächst werden jedoch die K_L^0 -Kandidaten genauer untersucht.

4.2. ANALYSE DER MESSBARKEIT DES K_L^0 IN TEILCHENKOLLISIONEN

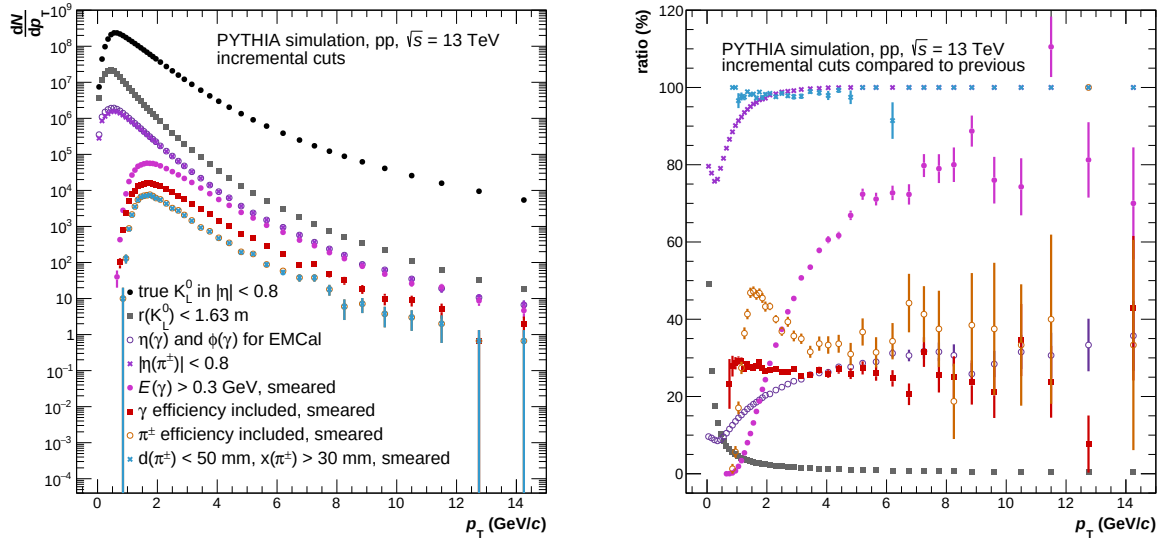


Abbildung 4.6: links: Die Anzahl der identifizierten K_L^0 -Kandidaten, normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die p_T -Verteilungen ergeben sich durch schrittweise Zunahme der Messbedingungen; rechts: die Verhältnisse, die durch die Division der jeweiligen Verteilung durch die Verteilung der vorherigen Messbedingung entstehen, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

4.2.2 PYTHIA Simulation

Wie bereits erwähnt, bildet der Ausgangspunkt für diesen Teil der Analyse die Daten einer PYTHIA Simulation. Diese Daten umfassen die Informationen von 750 Millionen generierten Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV. Im Vergleich zur Simulation, die im vorherigen Kapitel verwendet wurde, weist diese Simulation einige Unterschiede auf. Zur besseren Übersicht sind in Tabelle 4.1 alle Analyseschritte und ihre Merkmale dargestellt.

Analyseteil 1 umfasst die Berechnung der Messwahrscheinlichkeit, die im vorherigen Abschnitt (vgl. Abschnitt 4.1.2) behandelt wurde. Der Analyseteil 2 hat das Ziel, die Messbarkeit des K_L^0 in Teilchenkollisionen zu untersuchen. Er wird in diesem Abschnitt vorgestellt und lässt sich in drei Unterabschnitte unterteilen, die als Analyseteil 2a, 2b und 2c bezeichnet werden. Diese Abschnitte werden im weiteren Verlauf der Arbeit detaillierter erläutert.

Analyseteil 1 und Analyseteil 2 unterscheiden sich in vier Merkmalen:

1. der verwendeten Simulation
2. den produzierten Teilchen,
3. der Rekonstruktion der K_L^0
4. der zugrundeliegenden p_T -Verteilung.

Trotz der unterschiedlichen p_T -Verteilungen und Simulationen sollten beiden unter denselben Bedingungen dennoch die gleichen physikalischen Ergebnisse liefern. Bevor die Analyse fortgesetzt wird, muss überprüft werden, ob das der Fall ist. Diese Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Analyseteil	1	2	2a	2b	2c
Kapitel	4.1.2	4.2.2	4.2.2	4.2.3	4.2.4
	Studie zum Einfluss der experimentellen Messbedingungen	Studie zum Einfluss anderer Teilchenarten in Kollisionen	Validierung der Simulationen	Reduzierung des Untergrund	Berechnung der invarianten Massen zur Extraktion eines K_L^0 -Signals
verwendete Simulation	Single Particle Gun PYTHIA	PYTHIA	PYTHIA	PYTHIA	PYTHIA
erzeugte Teilchen	ausschließlich K_L^0	K_L^0 und andere Teilchen	K_L^0 und andere Teilchen	K_L^0 und andere Teilchen	K_L^0 und andere Teilchen
Zerfall	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$
Verzweigungsverhältnis berücksichtigt	nein	nein	nein	nein	nein
p_T -Verteilung	gewichtet mit K_S^0 -Verteilung [5]	PYTHIA intern	PYTHIA intern	PYTHIA intern	PYTHIA intern
betrachtete Teilchen	ausschließlich K_L^0	K_L^0 und andere Teilchen	ausschließlich K_L^0	K_L^0 und andere Teilchen	K_L^0 und andere Teilchen
Messbedingungen angewendet	ja	ja	ja	ja	ja
Beschränkung des sekundären Vertex angewendet	nein	nein	nein	ja	ja
K_L^0 rekonstruiert	nein	ja	nein	ja	ja
K_L^0 extrahiert	nein	nein	nein	nein	ja

Tabelle 4.1: Tabellarische Übersicht über die verschiedenen Merkmale der einzelnen Analyseschritte.

Validierung der PYTHIA Simulation

Bevor der weitere Teil der Analyse mit der hier verwendeten PYTHIA-Simulation durchgeführt werden kann, wird zunächst überprüft, ob beide Simulationen vergleichbare physikalische Ergebnisse liefern. Zu diesem Zweck wird eine leicht abgewandelte Version der PYTHIA-Simulation verwendet, die als Analyseteil 2a bezeichnet wird (vgl. Tabelle 4.1). Der Hauptunterschied zwischen Analyseteil 2 und Analyseteil 2a besteht darin, dass in Analyseteil 2a ausschließlich K_L^0 betrachtet werden. Damit unterscheidet sich Analyseteil 2a nur in der verwendeten Simulation und der Transversalimpulsverteilung von Analyseteil 1. Dieser Unterschied ermöglicht einen direkten Vergleich der Ergebnisse von Analyseteil 1 und Analyseteil 2a.

Um die Ergebnisse von Analyseteil 1 zu reproduzieren, werden zunächst dieselben Analyseschritte auf die PYTHIA-Simulation der Version 2a angewendet, wie sie in Analyseteil 1 beschrieben sind (vgl. Abschnitt 4.1.2). Dabei werden die im vorherigen Kapitel eingeführten Messbedingungen angewendet (vgl. Abschnitt 4.1.2). Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 links zu sehen. Dort ist erneut die Anzahl der K_L^0 , normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls gezeigt. In den verschiedenen Farben sind die Verteilungen dargestellt, die durch Anwendung der Messbedingungen entstehen. Durch die Division der jeweiligen Verteilungen durch die Verteilung der vorherigen Messbedingung ergeben sich die entsprechenden Verhältnisse. Abbildung 4.6 rechts zeigt diese Verhältnisse in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, vgl. wieder Kapitel 4.1.2. Abbildung 4.7 zeigt die Verhältnisse in Abhängigkeit vom Transversalimpuls im Vergleich. Auf der linken Seite sind die Verhältnisse aus dem Analyseteil 1 zu sehen (vgl. Abbildung 4.3) und die auf der rechten Seite die hier beschriebenen Verhältnisse. Die Verhältnisse rechts werden mit der Particle Gun Simulation berechnet, die links mit der PYTHIA Simulation.

Beim Vergleichen der Verhältnisse beider Seiten wird deutlich, dass sich der Verlauf der jeweiligen Verhältnisse ähnelt. Die Verhältnisse aus der PYTHIA Simulation (rechts) zeigen allerdings vor allem bei großen Transversalimpulswerten stärkere statistische Fluktuationen. Die Unterschiede in den Verläufen können auf die verschiedenen Transversalimpulsverteilungen zurückgeführt werden, die bei den beiden Simulationen verwendet werden. Denn während bei der Particle Gun die K_L^0 manuell mit der Transversalimpulsverteilung der K_S^0 gewichtet werden [5], verwendet PYTHIA eine interne Transversalimpulsverteilung.

Da die Verhältnisse beider Simulationen davon abgesehen nahezu gleich verlaufen, liefern beide Simulationen in guter Näherung die gleichen Ergebnisse. Damit kann mit der PYTHIA Simulation der weitere Teil der Analyse durchgeführt werden, der im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

Untersuchung der K_L^0 -Kandidaten

Nachdem die PYTHIA Simulation verifiziert wurde, kann die eigentliche Analyse durchgeführt werden: Die Untersuchung, ob K_L^0 in Teilchenkollisionen gemessen werden können.

Als ersten Schritt werden dafür die K_L^0 aus den PYTHIA Daten rekonstruiert. Das entspricht dem Analyseteil 2 in Tabelle 4.1. Ausgehend von den PYTHIA Daten wird mit der Same-Event-Methode K_L^0 -Kandidaten berechnet. Dabei werden zuerst neutrale-Pion-Kandidaten aus Photonen rekonstruiert und diese anschließend mit geladenen Pionen zu K_L^0 -Kandidaten kombiniert.

Abbildung 4.8 links zeigt die Anzahl der K_L^0 -Kandidaten in Abhängigkeit vom Trans-

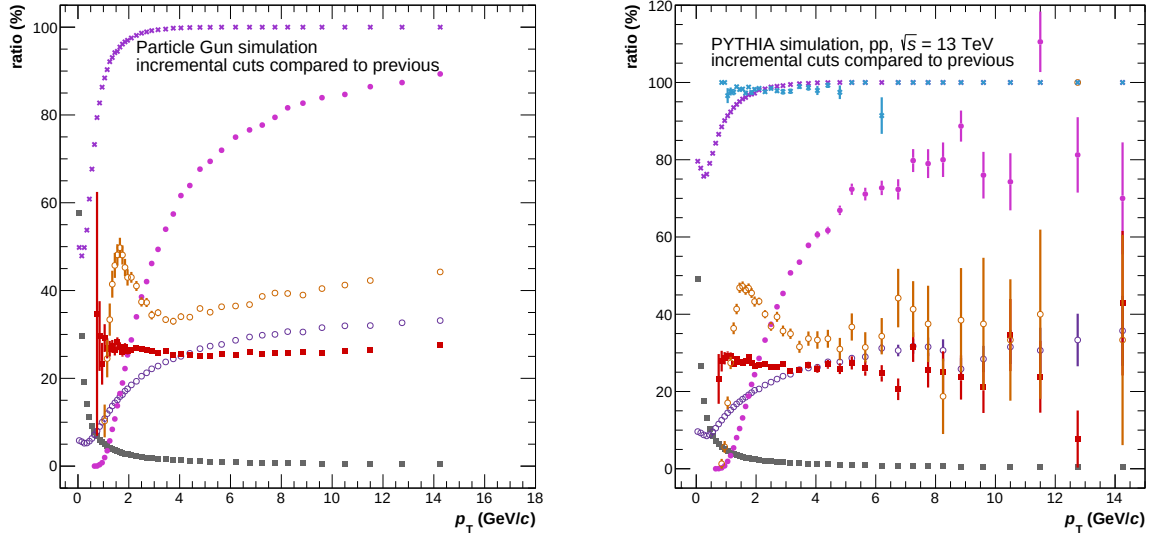


Abbildung 4.7: Zum Vergleich: die Verhältnisse in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Links: berechnet auf Grundlage der PYTHIA Particle Gun Simulation (vgl. Abbildung 4.3) rechts: berechnet auf Grundlage der PYTHIA Simulation, wobei ausschließlich K_L^0 betrachtet werden, ohne den Effekt anderer Teilchen zu berücksichtigen (vgl. Abbildung 4.6).

versalimpuls. Die schwarze Verteilung entspricht den K_L^0 -Kandidaten, die sich im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 0.8$ befinden; die anderen, farbigen Verteilungen ergeben sich nach Anwendung der Messbedingungen. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die zugehörigen Verhältnisse dargestellt, die auf dieselbe Weise wie in Abschnitt 4.1.2 berechnet werden. Abbildung 4.9 zeigt die Verhältnisse in Abhängigkeit des Transversalimpulses. Auf der linken Seite werden diese auf Grundlage der PYTHIA Simulation berechnet, wobei ausschließlich K_L^0 betrachtet werden, ohne den Effekt anderer Teilchen zu berücksichtigen (vgl. Abbildung 4.6). Auf der rechten Seite sind die hier diskutierten Verhältnisse dargestellt (vgl. Abbildung 4.8). Verglichen zu den Verhältnissen aus dem vorherigen Abschnitt, zeigen die Verhältnisse teils unterschiedliche Verläufe. Dieser Unterschied ist auf den Untergrund zurückzuführen, das heißt darauf, dass neben K_L^0 auch andere Teilchen in der Kollision erzeugt werden.

Um das K_L^0 -Signal möglichst deutlich zu messen, muss die Anzahl der Untergrund-Kandidaten so klein wie möglich sein im Verhältnis zum Signal. Deshalb bietet es sich an, den Untergrund durch geeignete Methoden zu verkleinern. Eine mögliche Methode dafür und die Ergebnisse nach deren Anwendung werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.2. ANALYSE DER MESSBARKEIT DES K_L^0 IN TEILCHENKOLLISIONEN

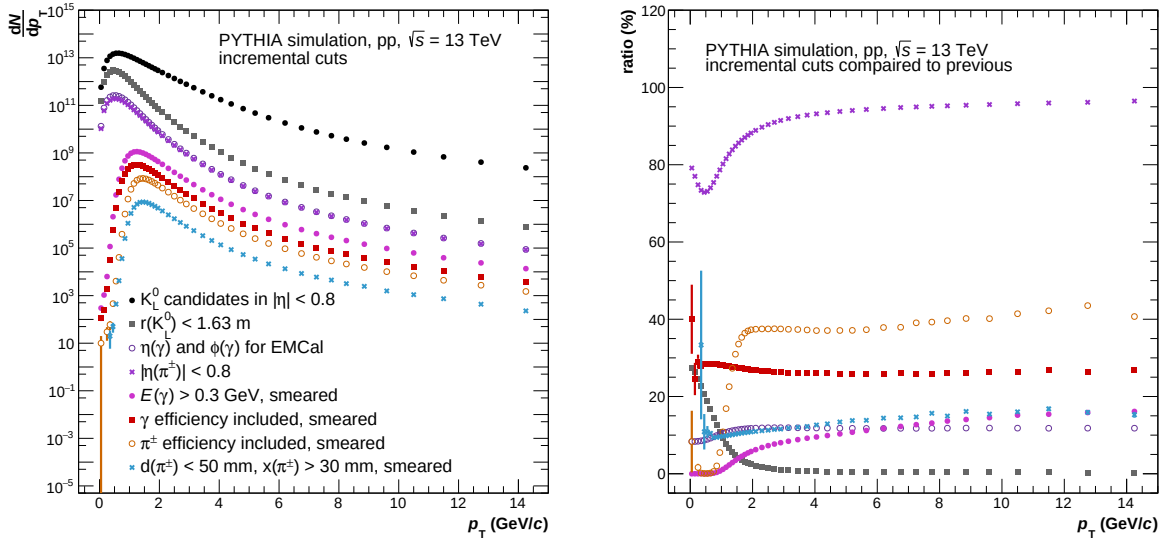


Abbildung 4.8: links: Die Anzahl der K_L^0 -Kandidaten, normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die p_T -Verteilungen ergeben sich durch schrittweise Zunahme der Messbedingungen; rechts: die Verhältnisse, die durch Division der jeweiligen Verteilung durch die Verteilung der vorherigen Messbedingung entstehen, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

4.2.3 Reduzierung des Untergrunds

Ein wesentlicher Schritt bei der Messung von Teilchen mit der Same-Event-Methode besteht darin, die Anzahl der K_L^0 -Kandidaten zu reduzieren, die keinem echten K_L^0 entsprechen. Diese Teilchen werden Untergrund genannt. Je geringer der Untergrund ist, desto besser lässt sich das eigentliche Signal - in diesem Fall die K_L^0 - identifizieren. Eine Methode zur Reduzierung des Untergrundes ist, die Datenmenge durch eine bestimmte Bedingung einzuschränken.

Dafür wird in dieser Analyse zusätzlich zu den bereits beschriebenen Messbedingungen eine Beschränkung des sekundären Vertex eingeführt. Grundlage bietet die PYTHIA Simulation, die in Tabelle 4.1 als Analyseteil 2 vorgestellt wird. Diese wird erweitert durch eine zusätzliche Bedingung, die im folgenden Abschnitt erörtert wird. Der folgende Analyseteil wird als Analyseteil 2b bezeichnet (vgl. Tabelle 4.1).

Einschränkung des sekundären Vertex

Der Ort, an dem das K_L^0 in die drei unterschiedlich geladenen Pionen zerfällt, wird sekundärer Vertex genannt. Der sekundäre Vertex eines K_L^0 liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit außerhalb der Kollision (vgl. Kapitel 3.2). Dadurch unterscheiden sich die Tochterteilchen des K_L^0 von den Pionen, die in der Kollision entstehen. Können beispielsweise geladene Teilchen ausgeschlossen werden, die direkt aus der Kollision stammen, reduziert sich der Untergrund.

In realen Messdaten wird der sekundäre Vertex durch die Rekonstruktion der Teilchenspuren bestimmt. Ergibt sich ein Schnittpunkt zweier Teilchenspuren, kann dieser als sekundärer Vertex identifiziert werden. In der PYTHIA Simulation werden ähnliche Bedingungen simuliert. Hier sind die Teilchenspuren allerdings idealisiert, das bedeutet, dass diese gerade verlaufen und keine Ortsunsicherheiten aufweisen.

Um den sekundären Vertex zu beschreiben und dessen Ort beschränken zu können, werden zwei Variablen eingeführt: $d_{\max}$ und $x_{\min}$.

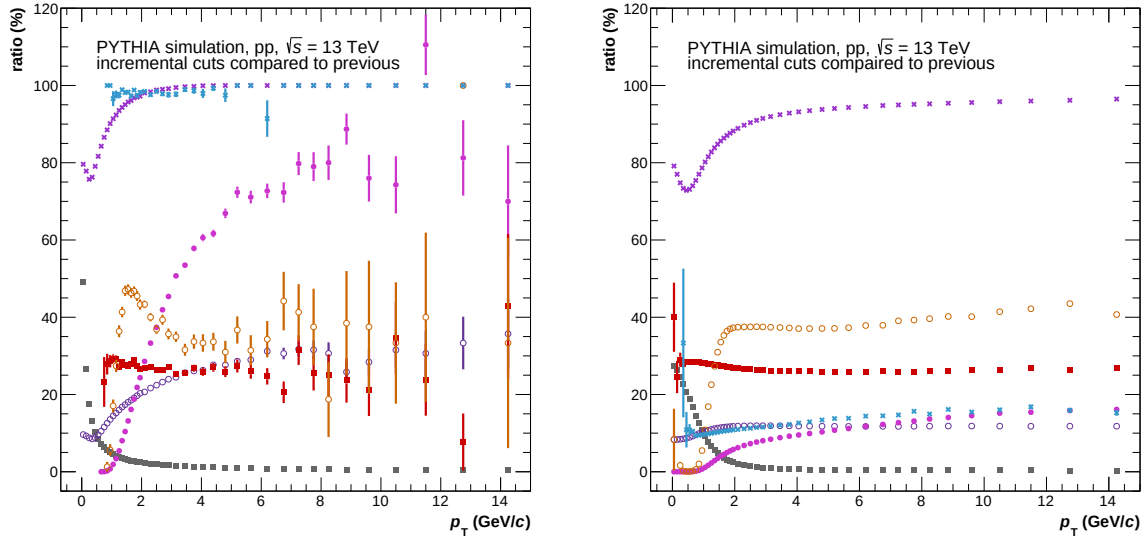


Abbildung 4.9: Zum Vergleich: die Verhältnisse in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Links: berechnet auf Grundlage der PYTHIA Simulation, wobei ausschließlich K_L^0 betrachtet werden, ohne den Effekt anderer Teilchen zu berücksichtigen (vgl. Abbildung 4.6). Rechts: berechnet auf Grundlage der PYTHIA Simulation und Berücksichtigung anderer Teilchen (vgl. Abbildung 4.8)

Die Variable $d_{\max}$ beschreibt den maximal erlaubten minimalen Abstand zwischen zwei Teilchenspuren - anschaulich, wie nahe sich zwei Spuren kommen dürfen, um noch als Schnittpunkt, das heißt sekundärer Vertex, zu zählen. In der Simulation beträgt dieser für Signal $d = 0$ mm, während er in der realen Messungen aufgrund von Rekonstruktionsunsicherheiten aber $d > 0$ mm sein kann.

Die Variable $x_{\min}$ gibt den minimalen Abstand zwischen dem Kollisionspunkt und dem Ort des sekundären Vertex an. In der Simulation ist dieser bekannt, während er in realen Messung rekonstruiert werden muss. Teilchen, die direkt aus der Kollision kommen, können so aussortiert werden. Da das K_L^0 mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit direkt nach seiner Entstehung zerfällt, wird durch diese Beschränkung vor allem der Untergrund reduziert.

Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Messbedingungen kann eine Bedingung eingeführt werden, die mit $d_{\max}$ sekundäre Vertizes definiert und mit $x_{\min}$ den Ort dieser Vertizes beschränkt. Dadurch kann der Untergrund reduziert werden. Im nächsten Abschnitt wird vorgestellt, wie sich verschiedene mögliche Werte für $d_{\max}$ und $x_{\min}$ als Bedingung auswirken, sowie der Einfluss dieser Bedingung auf den Untergrund untersucht.

4.2. ANALYSE DER MESSBARKEIT DES K_L^0 IN TEILCHENKOLLISIONEN

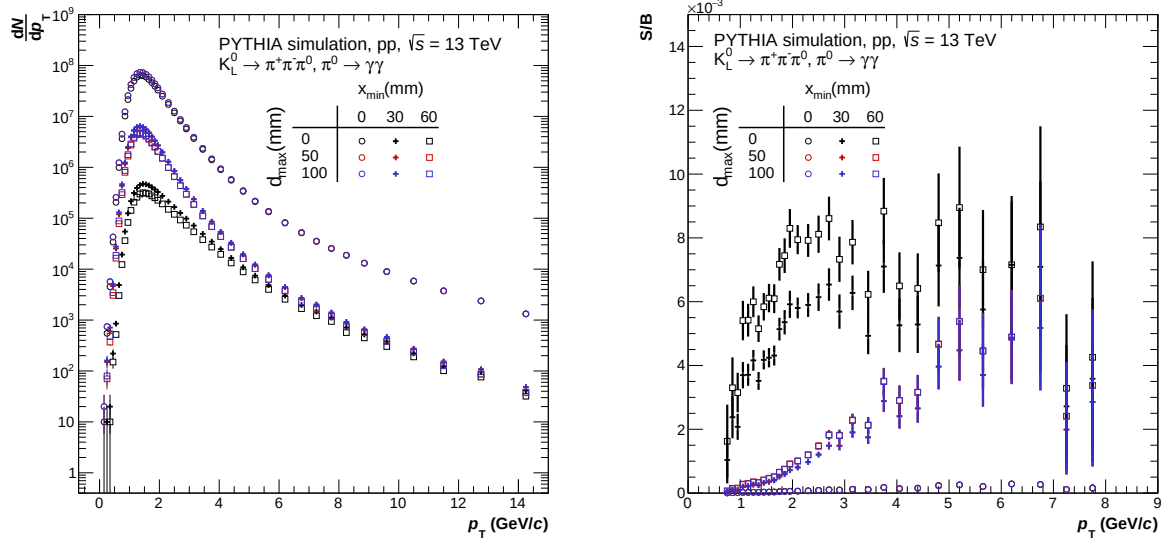


Abbildung 4.10: Links: Die Anzahl der K_L^0 -Kandidaten, normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die Verteilungen berücksichtigen die oben genannten Messbedingungen und unterscheiden sich durch unterschiedliche Werte für d_{max} und x_{min} . Gleiche Marker stehen für gleiche x_{min} -Werte, während gleiche Farben identische d_{max} -Werte darstellen.

Rechts: Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der links dargestellten Verteilungen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

Untersuchung der Auswirkung verschiedener Werte für d_{max} und x_{min}

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, beträgt der d_{max} -Wert für die Tochterpionen des K_L^0 in PYTHIA stets Null. Das bedeutet, dass die Auswirkungen einer Änderung des d_{max} -Werts auf die im vorherigen Abschnitt eingeführte Bedingung nicht analysiert werden können. Bei einer realen Messung zeigt sich diese Bedingung allerdings sensitiv auf die Veränderung des d_{max} -Werts, da die rekonstruierten Spuren Unsicherheiten besitzen. Um diese Fehlerquelle zu berücksichtigen, werden deshalb in den im folgenden vorgestellten Ergebnissen die d_{max} -Werte variiert. Zudem kann mit dem Variieren des d_{max} -Werts das Verhältnis vom Untergrund im Vergleich zum Signal untersucht werden. Im Laufe dieses Abschnitts wird darauf näher eingegangen.

Im Gegensatz zum d_{max} -Wert kann der Einfluss des x_{min} -Werts mit der hier verwendeten PYTHIA Simulation untersucht werden. Als Grundlage für die Analyse der Auswirkungen der Beschränkung des sekundären Vertex dienen dabei p_T -Verteilungen von K_L^0 -Kandidaten, auf die bereits die Messbedingungen aus Abschnitt 4.1.2 angewendet werden, siehe Abbildung 4.8. Für diese p_T -Verteilungen wird zusätzlich der sekundäre Vertex beschränkt, indem mit dem d_{max} -Wert definiert wird, welche Kreuzungen von Teilchenspuren als sekundärer Vertex zählt, und indem mit dem x_{min} -Wert der Ort des sekundären Vertex in Bezug auf den Kollisionsort eingeschränkt wird. Diese Bedingung gilt dabei nur für geladenen Pionen. Abbildung 4.10 links zeigt die Anzahl der Teilchen, normiert auf die Binbreite, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Die neun Verteilungen stehen hier für die Transversalimpulsverteilungen der K_L^0 -Kandidaten bei unterschiedlichen d_{max} - und x_{min} -Werten. Die verschiedenen d_{max} -Werte sind mit verschiedenen Farben gekennzeichnet - Schwarz, Rot und Blau - und die x_{min} -Werte mit unterschiedlichen Marker-Typen: Raute, Kreuz und Quadrat.

Beim Vergleich der Verteilungen lässt sich Folgendes erkennen: Bei $x_{\min} = 0$ mm sind die Auswirkungen der Beschränkung des sekundären Vertex unabhängig von dem gewählten $d_{\max}$ -Wert; alle drei Verteilungen mit $x_{\min} = 0$ mm liegen aufeinander. Bei $x_{\min} > 0$ mm sind die Auswirkungen der verschiedenen $d_{\max}$ -Werte dagegen zu erkennen. Die Verteilungen für $d_{\max} = 50$ mm und $d_{\max} = 100$ mm sind fast identisch. Werden auch weiter entfernte Teilchenspuren als sekundärer Vertex erlaubt, verändert sich der Einfluss auf die Transversalimpulsverteilungen nicht. Nur für den nicht realistischen Fall von $d_{\max} = 0$ mm ist ein Effekt zu erkennen. Die beiden Verteilungen für $d_{\max} = 0$ mm und $x_{\min} = 30$ mm bzw. $x_{\min} = 60$ mm befinden sich deutlich unter den anderen Verteilungen. Allerdings liegt die Verteilung für $x_{\min} = 30$ mm nur geringfügig über der Verteilung für $x_{\min} = 60$ mm. Ein Sprung von 30 mm auf 60 mm für den $x_{\min}$ -Wert scheint somit kaum Auswirkungen zu haben. Aus diesem Grund wird für diese Analyse im Folgenden ein $x_{\min}$ -Wert von 30 mm gewählt.

Den Einfluss dieser Bedingung auf den Untergrund kann durch die Betrachtung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses untersucht werden. Abbildung 4.10 rechts zeigt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der einzelnen links dargestellten p_T -Verteilungen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Für das p_T -Intervall ist hier $0 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 8$ gewählt, da für p_T -Werte von größer 8 GeV/c nicht ausreichend Statistik vorhanden ist. Zu sehen ist, dass für $x_{\min} = 0$ mm die drei Verhältnisse annähernd Null sind. Das Signal ist in diesem Fall sehr klein im Vergleich zum Untergrund. Auch hier sind die Verhältnisse für $x_{\min} > 0$ mm und $d_{\max} > 0$ mm nahezu identisch. Die Vergrößerung des $d_{\max}$ -Wertes ändert somit das Verhältnis kaum. Für den nicht realistischen Wert von $d_{\max} = 0$ mm in Kombination mit $x_{\min} = 30$ mm bzw. $x_{\min} = 60$ mm verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Vergleich zu den anderen Verhältnissen. Das Verhältnis von $d_{\max} = 0$ mm und $x_{\min} = 60$ mm besitzt dabei den größten Anteil an Signal im Vergleich zum Untergrund; das Verhältnis erreicht ab einem p_T -Wert von etwa 2 GeV/c Signal-zu-Untergrund-Werte zwischen $6 \cdot 10^{-3}$ und $9 \cdot 10^{-3}$. Allerdings liegt dieses Verhältnis nur knapp über dem Verhältnis für $d_{\max} = 0$ mm und $x_{\min} = 30$ mm. Das spiegelt die Beobachtung der zugehörigen Verhältnisse auf der linken Seite wider. Mit einem allgemeinen Maximalwert von etwa $9 \cdot 10^{-3}$ entspricht der Anteil an Signal im Vergleich zum Untergrund maximal etwa 0,9 %.

Da, wie oben diskutiert, mit der hier verwendeten PYTHIA Simulation keine geeigneten Werte für $d_{\max}$ -Wert untersucht werden können, werden bereits veröffentlichte Analysen als Orientierung hinzugezogen. Für die K_S^0 -Messung [5] wird beispielsweise der Wert $d_{\max} = 50$ mm verwendet [16]. Daher wird auch für diese Arbeit dieser Wert übernommen.

Die Verteilungen in Abbildung 4.6 entsprechen der Transversalimpulsverteilung von ausschließlich K_L^0 und die in Abbildung 4.8 der Transversalimpulsverteilung der K_L^0 -Kandidaten. Dort ist jeweils die Beschränkung des sekundären Vertex als zusätzliche Bedingung in blau eingezeichnet; hierbei werden, wie diskutiert, die Werte $d_{\max} = 50$ mm und $x_{\min} = 30$ mm für die geladenen Pionen gewählt. Auf den rechten Seiten der Abbildungen sind jeweils in blau das Verhältnis der Verteilung dieser Bedingung und das der Verteilung der Messbedingung der TPC Effizienz dargestellt. In Abbildung 4.6 liegt dieses Verhältnis nahezu konstant bei 100 %. Das deckt sich mit der Definition dieser Bedingung, denn, wie diskutiert, besitzen Tochterteilchen des K_L^0 in PYTHIA immer einen $d_{\max}$ - Wert von 0 mm und mit hoher Wahrscheinlichkeit einen $x_{\min}$ -Wert von größer 30 mm. Somit beeinflusst die Wahl des $d_{\max}$ - und des $x_{\min}$ -Werts die Messung echter Tochterteilchen kaum.

4.2. ANALYSE DER MESSBARKEIT DES K_L^0 IN TEILCHENKOLLISIONEN

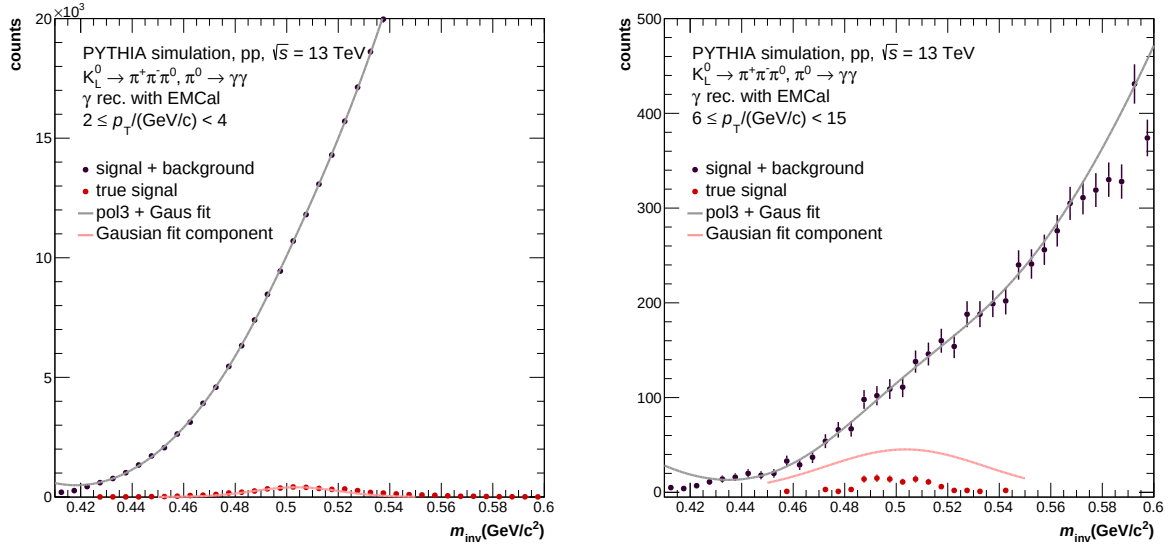


Abbildung 4.11: Die Anzahl der K_L^0 -Kandidaten in Abhängigkeit der invarianten Masse, links dargestellt für einen Transversalimpulsbereich von $2 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 4$, rechts für $6 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 15$. Schwarze Verteilung mit grauer Parametrisierung; Signal mit Untergrund; rote Verteilung mit roter Parametrisierung; ausschließlich Signal.

Das Verhältnis in Abbildung 4.8 fällt dagegen bei kleinen p_T -Werten von anfänglich über 30 % auf ca. 10 % ab und steigt dann für größer werdenden p_T auf ca. 15 % an. Bei den K_L^0 -Kandidaten erfüllen damit zwischen 10 % und 15 % der Kandidaten diese Bedingung. Ein Großteil des Untergrundes wird somit ausgeschlossen. Auf dieser Grundlage kann nun versucht werden, das Signal aus dem Untergrund zu extrahieren. Eine Methode dafür und die Ergebnisse nach deren Anwendung werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.2.4 Bestimmung der invarianten Massen zur Signal Extraktion

Ziel einer Messung ist es, die echten K_L^0 aus der Menge kombinierten Kandidaten zu unterscheiden. Das gelingt, indem die invarianten Massen der Kandidaten berechnet werden. Denn echte K_L^0 besitzen immer eine Masse von etwa $497,6 \text{ (MeV}/c^2)$, andere Kandidaten können dagegen verschiedene invariante Masse-Werte besitzen. Ist die Anzahl an echten K_L^0 groß genug im Vergleich zum Untergrund, so ist ein Peak bei der invarianten Masse des K_L^0 zu sehen. Dieser Vorgang wird hier Signal-Extraktion genannt und entspricht dem Analyseteil 2c in Tabelle 4.1.

Ausgangslage zur Berechnung der invarianten Massen sind die Viererimpulse der Pionen, die alle oben beschriebenen Bedingungen erfüllen, vor allem auch die zur Reduzierung des Untergrundes. Aus diesen Viererimpulsen werden die invarianten Massen der K_L^0 -Kandidaten berechnet (vgl. Abschnitt 4.2.1). In Abbildung 4.11 ist jeweils die Anzahl der K_L^0 -Kandidaten gegen die berechnete Masse aufgetragen, auf der linken Seite für einen Transversalimpuls von $2 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 4$, auf der rechten für $6 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 15$. Die schwarzen Verteilungen in Abbildung 4.11 beschreiben die invarianten Massen der K_L^0 -Kandidaten, während mit hellgrau eine Parametrisierung in Form eines Polynoms dritter Ordnung kombiniert mit einer Gaußfunktion dieser Verteilung dargestellt ist. Die echten K_L^0 -Kandidaten sind in Rot eingezeichnet; die rote

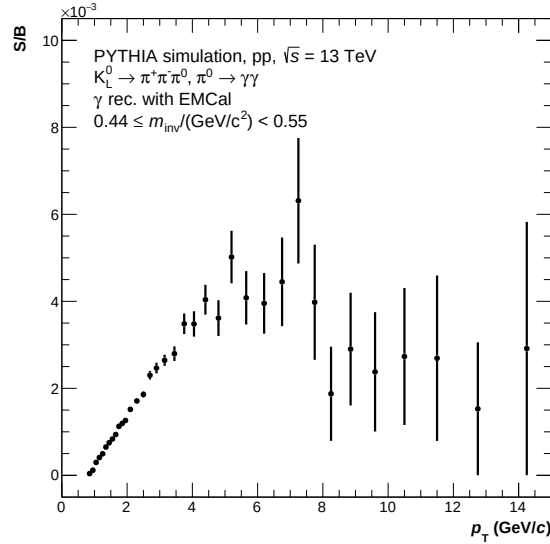


Abbildung 4.12: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für eine invariante Masse von $0,4 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV}/c^2) < 0,55$.

Parametrisierung entspricht dem Anteil der Gaußfunktion der grauen Parametrisierung. Im Idealfall sollte die rote Kurve auf den roten Datenpunkten liegen. In einer realen Messung wären diese roten Datenpunkte nicht bekannt, in der PYTHIA Simulation sind sie jedoch verfügbar und werden deshalb hier zur Veranschaulichung gezeigt.

In beiden analysierten p_T -Intervallen in Abbildung 4.11 ist zu erkennen, dass tatsächlich ein K_L^0 -Signal zu erkennen ist: Die roten Verteilungen erreichen jeweils ein Maximum bei etwa $m_{\text{inv}} \approx 0,5 \text{ GeV}/c^2$, wobei das der invarianten Masse des K_L^0 entspricht. In den grauen Verteilungen sind diese Peaks jedoch nicht zu erkennen - der Untergrund ist somit im Vergleich zum Signal groß. Auch die rote Parametrisierung auf der rechten Seite schlägt fehl, obwohl diese ausführlich untersucht wurde.

Abbildung 4.12 zeigt das Signal im Verhältnis zum Untergrund in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für eine invariante Masse von $0,4 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV}/c^2) < 0,55$. Die Verteilung steigt hier bei kleinen p_T -Werten von 0 auf über $5 \cdot 10^{-3}$ an und fällt danach auf Werte unter $3 \cdot 10^{-3}$ ab. Das K_L^0 -Signal entspricht damit nur bis zu maximal 0,5 % des Untergrundes. Dieser Wert ist im Vergleich zum Signal-zu-Untergrund der K_S^0 -Messung gering [5]. Damit unterstreicht dieses Verhältnis das Ergebnis, dass der Untergrund im Vergleich zum Signal zu groß ist, um das Signal erkennen zu können.

Die derzeitige Untergrund-Minimierung ist somit noch nicht ausreichend, um ein Signal zu extrahieren. Die Messwahrscheinlichkeit ist zu gering, um mit den angewendeten Methoden ein K_L^0 nachzuweisen. Eine erfolgreiche Messung ist jedoch nicht ausgeschlossen: tiefgehendere Studien zur Reduzierung des Untergrundes, beispielsweise durch detaillierter Betrachtung der Teilchenspuren, könnten die Chancen auf eine erfolgreiche Extraktion des K_L^0 -Signals erhöhen.

5 Zusammenfassung

Diese Arbeit zeigt eine Einschätzung zur Messbarkeit von K_L^0 in ALICE. Hierfür wird zunächst die sogenannte Messwahrscheinlichkeit berechnet; diese ist in dieser Arbeit definiert als die Wahrscheinlichkeit, ein existierendes K_L^0 zu messen. Dafür wird zunächst die Zerfallswahrscheinlichkeit als Funktion der Flugstrecke berechnet und diese anschließend unter Betrachtung der maximal möglichen Flugstrecke des K_L^0 in ALICE in Abhängigkeit vom Transversalimpuls dargestellt. Diese Zerfallswahrscheinlichkeit wird erweitert durch verschiedene Messbedingungen, die die Effekte der ALICE Detektoren darstellen. Somit ergibt sich eine Messwahrscheinlichkeit für das K_L^0 in ALICE, die ab einem p_T -Wert von $1 \text{ GeV}/c$ nahezu konstant bei $10^{-3} \%$ liegt.

Wendet man diese Messwahrscheinlichkeit auf die in Run2 verfügbare Statistik für Proton-Proton-Kollisionen mit $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ an, so ergibt sich die konkrete Anzahl der messbaren K_L^0 in Run2; diese liegt über den gesamten Transversalimpulsbereich integriert bei etwa 17.000 K_L^0 .

Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wird im zweiten Teil der Analyse eine Rekonstruktion und Extraktion eines K_L^0 -Signals aus PYTHIA-Daten durchgeführt. Dafür wird zunächst die verwendete Rekonstruktionsmethode, die Same-Event-Methode, erörtert. Des weiteren wird der Untergrund dabei durch die Einführung einer zusätzlichen Bedingung reduziert, indem zwei Variablen eingeführt werden: Eine definiert mit der Variablen d_{max} die sekundäre Vertizes, und die andere, x_{min} , beschränkt den Ort dieser Vertizes. Geeignete Werte für diese beiden Variablen werden diskutiert und als zusätzliche Bedingung für die Messung eingeführt. Anschließend wird die Extraktion des K_L^0 -Signals aus den Daten diskutiert. Trotz der Bemühungen, den Untergrund bestmöglich zu reduzieren, ist die Extraktion zum aktuellen Zeitpunkt noch nicht erfolgreich. Trotz der angewendeten Methoden zur Reduzierung des Untergrund ist dieser noch zu groß, um das Signal erfolgreich zu extrahieren. Hier könnten ausgiebigere Untergrund-Studien eindeutigere Ergebnisse erzielen.

Literatur

- [1] C. S. Wu u. a. „Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay“. In: *Phys. Rev.* 105 (4 Feb. 1957), S. 1413–1415. DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [2] J. H. Christenson u. a. „Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (4 Juli 1964), S. 138–140. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.138. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.138>.
- [3] Alban Kellerbauer. „50 Jahre CP-Verletzung“. In: *Physik in unserer Zeit* 45.4 (2014), S. 168–175. DOI: <https://doi.org/10.1002/piuz.201401371>. eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/piuz.201401371>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/piuz.201401371>.
- [4] Prof. Dr. Henner Büsching. *Kerne und Teilchen 2 - Die schwache Wechselwirkung*. Vorlesungsskript, Goethe Universität Frankfurt am Main. 2023.
- [5] S. Acharya u. a. „Production of light-flavor hadrons in pp collisions at

$$\sqrt{s} = 7 \text{ and } \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$$

- “. In: *The European Physical Journal C* 81.3 (März 2021). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-08690-5. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08690-5>.
- [6] <https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>. Aufgerufen am: 09.04.2024.
 - [7] https://en.wikipedia.org/wiki/Particle_decay. Aufgerufen am: 29.11.2024.
 - [8] <https://pythia.org/>. Aufgerufen am: 26.04.2024.
 - [9] <https://home.cern/sites/home.web.cern.ch/files/image/featured/2014/08/alice.jpg>. Aufgerufen am: 28.03.2024.
 - [10] Matthias Kleiner. „Integration kosmischer Myonen in die Parametrisierung des spezifischen Energieverlustes für die ALICE Spurendriftkammer“. Masterarbeit. Goethe Universität Frankfurt, 2018.
 - [11] J. Alme u. a. „The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 622.1 (2010), S. 316–367. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.042>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210008910>.

- [12] Matthias Bartelmann u. a. „Relativistische Mechanik“. In: *Theoretische Physik 1 / Mechanik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2018, S. 355–378. ISBN: 978-3-662-56115-7. DOI: 10.1007/978-3-662-56115-7_10. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-56115-7_10.
- [13] S. Acharya u. a. „Performance of the ALICE Electromagnetic Calorimeter“. In: *Journal of Instrumentation* 18.08 (Aug. 2023), P08007. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/18/08/p08007. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/18/08/P08007>.
- [14] *PARTICLE PHYSICS BOOKLET*. Addison-Wesley, 2023.
- [15] P. Cortese u. a. *ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*. Techn. Ber. 2008. URL: <http://cds.cern.ch/record/1121574>.
- [16] Peter Kalinňák u. a. *K_S^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ production in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. https://alice-notes.web.cern.ch/system/files?file=notes/analysis/425/2020-05-05-2020_May_V0s_in_minbias_pp13TeV.pdf&check_logged_in=1. ALICE Analysis Note. 2015.

Danksagung

Mein erster Dank gilt Prof. Dr. Henner Büsching für die vielfältige Unterstützung und die Zeit, die er mir und meiner Arbeit gewidmet hat. Dadurch habe ich unglaublich viel gelernt, nicht nur für die Arbeit, sondern auch für das Leben darüber hinaus. Zudem ein weiterer Dank an meinen Zweitgutachter Priv. Doz. Dr. Benjamin Dönigus.

Besonders danken möchte ich außerdem meinem Betreuer Marvin Hemmer. Er stand mir mit viel Geduld und Aufmerksamkeit beiseite und hat mich so durch die Höhen und Tiefen des Arbeitsprozessen manövriert. Ohne ihn wäre diese Arbeit in diesem Umfang und dieser Qualität nicht möglich gewesen.

Ein großer Dank geht auch an Joshua König für das viele gute Feedback, die Ideen und Anregungen, die mir sehr weiter geholfen haben. Ich möchte mich auch bedanken bei meinen Arbeitskolleg:innen der Frankfurter Arbeitsgruppe für die tolle, freundschaftliche Atmosphäre, aber auch das Feedback und die Anregungen bezüglich meiner Analyse. Besonders meine Bürokolleg:innen seien hier hervorgehoben.

Mein letzter Dank gilt meiner Familie: Alexandra und Matthias, Luise und Georg, sowie Roland und Lucy.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, 10. Februar 2025

Laura Gans-Bartl