

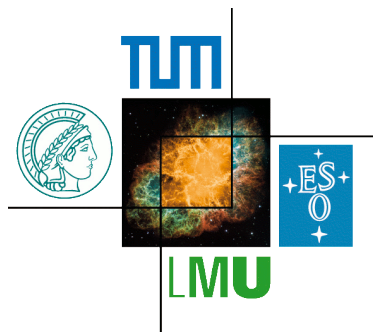


Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

**Analyse von  $\pi^- + A$  - Simulationen @ 1.75 GeV/c für das  
HADES-Experiment mit Schwerpunkt auf dem  
Kaon-Nukleon-Potential im Medium**

**Robert Maximilian Glas**

5. August 2013



Betreuerinnen: Prof. Dr. Laura Fabbietti  
Jia-Chii Berger-Chen

# Abstract

The Kaon-Nucleon potential describes the interaction between the lightest mesons, namely kaons, and the nuclear matter. The analysis of this potential can lead to a better understanding of very dense nuclear matter, which current theories predict to exist in neutron stars [1]. Different experiments have already measured this Kaon-Nucleon potential and obtained diverging results [2, 3, 4]. Therefore another experiment at the HADES detector located at GSI, Darmstadt is planned: The Pion Beam Experiment will investigate  $\pi^- + A$  reactions with pion momenta of approximately 1.75 GeV/c.

First of all in this work the efficiency of this experiment will be discussed using different analyses on simulated data. Therefore simulations for copper, based on the transport model GiBUU will be examined by looking double-differentially at kinematic spectra of the kaons (with a focus on  $K_S^0$ ). Comparing the distributions with and without potential show that the expected suppression of the kaon transverse momenta at low energies can be identified in some regions of the rapidity. In addition, a slight shift of the momenta to greater values can be denoted.

Secondly, the resolution and acceptance of the detector as well as the efficiency of the tracking algorithm will be taken into account by performing a full-scale analysis. The aim is the determination of the sensitivity of the HADES detector to potential effects. The results of this full-scale analysis indicate only small effects, thus further investigation is needed. This can be achieved by comparing simulations for other targets (for example tungsten) and simulations at lower kinematic energies.

Thirdly, the simultaneous usage of three targets (W, Cu, C) in the HADES detector will be tested. With this experimental setup three times more data can be collected for each target and additionally the experimental conditions for each of the three targets can be kept the same. Executing another full-scale analysis, based on GiBUU simulations for each target material, the efficiency of this setup can be determined. Therefore the correct allocation for each event to its corresponding target is very important. In this thesis, a new algorithm for calculating the primary vertices has been developed in order to reduce the relative number of wrong allocations (contamination). In spite of these improvements, the contamination for the central target could not be reduced below 20 %, which is still too high to make correct statements. For this reason the simultaneous usage of three targets cannot be recommended. A possible compromise could be the usage of two targets instead of three at the same time.

# Kurzdarstellung

Das Kaon-Nukleon-Potential beschreibt die Wechselwirkung der leichtesten seltsamen Mesonen, den Kaonen, mit der Kernmaterie. Die Analyse dieses Potentials spielt unter anderem für die Astrophysik eine große Rolle, da sie für ein besseres Verständnis der dicht gepackten Materie, wie etwa in Neutronensternen vermutet [1], sorgen könnte. Verschiedene Experimente haben dieses Potential bereits untersucht und dabei voneinander abweichende Ergebnisse erhalten [2, 3, 4]. Aus diesem Grund ist am HADES-Detektor an der GSI in Darmstadt ein weiteres Experiment mit  $\pi^- + A$  - Reaktionen bei einem Impuls der Pionen von ungefähr  $1,75 \text{ GeV}/c$  geplant („Pionen-Strahl-Experiment“).

Anhand verschiedener Analysen von simulierten Daten wird in dieser Arbeit die Effizienz eines solchen Experiments bestimmt. Dafür werden zum einen Simulationen für Kupfer, die auf dem Transportmodell GiBUU basieren, auf Potential-Effekte untersucht, indem verschiedene kinematische Spektren der Kaonen (mit Schwerpunkt auf den  $K_S^0$ ) doppelt-differenziell betrachtet und verglichen werden. Die Vergleiche der Daten mit und ohne Potential zeigen, dass die erwartete Unterdrückung der Transversalimpulse bei niedrigen Energien für Kaonen in gewissen Rapiditätsbereichen zu erkennen ist. Zudem deutet sich eine leichte Verschiebung der Transversalimpulse zu größeren Werten an.

Zum anderen wird eine Full-Scale-Analyse durchgeführt, um die Auflösung und Akzeptanz des Detektors sowie die Effizienz der Tracking-Algorithmen zu berücksichtigen. Auf diese Weise kann die Sensitivität des Pionen-Strahl-Experiments am HADES-Detektor auf Potential-Effekte untersucht werden. Die Analyse der Daten zeigt, dass diese Effekte nach einer Full-Scale-Analyse nur schwach zu erkennen sind. Zur besseren Klärung der Effizienz wird die Untersuchung weiterer Simulationen mit anderen Materialien (wie zum Beispiel Wolfram) sowie für geringere kinetische Energien empfohlen.

Des Weiteren wird in dieser Arbeit die gleichzeitige Verwendung von drei verschiedenen Targets (W, Cu, C) im HADES-Detektor diskutiert. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, dass für jedes der Targets drei mal so viele Daten gesammelt werden können und zusätzlich für jedes Target die selben Umgebungszustände im Detektor herrschen. Anhand einer weiteren Full-Scale-Analyse, die auf  $\pi^- + A$  - Simulationen für alle drei Targetmaterialien aus GiBUU basiert, wird die Effizienz dieser Anordnung untersucht. Entscheidend dafür ist die korrekte Trennung der verschiedenen Events je nach Targetmaterial. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit eine neue Methode zur Berechnung der primären Vertices entwickelt, mit deren Hilfe die relative Anzahl an falsch zugeordneten Events (Kontamination) verringert werden kann. Trotz dieser Verbesserung liegt die Kontamination für das mittlere Targets bei ungefähr 20 %. Weil dieser Wert zu hoch ist, um korrekte physikalische Aussagen treffen zu können, wird von der zeitgleichen Bestrahlung von drei Targets im HADES-Detektor abgeraten. Ein Kompromiss könnte stattdessen die gleichzeitige Verwendung von zwei Targets sein.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>i</b>
<b>Kurzdarstellung</b>	<b>ii</b>
<b>1. Motivation - Seltsame Materie in Neutronensternen</b>	<b>1</b>
<b>2. Aufbau des Experiments</b>	<b>5</b>
2.1. Das HADES-Detektorsystem . . . . .	5
2.2. Pioninduzierte Reaktionen . . . . .	7
<b>3. Simulation und Analyse</b>	<b>10</b>
3.1. GiBUU und das Kaon-Nukleon-Potential . . . . .	10
3.2. Die Theorie zum Kaon-Nukleon-Potential . . . . .	11
3.3. Die direkte Analyse der GiBUU-Daten . . . . .	14
3.3.1. Normierung der Daten . . . . .	14
3.3.2. Untersuchung kinematischer Spektren . . . . .	15
3.4. Die Full-Scale-Analyse . . . . .	16
3.4.1. Detektorsimulation mit GEANT 3 . . . . .	17
3.4.2. Teilchenidentifikation . . . . .	18
3.4.3. Rekonstruktion der primären Vertices . . . . .	20
3.4.4. Schnitt auf die primären Vertices . . . . .	22
3.4.5. Kontamination . . . . .	22
3.4.6. Identifizierung von $K_S^0$ . . . . .	23
3.4.7. Berechnung der Statistik für Kaonen . . . . .	29
3.4.8. Anpassen der Full-Scale-Daten an die Ergebnisse der Real-mode-Simulationen . . . . .	29
<b>4. Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>31</b>
4.1. Potential-Effekte in Kupfer-Simulationen . . . . .	31
4.2. Sensitivität des Pionen-Strahl-Experiments auf Potential-Effekte . . . . .	33
4.3. Effizienz der Verwendung von drei Targets . . . . .	37
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>42</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>45</b>
A.1. Multiple-Scatterig . . . . .	45
A.2. Bethe-Bloch-Formel . . . . .	46

---

A.3. Schnitt auf die Flugzeit (TOF-Cut) . . . . .	46
A.4. Zusätzliche Diagramme . . . . .	48
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>58</b>
<b>Danksagung</b>	<b>59</b>

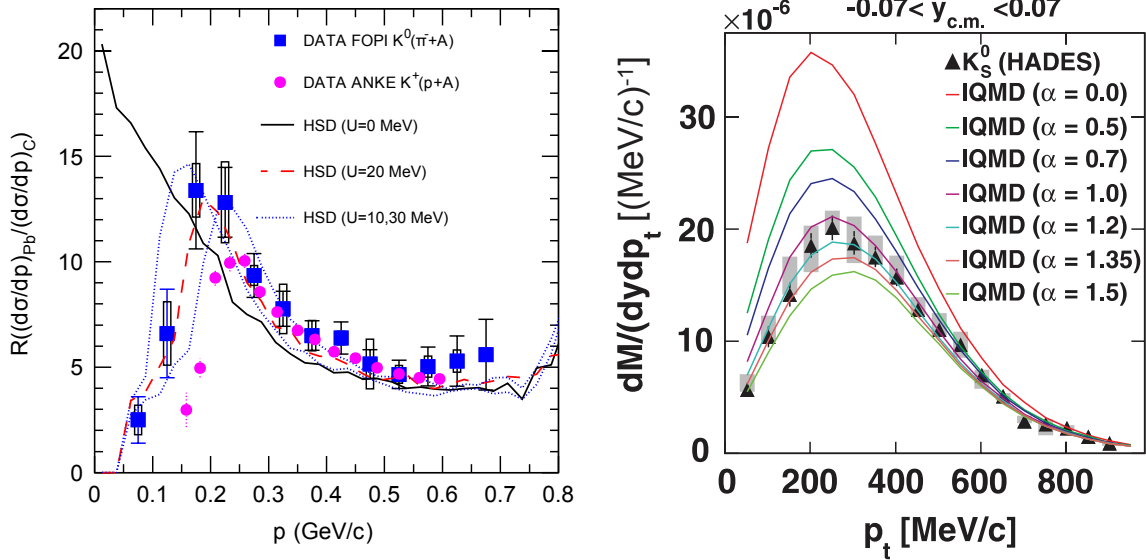
# 1. Motivation - Seltsame Materie in Neutronensternen

Bei der Explosion eines Sterns - einer Supernova - kann aus den Überresten ein sogenannter Neutronenstern entstehen. Neutronensterne haben einen Durchmesser von durchschnittlich 20 Kilometer, drehen sich meist sehr schnell mit mehr als 100 Umdrehungen pro Sekunde und bestehen aus dicht gepackten Neutronen. In Abhängigkeit von ihrer Masse und ihrer Rotationsfrequenz können im Inneren von Neutronensternen aufgrund der Gravitation Dichten bis zu zehnfacher normaler Kerndichte erreicht werden [1]. Der dadurch entstehende Druck im Inneren kann zu verschiedenen subatomaren Effekten führen: Zum einen ist die Entstehung von Hyperon- und Baryon-Resonanzen ( $\Sigma$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Delta$ ) möglich, zum anderen kann das Confinement der leichten Quarks (u, d, s) aufgehoben werden. Außerdem ist die Bildung von Boson-Kondensaten ( $\pi$ ,  $K$ ) im Inneren des Sterns denkbar [1, 5]. Des Weiteren zieht man in Betracht, dass die Materie dabei in einen absoluten, stabilen Grundzustand übergehen kann, der sogenannten „cold strange quark matter“ (kalte, seltsame Quark-Materie). Die Materie, die dabei größtenteils aus seltsamen Quarks (s) bestehen würde, wäre in diesem Fall stabiler als der stabilste bekannte Atomkern ( $^{62}\text{Ni}$ ) [1, 5]. Zuletzt ist es zudem möglich, dass Neutronensterne zu sogenannten Quarksternen werden, in denen die leichten Quarks (u, d, s) und Gluonen nicht mehr gebunden, sondern in einem heißen Plasma frei beweglich vorliegen. Der Stern ist dann nicht mehr aufgrund der Gravitation, sondern der starken Kraft gebunden und kann dadurch auch mit kleineren Massen existieren, die für die Bindung anhand der Gravitation zu gering wären [5, 6].

Die aufgeführten Beispiele zeigen, dass Neutronensterne teilweise auch aus seltsamer Materie zusammengesetzt sein können und dabei sehr verschiedene Unterstrukturen aufweisen können. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Wechselwirkung von seltsamer Materie in Kernmaterie genauer zu erforschen. Dazu gehört unter anderem die Untersuchung des sogenannten Kaon-Nukleon-Potentials, das die Wechselwirkung der leichtesten seltsamen Mesonen, den Kaonen, mit der Kernmaterie beschreibt.

**Das Kaon-Nukleon-Potential** Die Wechselwirkung der Kaonen im Medium wird seit längerem intensiv untersucht. Dabei deuten Ergebnisse auf ein Kaon-Nukleon-Potential (KN-Potential) hin, das für  $K^0$  und  $K^+$  Mesonen repulsiv sein sollte und für  $K^-$  attraktiv. Die Stärke dieses Potentials bei normaler Massen-Dichte wurde in mehreren Experimenten auf unterschiedliche Werte bestimmt. So konnte mit dem FOPI-Detektor am Schwer-Ionen-Synchrotron Beschleuniger an der GSI in Darmstadt für  $\pi^- + A$  - Reaktionen und bei einem Impuls von  $1,15 \text{ GeV}/c$  ein repulsives Potential  $U_{\text{KN}}(\rho_0)$  für  $K^0$

mit einer Stärke von  $(20 \pm 5)$  MeV gemessen werden [2]. Dieses Ergebnis wurde über den Vergleich der experimentellen Impulsverteilungen von  $K_S^0$  mit dem Transportmodell HSD (hadron-string-dynamics) extrahiert. Entscheidend war dabei das Verhältnis der  $K_S^0$  - Impulsspektren eines schweren Targets (Pb) zu einem leichten (C). Abbildung 1.1 (links) zeigt diese Verhältnisse der Impulsverteilungen für  $K_S^0$  (blaue Quadrate), sowie für  $K^+$  aus einem anderen Experiment mit dem ANKE-Detektor (lila Kreise). Der Vergleich dieser Verhältnisse mit dem HSD-Transportmodell (verschiedene farbige Kurven) führte auf den Wert des KN-Potentials: Die rot-gestrichelte Kurve entspricht dem Verlauf der Datenpunkte am ehesten.



**Abbildung 1.1.:** Bestimmung des Kaon-Nukleon-Potentials in unterschiedlichen Experimenten. Links: Verhältnis der Impulsverteilungen der  $K_S^0$  (blaue Quadrate), gemessen mit dem FOPI-Detektor. Die farbigen Kurven entsprechen HSD-Berechnungen. Zudem sind Messpunkte aus einem anderen Experiment mit dem ANKE-Detektor für  $K^+$  eingezeichnet (lila Kreise). Die HSD-Kurve für 20 MeV entspricht am ehesten den Datenpunkten. Die Grafik wurde [2] entnommen. Rechts: Transversalimpuls-Verteilung der  $K_S^0$  bei Schwerpunktsrapidität für Ar + KCl - Kollisionen am HADES-Detektor (Dreiecke). Die farbigen Kurven entsprechen IQMD-Berechnungen mit verschiedenen Potential-Parametern  $\alpha$ . Ein Vergleich der Theorie-Kurven mit den Messpunkten lässt Schlüsse auf das Kaon-Nukleon-Potential zu. Die Grafik wurde [4] entnommen.

Der Hintergrund für diese Normierung der Spektren auf Kohlenstoff-Verteilungen ist, dass man in leichten Elementen wie Kohlenstoff aufgrund der kleinen Kerngröße keine (oder nur sehr schwache) Potential-Effekte erwartet. Zudem können bei Kohlenstoff-Reaktionen sowohl  $\pi^- + p$ , als auch  $\pi^- + n$  - Produktionseffekte gleichermaßen untersucht werden; eine Normierung auf Kohlenstoff ermöglicht das „Heraus-Mitteln“ dieser Effekte.

Für  $K^+$  konnte am Cooler Synchrotron (COSY) in Jülich mit dem ANKE-Detektor

für  $p + A$  - Reaktionen ein repulsives Potential mit einer Stärke von  $(20 \pm 3)$  MeV festgestellt werden [3]. Dabei wurden die Impulsverteilungen der  $K^+$  aus verschiedenen Targets (Cu, Ag, Au) auf die des Kohlenstoff-Targets normiert und danach mit einem Transportmodell verglichen. In diesem Fall wurde das CBUU-Transportmodell verwendet. Die Datenpunkte sind im Vergleich zu den Messungen mit dem FOPI-Detektor in Abbildung 1.1 (links) zu sehen.

In  $Ar + KCl$  - Kollisionen, gemessen mit dem HADES-Detektor, ergab sich ein von den beiden anderen Resultaten abweichendes Potential von ungefähr  $39_{-2}^{+8}$  MeV [4]. Hier wurde die Transversalimpuls-Verteilung von  $K_S^0$  untersucht und mit Simulationen des Transportmodells IQMD (Isospin Quantum Molecular Dynamics) verglichen. Abbildung 1.1 (rechts) zeigt die experimentelle Verteilung der  $K_S^0$  - Transversalimpulse (Dreiecke) bei Schwerpunktsrapidität. Zudem sind die Verteilungen für verschiedene Parameter  $\alpha$  des KN-Potentials aus den IQMD-Berechnungen zu sehen (farbige Kurven). Das KN-Potential  $U_{KN}$  hat dabei folgende lineare Abhängigkeit vom Parameter  $\alpha$  [4]:

$$U_{KN} \simeq +U_0 + U'\alpha \quad (1.1)$$

mit  $U_0 \approx 0,8$  MeV und  $U' \approx 38$  MeV. Aus dem Vergleich der Distributionen extrahiert man den Parameter  $\alpha$  und daraus das Resultat für das KN-Potential.

Zur besseren Übersicht sind die Ergebnisse für die Bestimmung des Kaon-Nukleon-Potentials in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Die Resultate aus den verschiedenen Experimenten stimmen dabei *nicht* überein. Die Ergebnisse von den Experimenten mit dem FOPI- und dem ANKE-Detektor basieren auf dem Vergleich von Verhältnissen und beinhalten aus diesem Grund weniger systematische Fehler. Zudem können mit dem HADES-Detektor im Vergleich zum FOPI- und dem-ANKE Detektor besser kleinere (Transversal-) Impulse abgedeckt werden. Dies erkennt man beim Vergleich der Diagramme in Abbildung 1.1: Die Fehlerbalken für die Messwerte links (FOPI) steigen im Bereich  $p \lesssim 200$  MeV/c deutlich an, da weniger Statistik vorhanden ist; rechts (HADES) werden die Fehlerbalken in diesem Bereich sogar etwas kleiner.

Experiment	Reaktion	KN-Potential $U_{KN}(\rho_0)$
FOPI (GSI)	$\pi^- + A$ @ 1,15 GeV/c	$(20 \pm 5)$ MeV ( $K^0$ )
ANKE (COSY)	$p + A$ @ 1,0 – 2,3 GeV/c	$(20 \pm 3)$ MeV ( $K^+$ )
HADES (GSI)	$Ar + KCl$ @ 1,756 A GeV/c	$39_{-2}^{+8}$ MeV ( $K^0$ )

**Tabelle 1.1.:** Ergebnisse für die Bestimmung des Kaon-Nukleon-Potentials aus verschiedenen Experimenten [2, 3, 4]. Die Werte stimmen innerhalb der Unsicherheiten *nicht* überein.

**Pionen-Strahl-Experiment am HADES** Es gibt also durchaus Bedarf, dieses Kaon-Nukleon-Potential genauer zu untersuchen. Aus diesem Grund ist am HADES-Detektor ein weiteres Experiment mit  $\pi^- + A$  - Reaktionen bei einer kinetischen Energie im Bereich von 1,15 GeV – 1,6 GeV geplant. Die Entscheidung für Pionen als Projektil geht zum



einen auf deren geringe Masse im Vergleich zu  $p + A$  - Reaktionen zurück, denn leichtere Teilchen bieten die gewünschten kinematischen Eigenschaften für die Beobachtung von Medium-Effekten [5]. Zum anderen sind die Produktionsmechanismen für  $\pi^- + N$  - Reaktionen besser verstanden. Bei dem geplanten Experiment ist außerdem vorgesehen, drei verschiedene Targets zu verwenden. Dabei sollen neben Graphit ( ${}^6\text{C}$ , Kohlenstoff) als leichtem Kern und Kupfer ( ${}^{29}\text{Cu}$ ) als mittelschwerem Kern auch Wolfram ( ${}^{74}\text{W}$ ) als schwerem Kern beschossen werden. Statt die drei Targets einzeln zu bestrahlen, wird die Möglichkeit in Betracht gezogen, die drei Targets zur gleichen Zeit zu illuminieren. Der Vorteil wäre hierbei, dass für jedes Material drei mal so viele Daten gesammelt werden könnten und zusätzlich für die drei Targets die selben Umgebungsumstände im Detektor herrschen würden.

Als Effekt des KN-Potentials erwartet man bei diesem Versuch eine Unterdrückung der Impulsverteilungen bei kleinen Kaon-Impulsen ( $\lesssim 100 \text{ MeV}/c$ ) und eine Verschiebung des Maximums hin zu höheren Impulsen für die Spektren der schwereren Targets (Cu und W) im Vergleich zu den Kohlenstoff-Spektren. Dies soll durch Betrachten der Impulsverteilungen in verschiedenen Winkelbereichen ( $\theta$ ) und der Transversalimpuls-Spektren in unterschiedlichen Rapiditätsbereichen ( $y$ ) erreicht werden. Die Transversalkomponente des Impulses ist dabei vor allem interessant, weil sie nicht vom Boost des Teilchenstrahls beeinflusst und damit sensitiver auf Veränderungen durch beispielsweise das KN-Potential ist. Eine derart doppelt-differenzielle Untersuchung ermöglicht eine stabilere Aussage über Potential-Effekte, da so die gesamte Kinematik der Reaktion betrachtet wird.

**Ziel dieser Arbeit** In dieser Arbeit sollen Impuls- und Transversalimpuls Spektren von Kaonen, die auf Daten aus dem Transportmodell Giessen-Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (GiBUU) basieren, verglichen und auf solche Potential-Effekte untersucht werden. Dabei sollen zudem die experimentellen Bedingungen des HADES-Detektors anhand einer Full-Scale-Analyse simuliert und damit die Sensitivität des Experiments auf Potential-Effekte bestimmt werden. Außerdem wird die zeitgleiche Verwendung von drei Targets (W, Cu, C) im HADES-Detektor und die Effizienz dieser Methode - erneut mit einer Full-Scale-Analyse - genauer betrachtet.

## 2. Aufbau des Experiments

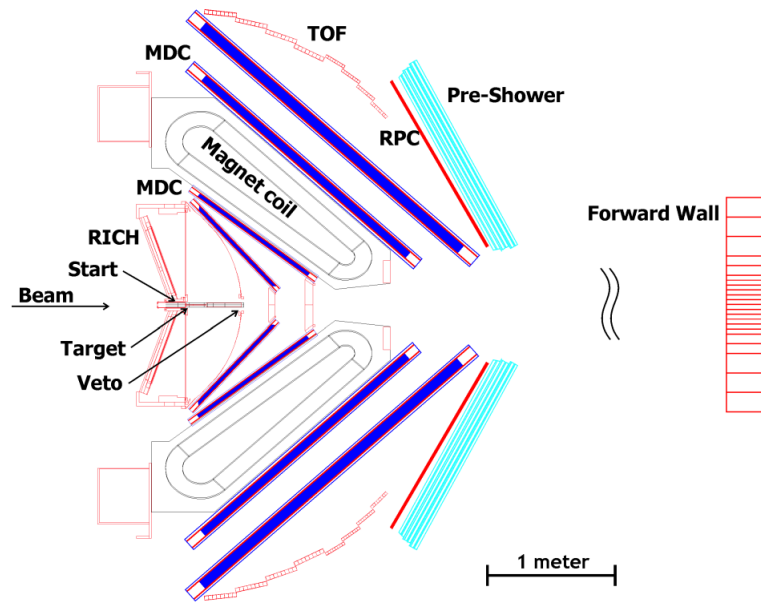
In dieser Bachelorarbeit werden  $\pi^- + A$  - Kollisionen für den HADES-Detektor simuliert und mit einer Full-Scale-Analyse ausgewertet. Im Folgenden wird dazu zunächst auf den Aufbau des gesamten Detektorsystems eingegangen und dann das dieser Arbeit zugrunde liegende Pionen-Strahl-Experiment genauer erklärt.

### 2.1. Das HADES-Detektorsystem

Das High-Acceptance DiElectron Spectrometer (HADES) steht am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Hauptsächlich wurde der HADES-Detektor für die Untersuchung von Effekten im Medium entwickelt, die durch die Beobachtung der leichten Vektorbosonen  $\rho$ ,  $\omega$ , und  $\phi$  studiert werden können [7]. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf den dielektrischen Zerfällen der Vektorbosonen in  $e^-e^+$  - Paare, weil diese nicht sensitiv auf die starke Wechselwirkung sind und damit die Abläufe und Eigenschaften der anfänglichen Wechselwirkung widerspiegeln. Zugleich ist der Detektor hervorragend für die Analyse von Hadronen geeignet, wobei diese über Energieverlust und Flugzeit identifiziert werden können. HADES ist dabei für die Detektion von Teilchen aus pion- und protoninduzierten Reaktionen sowie aus Kollisionen von Schwerionen ausgelegt. Der Ionenstrahl für diese Zusammenstöße kommt aus dem Schwerionensynchrotron SIS18, wird dort auf Energien im Bereich von 1 – 2 A GeV beschleunigt [7] und trifft dann auf ein fixiertes Target. HADES ist dabei in der Lage, ein Impulsintervall von 0,1 GeV/c bis 1 GeV/c aufzulösen.

**Komponenten des Detektorsystems** Die verschiedenen Teile des Detektorsystems sind in Abbildung 2.1 gezeigt, in der das HADES Setup im Querschnitt dargestellt wird. Die Detektoren sind in sechs identischen Sektoren ringförmig um die Strahlachse angeordnet. Es handelt sich um folgende Komponenten [7]:

- **Magnetfeldspulen** Um mit HADES die Spuren und Impulse der entstandenen Teilchen nachweisen zu können, sind sechs supraleitende Magnetfeldspulen eingebaut, die ein torusförmiges Magnetfeld erzeugen. Im Magnetfeld werden geladene Teilchen je nach ihrer Masse unterschiedlich stark abgelenkt und können dadurch identifiziert werden. Die Magnetfeldspulen gehören somit zum Tracking-System des HADES-Detektors, das für die Rekonstruktion der Spuren verantwortlich ist.
- **Multiwire-Drift-Chambers (MDC)** Auch die Drift-Kammern gehören zum Tracking-System des Detektors. In ihnen werden bis zu vier Treffer-Punkte pro



**Abbildung 2.1.:** Schematischer Aufbau des HADES-Detektors. Eingezeichnet sind neben der Strahlachse (Beam) und dem Target auch die Magnetspulen (Magnet coil) und die verschiedenen Komponenten des Systems: Die Multiwire-Drift-Chambers (MDC), der Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH) und die beiden Time-of-Flight-Detektoren TOF (außen) und RPC (innen) sowie der Pre-Shower-Detektor. Der Start-Veto-Detektor dient zum Triggern des Systems und zur Zeitmessung. Die Grafik wurde [8] entnommen.

Teilchen aufgenommen; anhand dieser Punkte kann sowohl der Ablenkungswinkel, als auch die Bahn der im Magnetfeld abgelenkten Teilchen rekonstruiert werden. Das Intervall für die polare Winkelauflösung beträgt dabei  $18^\circ$  bis  $85^\circ$ ; azimuthal können 85% abgedeckt werden. Außerdem ermöglicht der für ein Teilchen spezifische Energieverlust im Helium-Gas der MDC eine Trennung verschiedener Teilchen-Arten.

- **Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH)** In dem mit Perfluorobutan-Gas ( $C_4F_{10}$ ) gefülltem Cherenkov-Detektor können relativistische  $e^\pm$  mit Impulsen im Bereich von  $0,1 - 1,5 \text{ GeV}/c$  nachgewiesen werden. Da im Energiebereich des SIS18 nur Elektronen auf ausreichend hohe Geschwindigkeiten beschleunigt werden können, ist der RICH blind für Hadronen [8]. Aus diesem Grund spielt der RICH in dieser Arbeit nur eine untergeordnete Rolle (er trägt beispielsweise zum Multiple-Scattering bei).
- **Multiplicity and Electron Trigger Array (META)** Der META-Detektor wird einerseits für die Erkennung von Elektronen und Positronen verwendet: Die Leptonen passieren die Bleischichten des Pre-Shower-Detektors und lösen einen elektromagnetischen Schauer aus, der dann aufgenommen wird. Andererseits wird mit den beiden Time-of-Flight-Detektoren TOF (außen) und RPC (Resistive-Plate-

Chambers, innen) die Flugzeit aller erkannten Teilchen gemessen. Zudem liefern TOF und RPC zusätzliche Treffer-Punkte für das Tracking-System. Im TOF-Detektor wird außerdem - wie in den MDC - der Energieverlust der Teilchen beim Durchfliegen gemessen, dies kann für die Teilchen-Identifikation genutzt werden. Beide Komponenten sind Silizium-Detektoren, wobei der äußere TOF-Detektor 64 Streifen pro Sektor beinhaltet und die innere RPC aus 1122 Einzelzellen besteht. Die Zeitauflösung der RPC liegt unter 100 ps [8].

- **Start-Veto-Detektor** Mit dem Start-Veto-Detektor wird die Referenzzeit für ein Event aufgenommen, zudem generiert er die Signale für die Trigger. Der Detektor besteht aus zwei polykristallinen Diamantplatten, die jeweils 75 cm vor und nach dem Target positioniert sind. Außerdem ist der Start-Veto-Detektor ausschlaggebend für die Time-of-Flight-Messung. Seine Anstiegszeit liegt unter 500 ps und er erreicht eine Zeitauflösung von 110 ps für einen  $^{12}\text{C}$  - Strahl (und eine etwas schlechtere Auflösung für leichtere Strahl-Teilchen aufgrund der  $Z^2$ -Abhängigkeit) [7].
- **Forward-Wall** Der Forward-Wall-Detektor ist ein Hodoskop und dient zur Messung von Fragmenten des Teilchenstrahls. Er deckt dabei einen polaren Winkelbereich bis  $7^\circ$  ab [8]. In dieser Arbeit wird der Forward-Wall jedoch nicht verwendet.

**Trigger-System** Die Selektion von Events geschieht durch ein 2-Phasen-Trigger-System: Zum einen werden geladene Teilchen (LVL1-Trigger) und zum anderen mögliche Elektronen-Kandidaten (LVL2-Trigger) in einem vordefinierten Multiplizitäts-Intervall selektiert. Für die vorliegende Analyse wird lediglich der LVL1-Trigger verwendet, wobei ab drei Treffern im META-System getriggert wird.

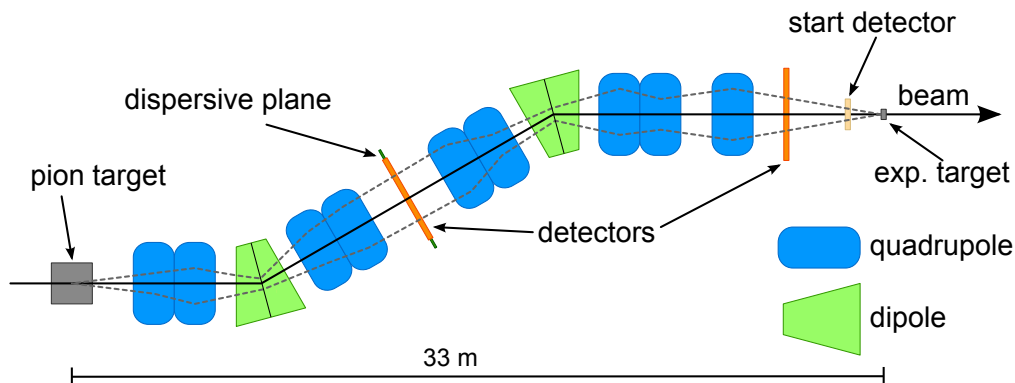
## 2.2. Pioninduzierte Reaktionen

Um Experimente mit Pionen-Strahlen am HADES-Detektor durchführen zu können, müssen zusätzliche Detektor-Komponenten in den Strahlengang eingebaut werden; diese werden im Folgenden genauer erklärt.

Durch beschießen eines 10 cm dicken Beryllium-Targets mit  $^{12}\text{C}$  oder  $^{14}\text{N}$  entstehen unterschiedliche Teilchen, darunter auch Pionen ( $\pi^\pm$ ). Mithilfe einer speziellen Magnetfeld-Konfiguration werden negativ geladenen Pionen ( $\pi^-$ ) selektiert. Der Vorteil im Vergleich zu positiven Pionen liegt darin, dass bei der  $\pi^-$  - Selektion die Kontamination von Protonen ausgeschlossen werden kann. Der entstehende sekundäre Pionen-Strahl ( $\pi^-$ ) hat eine durchschnittliche Intensität von  $1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  und eine durchschnittliche Breite von 50 mm [9, 10, 11].

**Der Pion-Tracker** Da die Impulsauflösung des sekundären Pionen-Strahls von momentan  $\Delta p/p \approx 5\% - 10\%$  nicht für bestimmte Missing-mass-Analysen, wie beispielsweise die einer  $\pi N \rightarrow ne^+e^-$  - Reaktion, geeignet ist [9], ist der Einbau eines neuen Silizium-Detektors geplant. Dieser sogenannte Pion-Tracker ist derzeit noch in der Entwicklung.

Der erste Prototyp (CERBEROS) hat eine Fläche von  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  und eine Dicke von  $0,3\text{ mm}$ . Er ist beidseitig segmentiert in 128 Streifen und hat eine Effizienz von über  $90\%$ , was die Erkennungsrate von durchfliegenden Elektronen betrifft. Durch eine Positionsmessung  $(x, y)$  an zwei verschiedenen Stellen im Strahlengang (siehe Abbildung 2.2) lässt sich anhand der bekannten Optik der Magnetfelder sowohl der Impuls, als auch die Richtung der durchfliegenden Pionen bestimmen. Zudem spielt der Pion-Tracker in Abschnitt 3.4.3 eine wichtige Rolle, da man anhand der Ortsdaten und dem Wissen über die Magnetfeldkonfiguration berechnen kann, an welcher  $(x, y)$  - Position ein einzelnes Pion aus dem Strahl auf das Target auftrifft. Die Ortsauflösung für die Position im Target beträgt dabei  $0,7\text{ mm}$  [12].

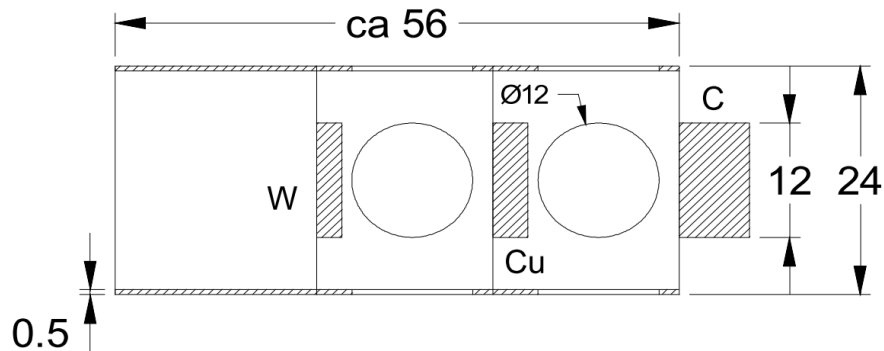


**Abbildung 2.2.:** Verlauf des Pionen-Strahls und Position des Pion-Tracker. Die Abbildung zeigt neben dem Verlauf des Pionen-Strahls auch das Pion-Produktionstarget (pion target) und das Target im HADES-Detektor (exp. target). Dazwischen befinden sich Quadrupol-Magnete (blau) und Dipole (grün) zur Ablenkung des Strahls sowie die beiden Pion-Tracker-Detektoren (detectors). Am Ende der Strahlachse befindet sich der Start-Detektor, welcher den HADES-Detektor triggert.

Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf des Pionen-Strahls sowie die geplanten Positionen des neuen Pion-Trackers (detectors). Zwischen dem Pion-Produktionstarget und dem experimentellen Target befinden sich sowohl Dipole, als auch Quadrupol-Magneten zur Einstellung und Fokussierung des Strahls. Zudem ist der erste Trigger des HADES eingezeichnet, der Start-Detektor.

**Der Start-Detektor** Der Start-Detektor ist, wie erwähnt, der erste Trigger des HADES, er ist aber auch für die Time-of-Flight-Messung ausschlaggebend. Für den Pionen-Strahl kommen zusätzliche Anforderungen an den Start-Detektor hinzu, wie eine verbesserte Zeitauflösung (kleiner als  $100\text{ ps}$ ), eine erhöhte Messrate sowie eine Erkennungsrate für MIP (Minimum-Ionizing-Particles) wie Pionen von nahezu  $100\%$ . Für Protonen-Strahlen haben monokristalline Diamant-Detektoren diese Anforderungen bereits erfüllen können, in Simulationen konnten die Bedingungen auch für einen Pionen-Strahl erfüllt werden; weitere Test-Experimente stehen noch aus [9].

**Die Verwendung von mehreren Targets** Es wird die Möglichkeit in Betracht gezogen, drei verschiedene Targets gleichzeitig mit dem Pionen-Strahl zu beschießen. Diese werden wie in Abbildung 2.3 angeordnet und sind durch schraffierte Rechtecke dargestellt. Dabei kommt der Pionen-Strahl von der linken Seite und trifft zuerst auf Wolfram. Die drei entsprechenden Materialien sind Graphit (C, Kohlenstoff), Kupfer (Cu) und Wolfram (W).



**Abbildung 2.3.:** Anordnung der drei Targets für das Pionen-Strahl-Experiment. Die schraffierten Rechtecke stellen die Targets dar und sind entsprechend beschriftet. Die Pionen kommen im Experiment von links und treffen zuerst auf das Wolfram-Target (W). Dahinter liegt das Kupfer- (Cu) und das Kohlenstoff-Target (C). Die Werte sind in mm angegeben. Die Grafik wurde von Wolfgang König erstellt.

Der Durchmesser der drei Targets beträgt 12 mm, die Dicke entspricht jeweils einer Reaktionsrate von 2,5 %. Tabelle 2.1 zeigt die daraus resultierenden Werte und zusätzlich die zwischen den Targets liegenden Abstände. Diese Abstände werden zur besseren Trennbarkeit der Events möglichst groß gewählt, jedoch werden sie dabei durch die „umliegenden“ Detektor-Komponenten sowie die Akzeptanz des Detektors, die außerhalb eines gewissen Bereichs stark abfällt, begrenzt.

	<b>W</b>	<b>Spalt</b>	<b>Cu</b>	<b>Spalt</b>	<b>C</b>
Dicke [mm]	2,4	16,2	3,4	16,2	6,8
Reaktionsrate	2,5 %		2,5 %		2,5 %

**Tabelle 2.1.:** Dicke und Abstände der drei Targets für das Pionen-Strahl-Experiment.

# 3. Simulation und Analyse

## 3.1. GiBUU und das Kaon-Nukleon-Potential

**Die BUU-Gleichung** Die Simulationen in dieser Arbeit wurden mit dem Transportmodell Giessen-Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (GiBUU) erstellt [13]. In diesem Modell wird die sogenannte Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Gleichung (BUU-Gleichung) verwendet, welche die Entwicklung von Vielteilchen-Systemen in der Zeit beschreibt. Mit  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_i, t)$  der Wellenfunktion eines Teilchens im Phasenraum gilt dann [14]:

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial H_{\text{mf}}}{\partial \mathbf{p}_1} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial (H_{\text{mf}} + U_{\text{Coul}})}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_1} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t) \\ &= \int \frac{4d\mathbf{p}_2}{(2\pi\hbar)^3} \int d\Omega v_{12} \frac{d\sigma_{\text{NN}}(\sqrt{s})}{d\Omega} \\ & [f_3 f_4 (1 - f_1)(1 - f_2) - f_1 f_2 (1 - f_3)(1 - f_4)] + \text{Kopplungs-Terme} \end{aligned} \quad (3.1)$$

mit

$$f_i = f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_i, t) \text{ mit } i = (1, 2, 3, 4) .$$

Diese Gleichung enthält zum einen den Hamilton-Operator  $H_{\text{mf}}$ , der die Mean-field-Wechselwirkung beschreibt, also die Wechselwirkung mit dem nuklearen Medium. Zum anderen geht mit  $U_{\text{Coul}}$  auch die Coulomb-Wechselwirkung ein. Die Ableitungen nach der Zeit  $t$  spiegeln die Beschreibung von Nicht-Gleichgewichtszuständen wider. Die Simulation erfolgt dann über die zeitliche Entwicklung aller beteiligten Teilchen. So wird beispielsweise die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß zweier Teilchen (Term mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{NN}}$ ) und das Pauli-Prinzip (Terme  $(1 - f_1)$  usw.) für Fermionen berücksichtigt. Außerdem enthält die BUU-Formel noch weitere Kopplungs-Terme, auf die hier nicht näher eingegangen wird.

**Test-Teilchen-Methode** Die numerische Umsetzung der Simulation basierend auf der BUU-Gleichung (3.1) erfolgt über die Test-Teilchen-Methode. Dabei werden kontinuierliche Elemente aus der Gleichung durch diskrete Delta-Funktionen ersetzt. Diese Delta-Funktionen repräsentieren dann ein Ensemble aus verschiedenen Test-Teilchen, die untereinander wechselwirken können und anhand derer die Propagation der Teilchen in der Zeit erfolgt [13]. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Parallelisierung der Berechnungen, wenn einzelne Test-Teilchen betrachtet werden können.

**Simulationsmodi in GiBUU** Im „Real-mode“ von GiBUU werden alle Test-Teilchen für die Simulation berücksichtigt, es können also alle Test-Teilchen untereinander wechselwirken. Da dies trotz der numerischen Parallelisierung sehr rechenintensiv ist, kann es von Vorteil sein, gewisse Wechselwirkungen zu vernachlässigen. In diesem Fall kann man den sogenannten „Perturbative-mode“ von GiBUU verwenden. Im Perturbative-mode werden nicht aktive Test-Teilchen vernachlässigt. Nicht aktiv meint dabei beispielsweise die Test-Teilchen, die bei einer niederenergetischen  $\pi + A$  - Kollision den Teil des Kerns darstellen, der nicht mit dem Pion wechselwirkt. Dieser Teil des Kerns verbleibt nahezu im Grundzustand und kann dadurch für die Reaktion als Hintergrund betrachtet werden [13]. Daraus folgt, dass für die Simulation nur die aktiven Test-Teilchen, die direkt an der Reaktion teilnehmen, berücksichtigt werden müssen. Aufgrund dieser Vereinfachung der Berechnungen können diese „perturbativen“ Simulationen in gleicher Zeit viel mehr statistisch unabhängige Daten erzeugen als Simulationen im Real-mode. Für die Untersuchung von Potential-Effekten ist allerdings eine hohe Genauigkeit der Berechnungen erforderlich, so dass für die Analysen des KN-Potentials in dieser Arbeit nur realistischere Real-mode-Simulationen verwendet wurden.

**Zusammenfassung** Für Simulationen ohne Kaon-Nukleon-Potential eignen sich unter Umständen perturbative Simulationen besser, da man in gleicher Zeit eine viel höhere Anzahl an Reaktionen erzeugen kann und die Vereinfachungen der Berechnungen nicht entscheidend die Physik verändern. Das ist vor allem für eine Full-Scale-Analyse von Bedeutung, da durch die Analyse (beispielsweise durch Cuts), das Tracking und die Akzeptanz des gesamten Detektorsystems der Großteil des Signals verloren geht. So können in der Analyse dieser Arbeit lediglich 6,2% der  $K_S^0$  korrekt rekonstruiert werden. Die Erzeugung von ausreichend statisch unabhängigen Daten für eine Full-Scale-Analyse ist im Real-mode von GiBUU zu aufwendig. Für Simulationen mit KN-Potential muss man jedoch auf Real-mode-Daten zurückgreifen - aus diesem Grund sind komplette Detektorsimulationen für Daten mit simuliertem Potential nicht möglich. Man kann jedoch Ergebnisse aus der direkten Analyse der GiBUU-Daten auf Daten der perturbativen Full-Scale-Simulation übertragen, dies wird in Abschnitt 3.4.8 genauer erläutert.

## 3.2. Die Theorie zum Kaon-Nukleon-Potential

Für das Kaon-Nukleon-Potential, das die Wechselwirkung zwischen Kaonen und nuklearer Materie beschreibt und das mit GiBUU simuliert werden kann, wird im Folgenden ein kurzer Ausschnitt der Herleitung beschrieben. Grundsätzlich kann man dieses Kaon-Nukleon-Potential auf zwei verschiedenen Wegen herleiten. Einer der Wege basiert auf sogenannten Relativistic-mean-fields (RMF), die die Wechselwirkung in Kernmaterie beschreiben, der andere basiert auf der Chiral-perturbation-theory (ChPT) und wird hier erläutert<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Für eine Ausführliche Herleitung siehe [13]



Anfangs geht man von der Lagrange-Dichte  $\mathcal{L}$  aus der ChPT aus, die die Wechselwirkung von Kaonen im Medium beinhaltet. Daraus ergibt sich dann die Klein-Gordon-Gleichung für Kaonen im Medium als Bewegungsgleichung für die Kaonen. Mit einem Ansatz für die Wellenfunktion des Kaons  $\phi_K \propto \exp(-ikx)$  kommt man auf die Dispersionsrelation für Kaonen  $K^\pm$  im Medium [15, 14]:

$$\omega^\pm(\mathbf{k}) = \pm \sqrt{(\mathbf{k} \mp \mathbf{V})^2 + m_K^* \pm V_0} \quad (3.2)$$

mit

- $\omega^\pm$  : der Energie des Kaon ( $K^\pm$ ) im Medium
- $\mathbf{k}$  : dem Wellenvektor des Kaon
- $V^\mu = (V_0, \mathbf{V})$  : dem Kaon-Vektorfeld
- $m_K^*$  : der effektiven (Dirac) Masse des Kaon.

Diese Dispersionsrelation gibt die Abhängigkeit der Ein-Teilchen-Energie  $\omega^{-(+)}$  des negativ (positiv) geladenen Kaons im Medium von der effektiven Masse an. Diese effektive Masse ist gegeben durch [16]

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s - \frac{C}{f_\pi^2} \rho_{s3} + V_\mu V^\mu} \quad (3.3)$$

mit

- $m_K = 494 \text{ MeV}$  : der Masse des freien Kaons im Vakuum
- $\Sigma_{KN}$  : dem sogenannten Kaon-Nukleon- $\Sigma$ -Term
- $f_\pi = 93 \text{ MeV}$  : der Pion-Zerfallskonstante im Vakuum
- $\rho_s$  : der skalaren Baryonendichte
- $\rho_{s3}$  : der skalaren Isospin-Baryonendichte
- $C = 33,5 \text{ MeV}$  : einer Konstante.

Anhand der effektiven Masse  $m_K^*$  und der Dispersionsrelation (3.2) definiert man das Kaon-Nukleon-Potential für  $K^\pm$  wie folgt [15]:

$$U_\pm(\mathbf{k}) = \omega_K^\pm(\mathbf{k}) - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2} \quad (3.4)$$

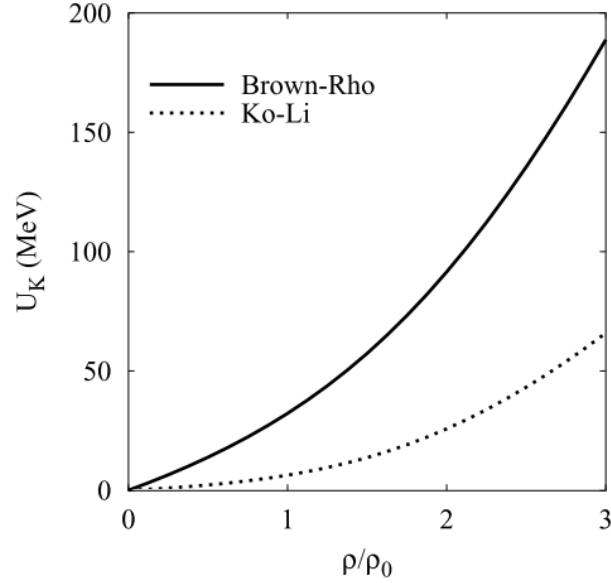
Da man für  $K^0$  die gleiche Herleitung durchführen kann wie für  $K^+$ , erhält man für sie einen ähnlichen Term für die effektive Masse  $m_K^*$ , bei dem sich nur das Vorzeichen des Isospin-Terms ändert:

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + \frac{C}{f_\pi^2} \rho_{s3} + V_\mu V^\mu} \quad (3.5)$$

Da sich die Energie der Kaonen im Medium  $\omega^{0,+}(\mathbf{k})$  für  $K^0$  und  $K^+$  nur um ungefähr 5 % unterscheidet [16], kann man den Isospin-Term vernachlässigen und erhält für  $K^0$  das Potential (3.4). Es gilt also:

$$U_+ = U_{K^+} = U_{K^0} \quad (3.6)$$

Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf des Kaon-Nukleon-Potentials  $U_+$  im statischen Fall  $\mathbf{k} = 0$  in Abhängigkeit von der nuklearen Dichte  $\rho$ . Zu sehen sind zwei Kurven mit der Bezeichnung Brown-Rho und Ko-Li, die unterschiedliche Parameter für das Kaon-Nukleon-Potential verwenden. Variiert wird zum einen die Pion-Zerfallskonstante, die bei Ko-Li der Zerfallskonstante im Vakuum  $f_\pi$  und bei Brown-Rho der im Medium  $f_\pi^* = \sqrt{0,6} f_\pi$  entspricht. Zum anderen wird der Kaon-Nukleon- $\Sigma$ -Term, der für die Eigenenergie des Kaons steht, verändert: Bei Ko-Li entspricht  $\Sigma_{\text{KN}} = 350 \text{ MeV}$ , bei Brown-Rho ist  $\Sigma_{\text{KN}} = 450 \text{ MeV}$ .



**Abbildung 3.1.:** Verlauf des Kaon-Nukleon-Potentials für  $K^+$  und  $K^0$  im statischen Fall ( $\mathbf{k} = 0$ ). Aufgetragen ist das Kaon-Nukleon-Potential für  $K^+$  und  $K^0$  mit Variation der Parameter  $\Sigma_{\text{KN}}$  und  $f_\pi$  (zwei verschiedene Kurven: Brown-Rho und Ko-Li) gegen die Dichte des Mediums. Das Potential verläuft im positiven Bereich und ist aus diesem Grund repulsiv. Außerdem steigt es für größere Dichten nichtlinear an. Die Grafik wurde [15] entnommen.

Der Verlauf des Kaon-Nukleon-Potentials in Abbildung 3.1 lässt auf ein repulsives Potential für  $K^+$  und  $K^0$  schließen, da das Potential stets positiv ist. Zudem steigt das Potential für größere Dichten  $\rho$  nichtlinear an, so dass ein noch stärkeres Potential für sehr dicht gepackte Materie zu erwarten ist. Zudem kann man die Werte des Potentials bei normaler Baryonen-Dichte  $\rho_0$  für den statischen Fall  $\mathbf{k} = 0$  abschätzen:

$$\begin{aligned} U(\rho_0, \mathbf{k} = 0) &= 32 \text{ MeV} && \text{(Brown-Rho)} \\ U(\rho_0, \mathbf{k} = 0) &= 6 \text{ MeV} && \text{(Ko-Li)}. \end{aligned}$$

Für die Annahme einer Pion-Zerfallskonstante im Medium und einer stärkeren Kaonen-Eigenenergie  $\Sigma_{\text{KN}}$  (Brown-Rho) ist das Potential deutlich stärker als für die einer Pion-Zerfallskonstante im Vakuum und einem schwächeren  $\Sigma$ -Term (Ko-Li).

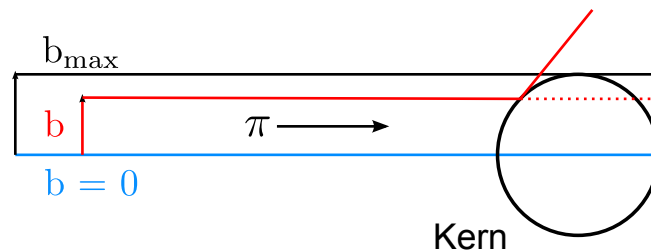
### 3.3. Die direkte Analyse der GiBUU-Daten

Die direkte Analyse der GiBUU-Daten meint die Auswertung kinematischer Spektren ohne weitere Simulationen wie einer Detektorsimulation mittels GEANT 3 (siehe Abschnitt 3.4.1) und anschließendem Tracking-Algorithmus. Es werden dabei Daten mit und ohne simuliertem Kaon-Nukleon-Potential verglichen; die Stärke des KN-Potential in den GiBUU-Berechnungen beträgt  $35 \text{ MeV} (\rho = \rho_0, \mathbf{k} = 0)$  [17].

#### 3.3.1. Normierung der Daten

Aufgrund der Simulationsmethoden des Transportmodells GiBUU müssen die Daten anfangs normiert werden. Das geschieht, je nach Art der Simulation (Real-mode oder Perturbative-mode), auf unterschiedliche Weisen. In beiden Fällen wird dabei auf den absoluten Wirkungsquerschnitt normiert, so dass die beiden Simulationen verglichen werden können.

**Daten aus Real-mode-Simulationen** Entscheidend für die Normierung der Real-mode-Daten ist der Impact-Parameter  $b$ . Er gibt den Grad der „Durchdringung“ bei einer Kollision mit einem Kern an, ähnlich dem mechanischen Stoßparameter. Abbildung 3.2 macht dies anschaulich: Je tiefer das Teilchen ( $\pi$  in der Zeichnung) den Kern durchdringt, desto kleiner ist  $b$ . Für einen zentralen Stoß (blaue Linie) wäre  $b = 0$  minimal, für einen Stoß am äußeren Rand (schwarze Linie) wäre  $b = b_{\max}$  maximal.



**Abbildung 3.2.:** Veranschaulichung des Impact-Parameters. Zu sehen ist der Kern und ein Pion ( $\pi$ ), das mit dem Kern kollidiert. Der Impact-Parameter  $b$ , der die Durchdringung bei einem Stoß angibt, wurde für verschiedene Fälle eingezeichnet: Zentraler Stoß (blau), Stoß am äußeren Rand (schwarz) und dazwischen ein Stoß mit unbestimmtem  $b$  in rot.

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Daten wurden für den Impact-Parameter 51 mögliche Werte simuliert, die sich im Intervall  $b_{\min} < b < b_{\max}$  befanden. Dabei sind  $b_{\min}$  und  $b_{\max}$  abhängig vom Kernradius und damit vom betrachteten Targetmaterial. Für Kupfer ergibt sich

$$b_{\min} = 0,01 \text{ fm}$$

$$b_{\max} = 5,11 \text{ fm}.$$

Die nach Impact-Parameter getrennten GiBUU-Ausgabedaten lassen sich dann mittels

$$\sigma = 2\pi b db \cdot c \quad (3.7)$$

auf den geometrischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  normieren. Mit Hilfe der Anzahl an Bins,  $N_{\text{bins}} = 51 - 1$ , lässt sich die Breite  $db$  der Bins des Impact-Parameters durch

$$db = \frac{b_{\text{max}} - b_{\text{min}}}{N_{\text{bins}}} \quad (3.8)$$

berechnen. Für Kupfer entspricht  $db = 0,102$  fm. Die Konstante  $c$  enthält neben GiBUU-internen Normierungsfaktoren  $N_{\text{GiBUU}}$  für die Anzahl der internen Simulationsläufe auch die Anzahl der voneinander unabhängig durchgeführten GiBUU-Simulationen  $N$ :

$$c = \frac{1}{N_{\text{GiBUU}} \cdot N} \quad (3.9)$$

**Daten aus perturbativen Simulationen** Für Daten aus den perturbativen Simulationen verläuft die Normierung lediglich mit einem Gewichtungsfaktor  $w$  und der Anzahl der voneinander unabhängig durchgeführten GiBUU-Simulationen  $N$ :

$$\sigma = w \cdot \frac{1}{N} \quad (3.10)$$

Im Prinzip beruht die Normalisierung jedoch auf dem gleichen Prinzip wie für den Real-mode: Der Gewichtungsfaktor  $w$  beinhaltet den Anteil am absoluten Wirkungsquerschnitt, dieser wird intern in GiBUU berechnet.

**Anmerkung zur Full-Scale-Analyse** Für die Full-Scale-Analyse werden die Ausgabedaten von GiBUU in ein spezielles Format umgewandelt, das die anschließende Detektorsimulation GEANT 3 lesen kann (siehe Abschnitt 3.4.1). Dabei ist es möglich, die Anzahl der Untergrund-Events zu verringern, um Rechenleistung und damit Zeit bei den weiteren Simulationen und Analysen sparen zu können. Aus diesem Grund werden Untergrund-Events, die keine Kaonen ( $K^\pm$ ,  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ ) enthalten, um einen Faktor 10 reduziert. Dies geschieht, indem nur jedes zehnte Untergrund-Ereignis angenommen und alle anderen verworfen werden. In allen späteren Analysen wird der Untergrund mit 10 multipliziert, um die korrekten Verteilungen zu erhalten.

### 3.3.2. Untersuchung kinematischer Spektren

Wie in Kapitel 1 angedeutet, erwartet man als Effekt des Kaon-Nukleon-Potentials eine Unterdrückung der Impulsverteilungen bei kleinen Kaon-Impulsen ( $p \lesssim 100$  MeV/ $c$ ) und eine Verschiebung des Maximums hin zu größeren Impulsen für die Spektren der schwereren Targets (Cu und W) im Vergleich zu den Kohlenstoff-Spektren (C). Um eine stabilere Aussage über solche Potential-Effekte treffen zu können, werden in dieser Arbeit kinematische Spektren doppelt-differenziell untersucht: Zum einen werden Verteilungen

in verschiedenen Impuls- und Winkelbereichen betrachtet ( $p - \theta$ ), zum anderen werden Spektren in unterschiedlichen Transversalimpuls- und Rapiditätsbereichen ( $p_T - y$ ) untersucht. Die Analyse der Transversalimpulse ist dabei von besonderem Interesse, da sie nicht vom Boost des Teilchenstrahls beeinflusst werden und damit Potential-Effekte deutlicher erkennbar sein sollten. Die Rapidität  $y$  gibt dabei, ähnlich dem polaren Winkel  $\theta$ , die Richtung eines Teilchens im Bezug zur Strahlrichtung ( $z$ -Achse) an:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} , \quad (3.11)$$

mit

$E$  :            der Energie des Teilchens  
 $p_L = p_z$  :    dem Longitudinalimpuls des Teilchens.

**Verhältnisse von Verteilungen** Des Weiteren kann man die Verhältnisse bestimmter Impulsspektren vergleichen. In dieser Arbeit wird dabei vor allem auf das Verhältnis der Impulsverteilungen aus verschiedenen Winkelbereichen eingegangen: Man teilt die Impulsverteilung aus einem Winkelbereich durch die Verteilung aus einem anderen Bereich. Der Verlauf dieses Verhältnisses lässt sich dann für Daten mit und ohne Potential vergleichen. Falls sich die Verläufe außerhalb der statistischen Unsicherheiten unterscheiden, kann man später gemessene experimentelle Daten einem der beiden Verläufe zuordnen und somit Aussagen über Potential-Effekte treffen. Zudem bietet diese Analyse den Vorteil, dass beim Dividieren der Impulsverteilungen die systematischen Fehler der experimentellen Daten „heraus-gemittelt“ werden können. Interessant sind dabei vor allem Vergleiche zwischen Spektren, in denen die Potential-Effekte unterschiedlich stark erkennbar sind, da dort Unterschiede besser verdeutlicht werden können. Analog dazu lassen sich auch die Verhältnisse von Transversalimpuls-Verteilungen in verschiedenen Rapiditätsbereichen untersuchen.

## 3.4. Die Full-Scale-Analyse

Unter einer Full-Scale-Analyse versteht man die Simulation und Analyse von physikalischen Vorgängen unter Berücksichtigung der experimentellen Besonderheiten wie die Auflösung und Akzeptanz der Detektoren. Des Weiteren werden auch der Tracking-Algorithmus und die weiteren Analyseschritte angewandt, wie es auch für experimentelle Daten der Fall ist. Im Unterschied zu der direkten Analyse der simulierten GiBUU-Reaktionen kommt hier also ein Signalverlust und damit eine Reduzierung der Daten hinzu: Für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse konnten 6,2% der  $K_S^0$  korrekt rekonstruiert werden. Aus diesem Grund macht eine solche Full-Scale-Analyse nur für perturbative Simulationen Sinn, da nur so in einem zeitlich angemessenem Rahmen genug statistisch unabhängige Daten erzeugt werden können. Aufgrund der Akzeptanz des Detektors können zudem bestimmte Wertebereiche für Observablen abgeschnitten werden und somit eine Erkennung von gewünschten Effekten unmöglich machen. Eine

solche Komplet-Analyse kann abschätzen, in wie fern experimentell gewonnene Daten zu Aussagen über Potential-Effekte nutzbar sind.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte der Full-Scale-Analyse für den HADES-Detektor detailliert beschrieben. Dabei wird ein besonderer Schwerpunkt auf die Simulation von drei Targets zur gleichen Zeit gelegt (für die experimentelle Beschreibung hierzu siehe Abschnitt 2.2).

#### 3.4.1. Detektorsimulation mit GEANT 3

Der gesamte HADES-Detektor ist bereits mit dem Simulationsprogramm GEANT 3<sup>2</sup> abgebildet worden, so dass man die simulierten Daten aus GiBUU dem Programm einfach übergeben kann. GEANT 3 simuliert dann nach Anpassung einiger Einstellungen sowohl Auflösung, als auch Akzeptanz des Detektors. Dabei wird die Interaktion der produzierten Teilchen mit dem Detektormaterial nachgeahmt, wie beispielsweise Multiple-Scattering oder der Energieverlust der Teilchen im Material. Zudem können Teilchen, die aus der primären Reaktion hervorgehen, weiter zerfallen. In GEANT 3 werden - anders formuliert - die Reaktionen zu Ende geführt. Letztendlich erhält man Daten, die angeben, welche Signale durch die Reaktion in den Detektoren hinterlassen wurden.

**Einstellungen in GEANT 3** Für eine korrekte Simulation benötigt GEANT 3 neben den Standardangaben für die jeweiligen Detektoren (Geometrien, Materialien, usw.) einige zusätzliche Einstellungen, die speziell für diese Analyse von Bedeutung sind. Zum einen gibt man die Positionen des Targets beziehungsweise der verschiedenen Targets gemäß der geplanten experimentellen Anordnung an. Zum anderen gibt man die Verteilung der primären Reaktions-Vertices an: In Strahl-Richtung ( $z$ -Achse) werden die Vertices gleichmäßig verteilt, da für die geplanten Dicken der Targets (siehe Tabelle 2.1) die Reaktionswahrscheinlichkeit nur schwach von der Eindringtiefe abhängt und damit als konstant angenommen werden kann. In  $x$ - und  $y$ -Richtung werden die Vertices jeweils gaußförmig um den Strahl-Mittelpunkt  $(0, 0)$  verteilt; dies ist eine gute Näherung für die Beschreibung der Intensität des Pionenstrahls abhängig vom Abstand zur Strahlachse. Die Standardabweichung  $\sigma$  der beiden Gaußverteilungen beträgt  $\sigma = \frac{1}{2} b_{\text{Strahl}} = 25 \text{ mm}$  - entsprechend der durchschnittlichen Breite  $b_{\text{Strahl}}$  des Pionen-Strahls [11]. Vergleicht man  $\sigma$  mit dem Durchmesser  $d$  der Targets, der durch  $d = 12 \text{ mm}$  gegeben ist, so erkennt man, dass  $d < \sigma$  ist und damit die Verteilung der Vertices in  $x$ - und  $y$ -Richtung nahezu konstant ist.

**Implementierung von drei Targets** Wichtig für die Simulation ist außerdem die Implementierung der drei Targets in das Programm; in Abbildung 2.3 ist die geplante Anordnung grafisch zu sehen. Da GEANT 3 nicht zuordnen kann, welche der drei simulierten Reaktionen ( $\pi^- + W$ ,  $\pi^- + \text{Cu}$ ,  $\pi^- + \text{C}$ ) in welchem Target stattfinden soll, bedient

---

<sup>2</sup>GEANT 3 ist - wie sein Nachfolger GEANT 4 - ein Softwarepaket, mit dem hauptsächlich der Durchgang von Teilchen durch Materie simuliert werden kann. Es nutzt dafür Monte-Carlo-Simulationen und beinhaltet neben Tracking- und Geometrieberechnungen auch verschiedene physikalische Modelle [18]. Siehe <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>

man sich einer speziellen Methode: Man lässt das Programm drei mal laufen - für jedes der Targets genau ein mal mit der jeweilig entsprechenden Reaktion (für das Kupfer Target die  $\pi^- + \text{Cu}$  Reaktion, usw.). Dabei wird das entsprechende Target für seinen Lauf als „aktives Target“ gesetzt, die beiden anderen jeweils als normale Elemente. Das bedeutet, dass in GEANT die primären Reaktionen nur in dem aktiv gesetzten Target stattfinden. Nach der primären Reaktion können jedoch alle verbliebenen und erzeugten Teilchen mit den anderen beiden Targets wechselwirken. Nach den drei separaten Läufen werden die Daten für die weitere Verarbeitung zusammengeführt.

**Multiple-Scattering** Ein Problem, dass sich durch diese Methode ergibt, ist das sogenannte Multiple-Scattering des Pionen-Strahls in den Targets. Betrachtet man das in Stahlrichtung zweite (dritte) Target, so werden Pionen aus dem Strahl im ersten (ersten und zweiten) Target teilweise abgelenkt und ändern dabei ihre Richtung. Dadurch ergibt sich effektiv eine Verschmierung der Positionen der primären Reaktions-Vertices in der  $xy$ -Ebene (falls die Strahlachse in  $z$ -Richtung zeigt). Im Anhang A.1 wird begründet, warum dieser Effekt für die Analysen in dieser Arbeit vernachlässigt werden kann.

**Tracking-Analyse** Die aus der GEANT 3-Simulation erhaltenen Daten beinhalten die reinen Signale und Treffer-Punkte in den Detektoren. Diese Informationen werden mittels Tracking weiterverarbeitet: Zum einen werden aus diesen Daten die physikalischen Größen wie Energie, Masse und Impuls der Teilchen rekonstruiert. Zum anderen wird dabei die Akzeptanz und das Auflösungsvermögen jedes einzelnen Detektors sowie die Effizienz der Trigger-Detektoren (zum Beispiel des LVL1-Trigger) nachgeahmt. Die Rekonstruktion der physikalischen Größen einer Teilchen-Spur im Detektor geschieht dabei analog zu experimentell gewonnenen Daten.

Da allerdings nicht bekannt ist, um welche Teilchen-Sorte es sich bei einer Spur im Detektor handelt, wird im weiteren Verlauf nur über mögliche Teilchen-Kandidaten gesprochen<sup>3</sup>.

#### 3.4.2. Teilchenidentifikation

Der erste Schritt bei der Analyse ist die Identifikation von Teilchen anhand spezifischer Spurinformatoren, wie beispielsweise der Flugzeit und dem Energieverlust. Dafür wendet man sogenannte Particle-Identification-Cuts (PID Cuts) an. Dabei können jeder Spur eine, mehrere oder auch keine Teilchen-ID zugewiesen werden. Eine Teilchen-ID steht dabei für jeweils eine bestimmte Teilchen-Sorte. Eine Spur kann also beispielsweise gleichzeitig einem Proton und einem Pion zugeordnet werden - oder aber auch gar keinem Teilchen. Je nach Identifikation wird die Spur im weiteren Verlauf in verschiedenen Analysen verwendet.

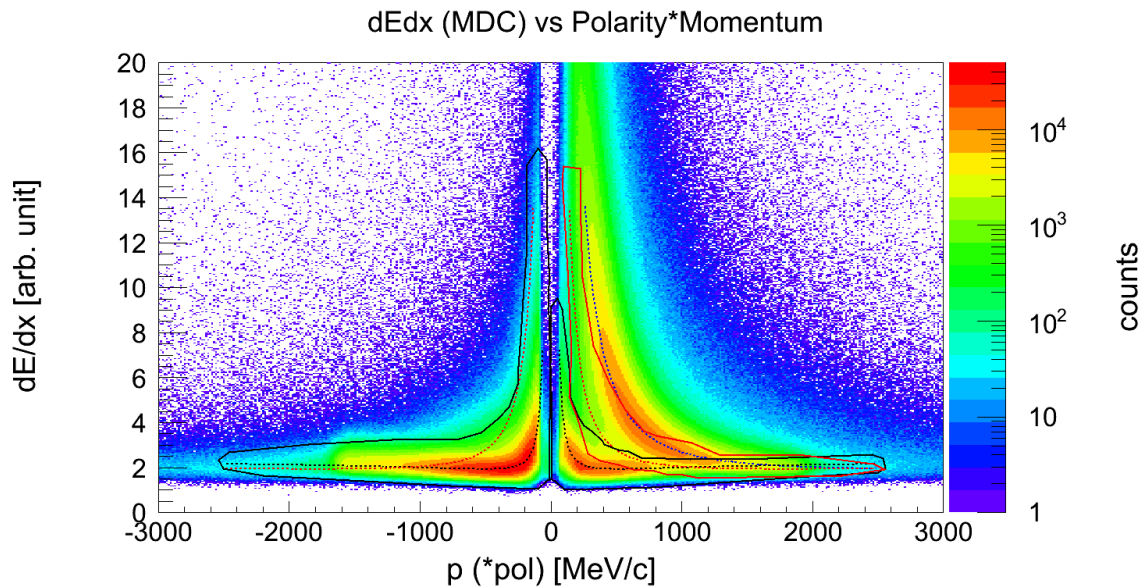
---

<sup>3</sup>Selbstverständlich weiß man bei simulierten Daten genau, welcher Teilchen-Art eine Spur entspricht. Man nutzt diese Information allerdings nicht, weil sie im Experiment auch nicht verfügbar wäre.

**Schnitt auf den Energieverlust** Eine Möglichkeit, um Teilchen zu identifizieren, bietet der  $dE/dx$  - Cut. Er basiert auf dem Zusammenhang von Bethe und Bloch (siehe Anhang A.2), der den Energieverlust  $dE$  pro Weglänge  $dx$  von relativistischen Teilchen in einem gewissen Medium angibt. Entscheidend ist die Abhängigkeit

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto \frac{z^2}{\beta^2} \quad (3.12)$$

von Ladungszahl  $z$  und Geschwindigkeit  $\beta$  des Teilchens. Trägt man den Impuls des Teilchens  $p$  gegen den Energieverlust pro Weglänge auf, so erhält man wegen der Abhängigkeit des Impulses von  $\beta$  und der Masse  $m$  des Teilchens verschiedene Kurven, die sich je nach Masse  $m$  unterscheiden. Aufgrund der Spurrekonstruktion und der Auflösung des Detektors erhält man für die simulierten Daten eine Verteilung je nach Teilchen-Sorte um die idealen theoretischen Bethe-Bloch-Kurven. Dies nutzt man zur Identifikation der Teilchen, indem man um die Kurven herum Flächen definiert, innerhalb derer die Spuren als das jeweilige Teilchen erkannt werden. Solche grafischen Cuts sind in Abbildung 3.3 exemplarisch für den MDC-Detektor zu sehen: Die durchgezogenen Linien stellen die Schnittflächen dar, die um die gestrichelten Bethe-Bloch Kurven gezeichnet wurden. Zu sehen sind neben Pionen (schwarz) und Kaonen (rot) auch Protonen (blau). Zur besseren Abgrenzung werden die Counts in  $z$ -Richtung logarithmisch aufgetragen.



**Abbildung 3.3.:** Schnitt auf den Energieverlust. Aufgetragen ist der Energieverlust pro Weglänge der Teilchen im MDC-Detektor gegen den Impuls der Teilchen, getrennt nach Ladung (polarity). Die gestrichelten Linien entsprechen den Bethe-Bloch-Kurven der entsprechenden Teilchen (Pionen (schwarz), Kaonen (rot) und Protonen (blau)), die durchgezogenen Linien darum den Schnittflächen, innerhalb derer eine Spur als das entsprechende Teilchen identifiziert wird. Die Counts in  $z$ -Richtung wurden zur besseren Abgrenzung logarithmisch aufgetragen.



**Verwendung der Polarität** Eine Besonderheit im Diagramm in Abbildung 3.3 ist außerdem die Aufteilung der Teilchen anhand ihrer Ladung („polarity“), denn dadurch können für negative Pionen  $\pi^-$  größere Flächen im Vergleich zu den positiven  $\pi^+$  definiert werden. Grund dafür ist die starke Kontamination der Pionen durch Protonen auf der positiven Seite, die durch Überschneidung der Teilchen-Anhäufungen entsteht und zu Fehlidentifikationen führen kann. Auf der negativen Seite für  $\pi^-$  ist die Kontamination aufgrund der geringen Anzahl an erzeugten Antiprotonen viel kleiner.

**Zusammenfassung** Für die Analysen dieser Arbeit wurden lediglich Schnitte auf den Energieverlust angewandt: Für Kaonen  $K^\pm$  wurden Informationen zum Energieverlust im MDC- und im TOF-Detektor ausgenutzt, für Pionen ( $\pi^-$  und  $\pi^+$ ) wird der Energieverlust im MDC-Detektor getrennt nach Ladung verwendet. Eine weitere Möglichkeit zur Teilchen-Identifikation anhand von Schnitten auf die Flugzeit konnte aufgrund fehlerhafter Berechnungen leider nicht umgesetzt werden (siehe Anhang A.3).

#### 3.4.3. Rekonstruktion der primären Vertices

Bei der gleichzeitigen Verwendung von drei Targets ist es enorm wichtig, den primären Vertex eines Events möglichst genau zu bestimmen, damit man die Events und damit die entstandenen Teilchen-Spuren einem der drei Zielmaterialien zuordnen kann. Dafür kann man die eingebaute Berechnungsmethode des EventHeaders von HYDRA2<sup>4</sup> verwenden. Dabei werden alle Spur-Vektoren (bzw. deren Verlängerung) eines Events mit der Strahlachse ( $x = 0$  und  $y = 0$ ) geschnitten<sup>5</sup> und der Mittelwert der Punkte als Vertex des gesamten Events zurückgegeben [12]. Diese Methode wurde für Zusammenstöße von Au + Au - Kernen entwickelt und ist für die hier behandelten  $\pi^- + A$  - Reaktionen nicht besonders effizient.

**Eigene Berechnung der primären Vertices (RBA-Methode)** Eine andere Methode zur Berechnung der primären Vertices wurde in dieser Arbeit umgesetzt: Anstatt die Spur-Vektoren (bzw. deren Verlängerung) mit der zentralen Achse bei  $(0, 0)$  zu schneiden, wird die reale Strahlachse an einer dazu verschobenen Position  $(x, y)$  verwendet. Mit Einführung dieser „realen Strahlachse“ wird dabei die Tatsache berücksichtigt, dass bei einem Pionenstrahl mit einer Breite von  $\sigma \approx 50$  mm [11] nur wenige Teilchen direkt auf der zentralen Achse  $(0, 0)$  oder in derer direkten Nähe kollidieren, sondern viele an einer verschobenen Position  $(x, y)$  reagieren. Im Gegensatz zu einem Au-Strahl von 1 mm – 2 mm Durchmesser können bei einem Pionen-Strahl demnach Reaktionen über den gesamten Target-Durchmesser von 12 mm nahezu homogen stattfinden. Die

---

<sup>4</sup>HYDRA2 ist ein Analyse-Framework für den HADES-Detektor („The HADES Analysis Package“), das zur ersten Auswertung der Daten verwendet wird. Mit ihm gelingt die Rekonstruktion der physikalischen Größen aus den Messdaten des HADES-Detektors. Siehe <http://web-docs.gsi.de/~halo/docs/hydra/classDocumentation/hydra-8.21/out/ClassIndex.html>

<sup>5</sup>„Schneiden“ meint im Folgenden immer den Mittelpunkt des minimalen Abstandes zweier Spuren (Vektoren), da durch die Unsicherheit des Messdaten sich zwei Spuren nie genau schneiden werden.



Abbildung 3.4 stellt diesen Algorithmus grafisch dar: Die reale Strahlachse ( $x, y$ ) ist in rot eingezeichnet, der primäre Vertex befindet sich auf ihr. Exemplarisch werden zwei Pionen  $\pi^\pm$ , die aus einem  $K_S^0$  zerfallen sind, und ein weiteres Teilchen ( $\pi, \Lambda, K$ ) detektiert (blaue Linien). Der Schnittpunkt von sowohl dem  $\pi^-$ , als auch dem weiteren Teilchen liegen innerhalb des definierten Bereichs (hellgrüne gestrichelte Linien, um das hellgrüne Target herum); diese Schnittpunkte werden zur Berechnung des Mittelwerts verwendet. Das  $\pi^+$  schneidet die reale Strahlachse außerhalb des Bereichs, dieser Schnittpunkt wird demnach verworfen. Der eingezeichnete rekonstruierte Vertex (lila) stellt das Ergebnis der Mittelung dar.

#### 3.4.4. Schnitt auf die primären Vertices

Nach der Berechnung der primären Vertices kann man für die analytische Trennung der drei Targets Schnitte auf die geometrische Lage der Vertices machen. Abbildung 3.5 zeigt hierzu die Verteilung der Vertices in  $z$ -Richtung (Richtung der Strahlachse) für die Berechnung anhand des EventHeaders. Man erkennt deutlich die drei Maxima an den Positionen der jeweiligen Targets. Die Verteilung wurde mit einer 6-Gauß-Funktion gefittet, wobei für jeden Peak zwei Gauß-Funktionen angenommen wurden. Im Plot wurden diese Gaußfunktionen in blau (Wolfram), rot (Kupfer) und gelb (Kohlenstoff) eingezeichnet. Die grüne Kurve zeigt die Summe der drei Fit-Funktionen, die schwarzen Linien stellen die Standardabweichung  $\sigma$  der jeweiligen Gauß-Verteilung dar. Diese  $1\text{-}\sigma$  Linien dienen als Schnittlinien für die primären Vertices: Alle Events, deren primärer Vertex innerhalb zwei solcher Schnittlinien liegt, werden als Event des jeweiligen Targets identifiziert.

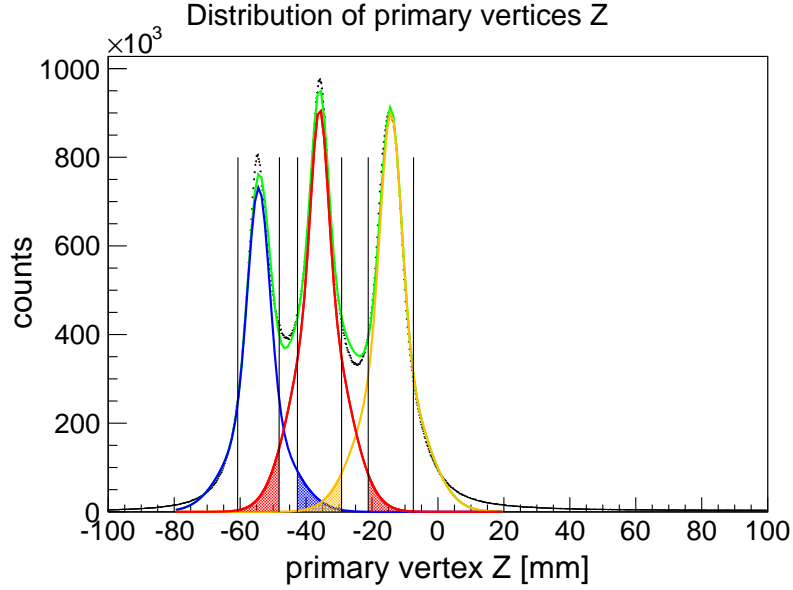
Es ergibt sich jedoch bei der Zuordnung der Events ein Problem: Da die Berechnung der primären Vertices mit Unsicherheiten behaftet ist, können beispielsweise Events, die real im ersten Target erzeugt wurden, fälschlicherweise dem zweiten oder dritten Target zugeordnet werden. Man spricht in diesem Fall von Kontamination.

#### 3.4.5. Kontamination

Abbildung 3.5 verdeutlicht die Kontamination bei der Verteilung der primären Vertices: Die drei Gauß-Kurven reichen jeweils bis zur Position der Maxima der benachbarten Gauß-Funktionen und darüber hinaus. Die Flächen unter den Gauß-Kurven innerhalb der benachbarten Schnittbereiche (schraffierte Flächen) deutet die Kontamination an. Eine quantitative Abschätzung kann durch Berechnung der Kontamination  $K_i$ ,

$$K_i = \frac{n_j + n_k}{N_i} \quad , \quad (3.14)$$

gegeben werden. Dabei steht  $K_i$  für die Kontamination für das Target  $i$  mit  $i = 1, 2, 3$ .  $N_i$  ist dementsprechend die Anzahl an Events für das Target  $i$ , gegeben durch die integrierte Fläche der dazugehörigen Kurve innerhalb des Schnittbereichs  $i$ .  $n_j$  und  $n_k$  mit  $j \neq k \neq i$  und  $j \neq i$  stehen für die Fläche unter den Kurven der anderen beiden Targets, erneut im Schnittbereich  $i$ .



**Abbildung 3.5.:** Verteilung der primären Vertices ( $z$ -Achse) und Kontamination. Aufgetragen ist die Anzahl der Events gegen die Position der primären Vertices auf der  $z$ -Achse (in Strahlrichtung). Zur Berechnung der Vertices wurde der EventHeader von HYDRA2 verwendet. Zu sehen sind drei Maxima, die an den Positionen der drei Targets liegen. Die Kurven in blau (W), rot (Cu) und gelb (C) entsprechen den gefitteten Gauß-Funktionen. In grün ist die Summe der drei Kurven aufgetragen. Die schwarzen Linien zwischen den Maxima entsprechen den  $1\text{-}\sigma$  Bereichen der Gauß-Funktionen. Die schraffierten Flächen deuten die Kontamination an.

Weil die Berechnung der primären Vertices mit Fehlern behaftet ist, muss man jedoch davon ausgehen, dass die reale Kontamination höher als die gerade anhand der Fit-Kurven abgeschätzte Kontamination ist. Aus diesem Grund wurde jedes Event mit einer Markierung versehen, die das Event eindeutig einem der drei Targets zuordnet. Diese Markierung ist selbstverständlich nur bei simulierten Daten möglich, jedoch bietet sie eine gute Möglichkeit, die Genauigkeit der Abschätzung zu bestimmen. Für diese Zwecke wird die reale Kontamination  $K_i^{\text{real}}$  entsprechend Gleichung (3.14) eingeführt - mit dem Unterschied, dass anstatt der Fit-Kurven die Markierungen zur Berechnung herangezogen werden. In Abschnitt 4.3 wird die Kontamination quantitativ diskutiert.

### 3.4.6. Identifizierung von $K_S^0$

Da die  $K_S^0$  mit ihrer mittleren Weglänge  $c\tau \approx 2,68\text{ cm}$  größtenteils innerhalb des Detektors zerfallen, können sie teilweise über ihre Zerfallsprodukte identifiziert werden. Der Zerfall in zwei Pionen dominiert dabei [19]:

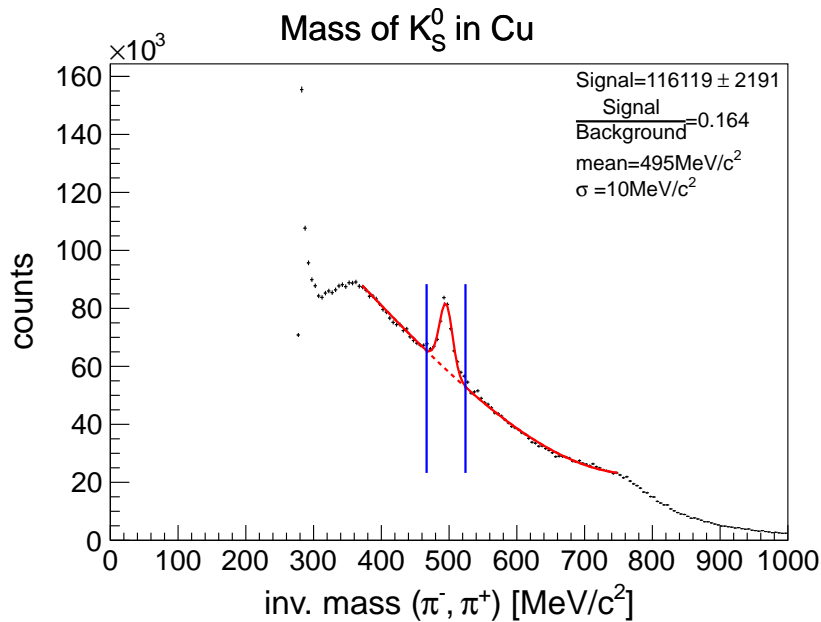
$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^0\pi^0 && (30,69 \pm 0,05) \% \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^-\pi^+ && (69,20 \pm 0,05) \% \end{aligned} .$$

Da mit dem HADES-Detektor direkt nur geladene Teilchen nachgewiesen werden können, muss man sich auf den Zerfall des  $K_S^0$  in die zwei geladenen Pionen ( $\pi^- \pi^+$ ) beschränken. In der Analyse wird aus diesem Grund für jedes Event, das mindestens ein  $\pi^-$  und ein  $\pi^+$  enthält, die Rekonstruktion der verschiedenen Pionen-Kombinationen zu Kaonen durchgeführt. Jedes solche „mögliche“ Kaon wird im Folgenden als Kaon-Kandidat (allgemein: als Teilchen-Kandidat) bezeichnet. Für jeden Kaon-Kandidaten ergibt sich dabei ein sekundärer Vertex, an dem er in die beiden Pionen zerfallen ist.

Anhand der „invariant mass“ - Technik können die Kaonen identifiziert werden. Dabei werden sowohl Energie  $E_{\pi_{1,2}}$ , als auch der Dreier-Impuls  $\vec{p}_{\pi_{1,2}}$  der beiden Pionen addiert, um Energie  $E_K$  und Impuls  $\vec{p}_K$  des Kaon zu erhalten. Daraus lässt sich dann die invariante Masse des Kaons  $m_{\text{inv}}$  berechnen:

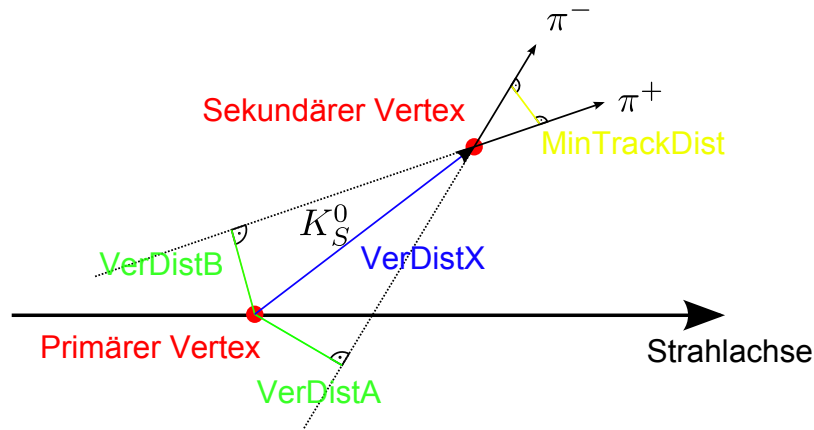
$$m_{\text{inv}} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_K^2 - \vec{p}_K^2 c^2} . \quad (3.15)$$

Trägt man nun die Anzahl aller Kaon-Kandidaten abhängig von dieser invarianten Masse auf, so kann man auf die Ruhemasse des Kaons schneiden, um die Anzahl an rekonstruierten  $K_S^0$  zu ermitteln.



**Abbildung 3.6.:** Verteilung der invarianten Masse der  $\pi^- \pi^+$  - Paare für Kupfer-Reaktionen. Zu sehen ist die Anzahl an Kaon-Kandidaten in Abhängigkeit von der invarianten Masse der beiden Pionen  $\pi^- \pi^+$ . Das Maximum bei  $m_{\text{inv}} \approx 495 \text{ MeV}/c^2$  entspricht ungefähr der Ruhemasse des  $K_S^0$ . Die rote Kurve entspricht zwei Fitfunktionen, eine für den Hintergrund (gestrichelt) und eine für die totale Anzahl an Teilchen (durchgezogen). Durch einen Schnitt um den Peak an den  $3\text{-}\sigma$  Grenzen (blaue Linien) kann man die  $\pi^- \pi^+$ -Paare, die mit großer Wahrscheinlichkeit aus einem  $K_S^0$ -Zerfall stammen, selektieren.

Abbildung 3.6 zeigt exemplarisch für Kupfer-Reaktionen die Verteilung der invarianten Masse aller  $\pi^-\pi^+$ -Paare. Zu sehen ist ein Maximum über dem kombinatorischen Untergrund bei  $495 \text{ MeV}/c^2$ , was in etwa der Ruhemasse des  $K_S^0$  entspricht ( $m_{K_S^0} = 497,6 \text{ MeV}/c^2$  [19]). Man fittet diese Verteilung anhand einer Summe aus zwei Gauß-Funktionen, einer Landau-Verteilung und zusätzlich einem Polynom 4. Grades (rote Linie, durchgezogen). Der Untergrund (rote Linie, gestrichelt) wird dabei durch die Landau-Funktion und dem Polynom beschrieben. Mittels eines Schnitts bei den  $3\sigma$  Grenzen der Gauß-Funktionen (blaue Linien) selektiert man die  $\pi^-\pi^+$ -Paare, die mit großer Wahrscheinlichkeit aus einem  $K_S^0$ -Zerfall stammen. Das Integral der Fitfunktion (rot, durchgezogen) liefert nach Subtraktion der Fläche unter der Untergrund-Fitfunktion (rot, gestrichelt) das Signal für die  $K_S^0$ . In Anhang A.8 ist eine Übersicht aller gefitteten Invariante-Masse-Diagramme gezeigt.

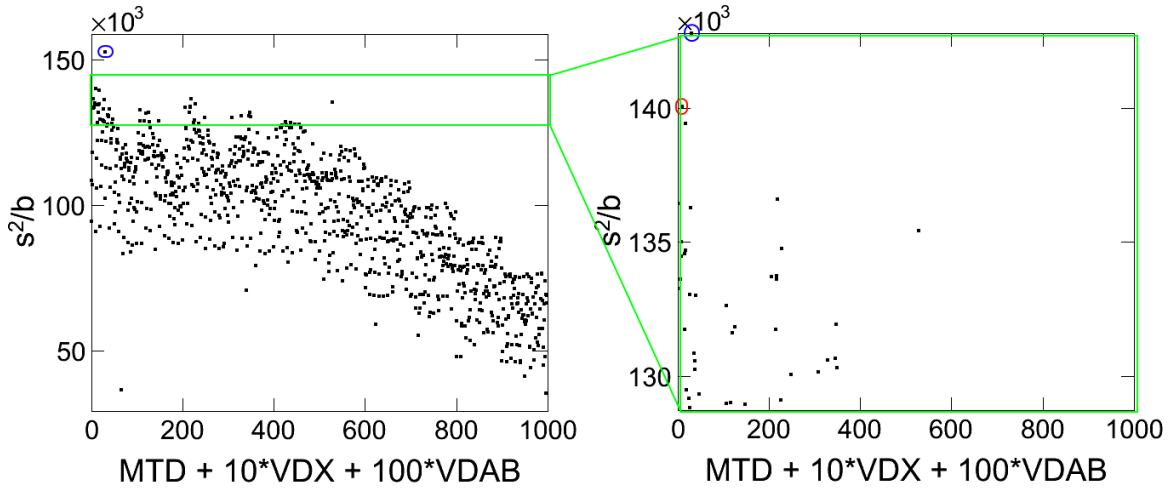


**Abbildung 3.7.:** Schnitt auf die sekundären Vertices. Zu sehen ist ein Event, bei dem exemplarisch ein  $K_S^0$  in zwei Pionen  $\pi^-\pi^+$  zerfällt. Die geometrischen Abstände zwischen primärem und sekundärem Vertex (VerDistX), sowie zwischen den beiden Pionenspurrektoren (MinTrackDist) eignen sich für einen Schnitt, genauso wie der minimale Abstand zwischen dem primären Vertex und dem verlängerten Spurvektor jeweils bei den beiden Pionen (VerDistA, VerDistB). Schnitt bedeutet dabei, dass die genannten Abstände innerhalb definierter Grenzen liegen müssen, damit der Kaon-Kandidat weiterhin als solcher behandelt wird.

**Schnitt auf die sekundären Vertices** Die Verwendung von Schnitten auf die Zerfallstopologie der  $K_S^0$  ermöglicht eine Reduktion des kombinatorischen Untergrunds aus den falsch kombinierten  $\pi^-\pi^+$ -Paaren. Abbildung 3.7 zeigt die verschiedenen Schnittvariablen: Zum einen sollte der Abstand der Spurvektoren zwischen den beiden Pionen (MinTrackDist, MTD) kleiner als ein vorgegebener Maximalwert  $d_{\text{MTD}}$  sein; dadurch soll sichergestellt werden, dass die beiden Pionen aus dem selben Vertex kommen. Zum anderen sollte der Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex (VerDistX, VDX) größer als ein Grenzwert  $d_{\text{VDX}}$  sein, damit Pionen, die am primären Vertex und damit nicht beim Zerfall eines  $K_S^0$  entstanden sind, unterdrückt werden. Aus diesem Grund

sollte auch der Abstand zwischen dem primären Vertex und der Verlängerung des Spurvektors jeweils beider Pionen (VerDistA, VerDistB) größer als ein Schwellenwert  $d_{VDAB}$  sein.

**Variation der Schnitte** Damit die Erkennung von  $K_S^0$  möglichst effizient ist, kann man die Parameter für die Schnitte auf die sekundären Vertices variieren und dadurch optimieren. Dabei soll die Zahl der korrekt identifizierten Kaonen groß sein im Vergleich zum falsch erkannten Untergrund und dabei trotzdem nicht zu viel Signal verloren gehen. Signal bedeutet in diesem Fall die absolute Anzahl der identifizierten Kaonen in den gefitteten Invariante-Masse-Diagrammen. Man trägt deswegen für verschiedene Wertekombinationen der drei Schnittparameter ( $d_{MTD}$ ,  $d_{VDX}$  und  $d_{VDAB}$ ) den Quotient aus dem quadrierten Signal und dem Untergrund ( $S^2/B$ ) auf. Anhand des Maximalwerts dieser Verteilung erhält man mit der dazugehörigen Parameterkombination ein gutes Verhältnis zwischen Signal und Untergrund. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung von  $S^2/B$ , abhängig von den variierten Parameterkombinationen.



**Abbildung 3.8.:** Variation der Schnitte auf die sekundären Vertices. Aufgetragen ist die Rate von quadriertem Signal zum Untergrund ( $S^2/B$ ) für verschiedene Kombinationen aus MinTrackDist (MTD), VerDistX (VDX) und VerDistAB (VDAB). Links ist der gesamte Wertebereich zu sehen, rechts der grün markierte Ausschnitt. Der blau markierte Punkt entspricht einem falsch gefitteten Diagramm und wird deswegen nicht zur Bestimmung verwendet. Der rote Punkt entspricht dem Maximalwert für die Rate  $S^2/B$ .

Eine Parameterkombination  $x$  auf der Abszisse entspricht dabei dem Zusammenhang

$$x = i_{MTD} + 10 \cdot i_{VDX} + 100 \cdot i_{VDAB} \quad . \quad (3.16)$$

Dabei geben die ganzzahligen Variablen  $i_{MTD}$ ,  $i_{VDX}$  und  $i_{VDAB}$  jeweils die Nummer der verwendeten Parameter an. Weil jeder der Parameter in einem Intervall mit 10 Werten

variiert wird, ist

$$i_{\text{MTD}}, i_{\text{VDX}}, i_{\text{VDAB}} \in \{0; 9\}$$

und es ergeben sich  $10^3$  verschiedene Kombinationen. Die Parameter werden dabei in den in Tabelle 3.1 dargestellten Intervallen verändert. Links in Abbildung 3.8 ist der gesamte Wertebereich für das Verhältnis  $S^2/B$  abgebildet, rechts nur der grün markierte Ausschnitt. Der blau markierte Punkt entspricht einem falsch gefittetem Diagramm, so dass dieser Wert nicht zur Bestimmung verwendet wird. Der rote Punkt stellt in diesem Fall den Maximalwert für das Diagramm dar.

Der Maximalwert der  $S^2/B$  Rate entspricht den in Tabelle 3.1 eingetragenen Parameterwerten (Soft-cut). Man sieht, dass diese Werte nicht restriktiv sind, was das Herausfiltern von Kaon-Kandidaten angeht: Die Bedingungen  $d_{\text{VDX}} > 0$  mm und  $d_{\text{VDAB}} > 0$  mm werden von jedem Kandidaten erfüllt und auch die Einschränkung für  $d_{\text{MTD}}$  liegt nahe am Rand des Variationsintervalls (siehe Tabelle). Diese Schnittkombination, die einen Großteil der Kaon-Kandidaten *nicht* aussortiert, wird im Folgenden „Soft-cut“ genannt. In Tabelle 3.1 sind zudem Vergleichswerte für die Parameter einer ähnlichen  $K_S^0$  Analyse eingetragen (Hard-cut). Die Kombination dieser Schnitt-Parameter wird als „Hard-cut“ bezeichnet, weil sie im Vergleich zu den Ergebnissen der hier durchgeführten Variation viel restriktiver sind und mehr Kaon-Kandidaten herausfiltern.

	Soft-cut	Hard-cut	Intervall
$d_{\text{MTD}}$	13 mm	10 mm	5 mm – 14 mm
$d_{\text{VDX}}$	0 mm	15 mm	0 mm – 9 mm
$d_{\text{VDAB}}$	0 mm	7 mm	0 mm – 9 mm

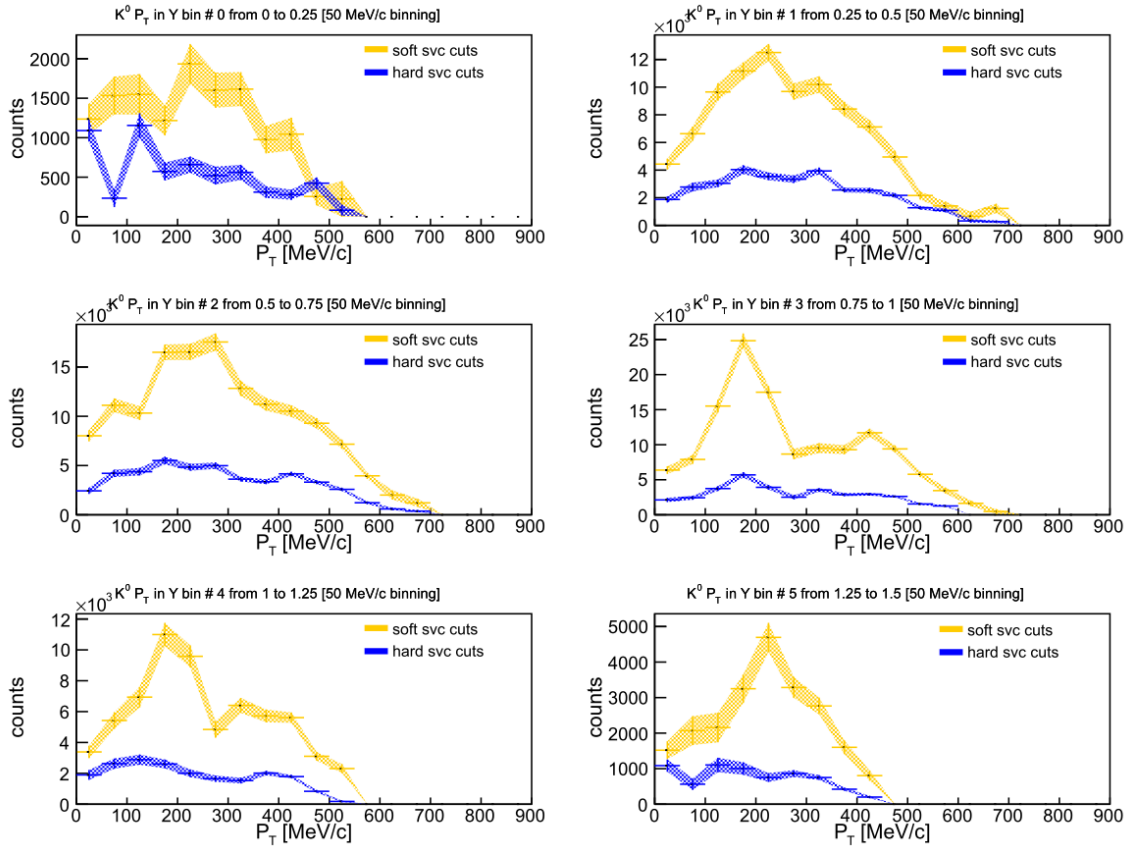
**Tabelle 3.1.:** Ergebnisse für die Variation der Schnitte auf die sekundären Vertices. Zu sehen sind die Resultate für die Daten aus dieser Arbeit (Soft-cut) und aus einer vergleichbaren anderen Analyse (Hard-cut). Außerdem ist das zugrunde liegende Intervall, innerhalb dem jeweils ein Parameter variiert wurde, mit angegeben. Die Hard-cut-Parameterkombination ist viel restriktiver als die Soft-cut-Kombination und sortiert deswegen mehr Kaon-Kandidaten aus.

**Überprüfung der Soft-cut-Kombination** Beim Anwenden der Soft-cut-Kombination aus Tabelle 3.1 werden nur sehr wenige Kaon-Kandidaten aussortiert. Damit bei der Verwendung dieser Schnitte, die für die Gesamtverteilung der invarianten Masse der  $\pi^- \pi^+$  - Paare das beste  $S^2/B$  Verhältnis bieten, in den doppelt-differenziellen Analysen ( $p_T - y$  und  $p - \theta$ ) keine Signale verloren gehen, wurde die Soft-cut-Kombination darauf zusätzlich überprüft. Es wäre nämlich möglich, dass die Invariante-Masse-Spektren in manchen  $p_T - y$  - Bereichen zu stark vom Untergrund dominiert werden, um effizient Signale extrahieren zu können. Wichtig für diese Arbeit sind vor allem die Signale bei kleinen Transversalimpulsen, bei denen man erwartet, am sensitivsten auf Effekte des Kaon-Nukleon-Potentials zu sein.

Abbildung 3.9 zeigt die Signalverteilung in Abhängigkeit des Transversalimpulses und in verschiedenen Rapiditätsbereichen ( $0 < y < 1,5$  in Schritten von  $\Delta y = 0,25$ ). Es wur-



de das Signal für sowohl die Soft-cut-Parameter (orange), als auch für die Vergleichswerte des Hard-cut (blau) aufgetragen. Deutlich erkennbar ist der Unterschied der beiden Verteilungen: Die Soft-cut-Kombination liefert in allen Bereichen größere Signalstärken, wobei in keinem der verschiedenen Bereiche Signal verloren geht. Dabei steigt der absolute statistische Fehler (im Diagramm eingezeichnet) mit  $\sqrt{N}$  für eine größer werdende Anzahl an Events  $N$  und ist deswegen bei höherem Signal größer; die entscheidende relative Unsicherheit sinkt jedoch für größere  $N$ . Die Soft-cut-Parameterkombination kann folglich für die Identifizierung von  $K_S^0$  verwendet werden, um mehr Signal und damit einhergehend mehr Untergrund zu erhalten. Ein zusätzlicher Vorteil besteht darin, dass die Invariante-Masse-Spektren durch einen größeren Untergrund stabiler gefittet werden können und damit die Extraktion des Signals genauer möglich ist. Aus diesem Grund wird für alle Analysen dieser Arbeit die Soft-cut-Kombination verwendet.



**Abbildung 3.9.:** Signalverteilungen für verschiedene Schnitte auf die sekundären Vertices. Für die beiden unterschiedlichen Schnittkombinationen Hard-cut (blau) und Soft-cut (orange) sind die Transversalimpuls-Verteilungen in verschiedenen Rapiditätsbereichen mit  $0 \leq y \leq 1,5$  gezeigt. Die weniger restriktiven Soft-cuts sind in allen Bereichen effizienter und bieten mehr Signal.

### 3.4.7. Berechnung der Statistik für Kaonen

Nach dem Durchführen der Full-Scale-Analyse kann man anhand der Signalwerte aus den Massendiagrammen die Rate berechnen, mit der jede Teilchen-Sorte im Experiment zu erwarten ist. Die Signalwerte stammen für rekonstruierte  $K_S^0$  dabei aus den Invariante-Masse-Diagrammen der  $\pi^-\pi^+$  - Paare (siehe Abschnitt 3.4.6). Für  $K^{+(-)}$  erhält man die Werte aus Massendiagrammen, in denen die Massen aller positiv (negativ) geladenen Teilchen aufgetragen werden und wie für rekonstruierten  $K_S^0$  auf die Ruhemasse der  $K^{+(-)}$  geschnitten wird. In Anhang A.9 und A.10 sind alle diese gefitteten Diagramme zu sehen.

Für die Berechnung der Statistik der verschiedenen Kaonen geht man von einer Intensität des Pionen-Strahls von  $I_{\pi^-} = 1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  aus und kommt anhand dieser auf die erwarteten  $\pi^- + A$  - Kollisionen pro Tag,  $N_{\text{Koll}}$ . In diese Zahl geht zusätzlich die Reaktionsrate von 2,5 % pro Target und ein Faktor 0,5 für den „Duty-cycle“ mit ein. Mit diesem Faktor berücksichtigt man unvorhersehbare Probleme während der Strahlzeit, die zur Verminderung der effektiven Messzeit führen. Zudem werden 10 % Verlust einberechnet, der von der Beanspruchung der Detektoranlage durch Sekundär-Nutzer herrührt. Die Zahl der Kollisionen pro Tag ergibt sich zu  $N_{\text{Koll}} = 9,72 \times 10^8 \text{ d}^{-1}$ . Damit kann man die Rate  $N_i$ , mit der man eine Teilchen-Sorte  $i$  pro Tag erwartet, anhand

$$N_i = \frac{N_{\text{Signal}}}{N_{\text{Statistik}}} \cdot N_{\text{Koll}} \quad (3.17)$$

bestimmen.  $N_{\text{Signal}}$  ist dabei das Signal für die Teilchen-Sorte, die aus den Massendiagrammen extrahiert wurde und  $N_{\text{Statistik}}$  entspricht der Gesamtzahl an simulierten Events vor allen Analysen, also direkt nach der Simulation mit GiBUU. In Abschnitt 4.3 wird auf die Ergebnisse für die Berechnungen eingegangen.

### 3.4.8. Anpassen der Full-Scale-Daten an die Ergebnisse der Real-mode-Simulationen

Für die Untersuchung der Potential-Effekte im Zusammenhang mit der Akzeptanz und Effizienz der Detektoren und dem Tracking-Algorithmus kann man nicht auf eine Full-Scale-Analyse zurückgreifen. Das liegt einerseits daran, dass perturbative Simulationen zu ungenau für die Analyse von Potential-Effekten sind. Andererseits sind Real-mode-Simulationen aufgrund der höheren benötigten Rechenleistung und der damit einhergehenden längeren Simulationsdauer für ausreichend Statistik nicht für eine Full-Scale-Analyse geeignet. Man muss deswegen auf eine andere Methode zurückgreifen, um das komplette HADES-System auf die Sensibilität auf Potential-Effekte zu untersuchen.

In Abschnitt 3.3.2 wird erklärt, welche kinematischen Spektren auf Effekte des KN-Potential untersucht werden. Die Methode, anhand der die Full-Scale-Daten an die Ergebnisse der Real-mode-Simulationen angepasst werden, basiert auf sogenannten Gewichtungsfaktoren und wird im Folgenden für Impulsspektren in unterschiedlichen Winkelbereichen ( $\theta$ ) erläutert.

**Gewichtungsfaktoren** Ausgangslage ist der Vergleich der Impulsspektren zwischen den Real-mode-Daten und den Perturbative-mode-Daten für ein bestimmtes Target, wobei beide Spektren jeweils direkt nach der GiBUU-Simulation erstellt wurden (keine weiteren Simulationen oder Analysen). Die Gewichtungsfaktoren werden sowohl für jeden Winkelbereich, als auch für jeden Impulsbereich der Spektren definiert. Auf diese Weise ergibt sich eine Art zweidimensionale Gewichtungs-Matrix, die  $N_\theta \times N_p$  Einträge beinhaltet. Dabei steht  $N_\theta$  für die Anzahl an Winkel-Bereichen und dementsprechend  $N_p$  für die Anzahl an Impuls-Bereichen. Ein einzelner Gewichtungsfaktor  $w_{ij}$  ist dabei über das Verhältnis

$$w_{ij} = \frac{\sigma_{ij}^{\text{real}}}{\sigma_{ij}^{\text{pert}}} \quad (3.18)$$

definiert. Die Indizes  $i$  und  $j$  durchlaufen dabei die unterschiedlichen Impuls- und Winkelbereiche:  $0 \leq i < N_\theta$  und  $0 \leq j < N_p$ . Der Gewichtungsfaktor hängt also vom Quotienten der beiden absoluten Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{ij}^{\text{real}}$  (für die Real-mode-Daten) und  $\sigma_{ij}^{\text{pert}}$  (für die perturbativen Daten) ab.

Anhand dieser Gewichtungs-Matrix können nun die doppelt-differenziellen Massendiagramme, die nach der Full-Scale-Analyse gefüllt werden, gewichtet werden. Dabei wird das Signal aus dem Massendiagramm im  $i$ -ten Winkel- und im  $j$ -ten Impulsbereich mit dem Gewichtungsfaktor  $w_{ij}$  multipliziert. Selbstverständlich lässt sich diese Matrix aus Gewichtungsfaktoren sowohl für Real-mode-Daten mit, als auch ohne simuliertes KN-Potential verwenden. Man kann auf diese Weise die Full-Scale-Diagramme zum einen auf Daten mit simuliertem Potential anpassen und zum anderen auf solche ohne Potential. Anhand eines Vergleichs dieser angepassten Daten lässt sich dann eine Aussage über die Sensitivität des kompletten HADES-Systems auf Effekte des Kaon-Nukleon-Potentials treffen.

**Unsicherheit des Signals für angepasste Diagramme** Das Signal an Kaonen für einen bestimmten Winkel- und Impulsbereich wird durch das Integral der Massendiagramme bestimmt (siehe Abschnitt 3.4.7). Für die korrekte Angabe der Unsicherheiten muss zum einen der Fehler dieses Integrals  $\Delta I_{ij}/I_{ij}$  und zum anderen der Fehler des jeweiligen Gewichtungsfaktors  $\Delta w_{ij}/w_{ij}$  berücksichtigt werden. Nach der Fehlerfortpflanzung für Produkte ergibt sich der Fehler für das Kaonen-Signal  $\Delta S_{ij}/S_{ij}$  anhand quadratischer Addition:

$$\frac{\Delta S_{ij}}{S_{ij}} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{ij}}{I_{ij}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta w_{ij}}{w_{ij}}\right)^2} . \quad (3.19)$$

# 4. Ergebnisse und Diskussion

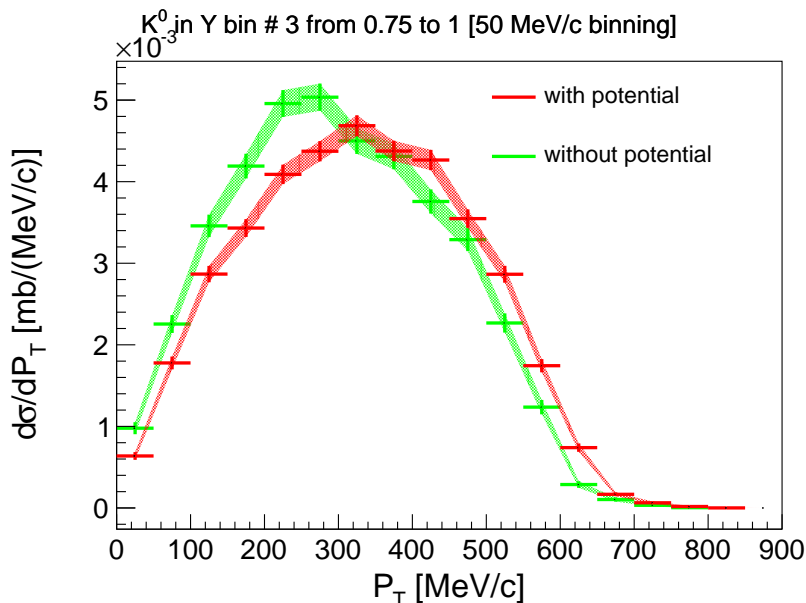
Die folgenden Abschnitte listen die Ergebnisse der verschiedenen Analysen dieser Arbeit auf und diskutieren diese im Anschluss. Dabei wird zunächst auf die Auswertung der GiBUU-Daten direkt nach der Simulation der Reaktionen eingegangen, um die Sensitivität der Simulationen auf das Kaon-Nukleon-Potential im Allgemeinen zu untersuchen. Danach werden diese Ergebnisse auf die Daten der Full-Scale-Analyse übertragen. Auf diese Weise wird die Sensitivität des Pionen-Strahl-Experiments am HADES-Detektor auf Potential-Effekte abgeschätzt. Zuletzt wird anhand einer Full-Scale-Analyse geklärt, wie effizient die zeitgleiche Bestrahlung drei verschiedener Targets im HADES-Detektor ist.

## 4.1. Potential-Effekte in Kupfer-Simulationen

In dieser Arbeit wurden GiBUU-Simulationen für  $\pi^- + A$  - Reaktionen bei einem mittleren Impuls der Pionen von  $p = 1,75 \text{ GeV}/c$  untersucht. Dabei wurden für die direkte Analyse der GiBUU-Daten (siehe Abschnitt 3.3) ausschließlich Reaktionen in Kupfer (Cu) betrachtet, da für die anderen beiden Materialien (W, C) zum Zeitpunkt der Auswertung noch keine Daten mit simuliertem Kaon-Nukleon-Potential verfügbar waren. Es wird dabei ausschließlich auf die Potential-Effekte für  $K_S^0$  eingegangen.

**Transversalimpuls-Spektren** Die Transversalimpuls-Verteilungen ( $p_T$ ) der  $K_S^0$  wurden für verschiedene Rapiditätsbereiche ( $y$ ) innerhalb  $0 < y < 1,5$  aufgetragen. Dabei wurde eine Schrittweite von  $\Delta y = 0,25$  verwendet; es ergeben sich dadurch sechs unterschiedliche Verteilungen (Anhang A.2 zeigt eine Übersicht der Spektren). Abbildung 4.1 zeigt eine dieser Verteilungen der  $K_S^0$ , nämlich die im Rapiditätsbereich von  $0,75 < y < 1,00$ . Die unterschiedlichen Farben stehen für Real-mode-Daten mit KN-Potential (rot) sowie für Real-mode-Daten ohne KN-Potential (grün). Die farbigen Bänder stellen jeweils die statistische Unsicherheit der jeweiligen Spektren dar.

Das Diagramm zeigt eine deutliche Unterdrückung der Transversalimpulse bei niedrigen Werten für die Verteilung mit Potential (rot). Zudem ist erkennbar, dass die komplette Transversalimpuls-Verteilung für Daten mit Potential hin zu größeren Impulsen verschoben ist, vergleicht man sie mit den Daten ohne simuliertes Potential (grün). Die Position des Maximums in rot ist relativ zum Maximum in grün eindeutig nach rechts verschoben. In diesem Rapiditätsbereich ist es also möglich, die erwarteten Potential-Effekte deutlich zu erkennen.

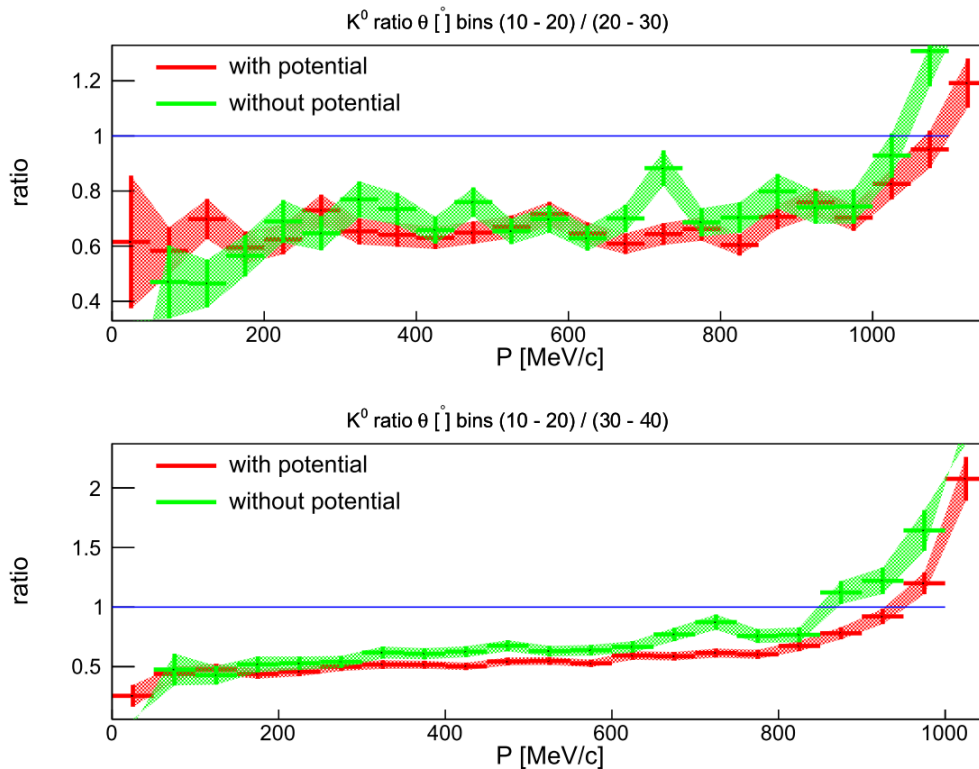


**Abbildung 4.1.:** Transversalimpuls-Verteilung der  $K_S^0$  im Rapiditybereich  $0,75 < y < 1,00$ . Zu sehen sind Real-mode-Daten mit (rot) und ohne (grün) Potential. Die Verteilung für Daten mit KN-Potential ist bei kleinen Impulsen unterdrückt und insgesamt zu größeren Impulsen hin verschoben, vergleicht man sie mit den Daten ohne Potential.

**Impulsspektren** Bei der Betrachtung der Impulsverteilungen in verschiedenen Winkelbereichen (Abbildung A.3 zeigt eine Übersicht) konnten leider nur geringe Potential-Effekte beobachtet werden. So waren in manchen Winkelbereichen nur geringe und in anderen Bereichen teilweise keine Unterschiede zwischen den Daten mit und ohne Potential zu erkennen. Würde man experimentelle Daten untersuchen, so wären diese kleinen Differenzen innerhalb der größeren systematischen Unsicherheiten nicht zu erkennen. Aus diesem Grund macht es Sinn, einige dieser Verteilungen zueinander ins Verhältnis zu setzen und damit die systematischen Unsicherheiten in experimentellen Daten „herauszukürzen“<sup>1</sup> (siehe Abschnitt 3.3.2).

Abbildung 4.2 zeigt das Verhältnis der Impulsverteilungen der  $K_S^0$  aus Daten mit (rot) simuliertem KN-Potential und ohne (grün). Dabei ist das Verhältnis der Verteilungen der Winkelbereiche  $(10^\circ < \theta < 20^\circ) / (20^\circ < \theta < 30^\circ)$  dargestellt (oben) sowie der Winkelbereiche  $(10^\circ < \theta < 20^\circ) / (30^\circ < \theta < 40^\circ)$  (unten). Man erkennt, dass sich die Verläufe im oberen Teil der Abbildung innerhalb ihrer Unsicherheiten teilweise überschneiden und somit nicht für eine derartige Analyse geeignet sind. Im unteren Teil der Abbildung unterscheiden sich die Verläufe jedoch ausreichend, so dass später genommene experimentelle Daten einem der beiden Verläufe zugeordnet werden können.

<sup>1</sup>Auch wenn in dieser Arbeit nur simulierte Daten untersucht werden, macht die Bildung solcher Verhältnisse Sinn, denn es muss überprüft werden, ob der Verlauf der unterschiedlichen Verhältnisse außerhalb der statistischen Unsicherheiten trennbar ist.

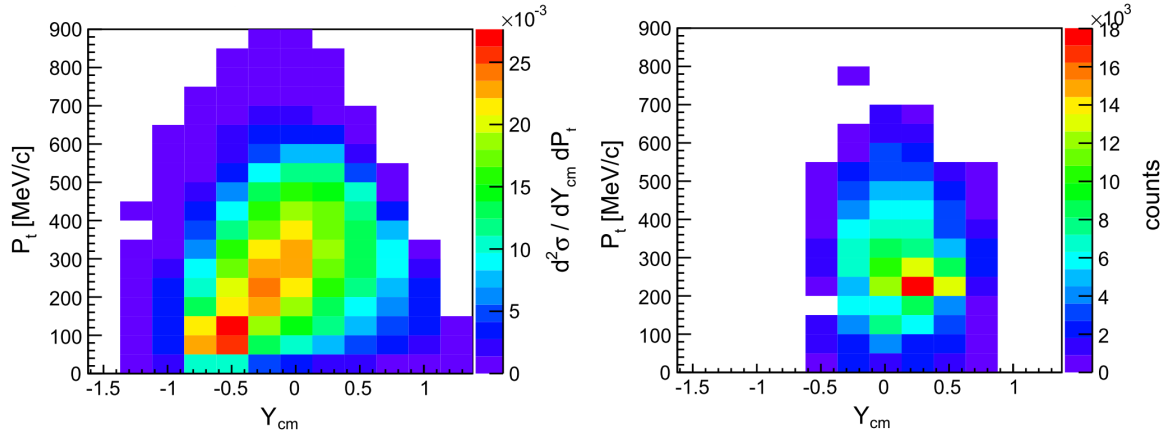


**Abbildung 4.2.:** Verhältnis der Impulsverteilungen der  $K_S^0$  aus verschiedenen Winkelbereichen. Zu sehen ist das Verhältnis zwischen der Impulsverteilungen der Bereiche  $(10^\circ < \theta < 20^\circ) / (20^\circ < \theta < 30^\circ)$  (oben) sowie der Bereiche  $(10^\circ < \theta < 20^\circ) / (30^\circ < \theta < 40^\circ)$  (unten). Es wurden dabei die Daten mit (rot) und ohne (grün) Potential aus Anhang A.3 verglichen. Für die Verläufe im unteren Diagramm ist eine Trennung der Daten mit und ohne Potential möglich.

## 4.2. Sensitivität des Pionen-Strahl-Experiments auf Potential-Effekte

Die Ergebnisse der direkten Untersuchung der GiBUU-Daten auf Potential-Effekte wurden in dieser Arbeit zusätzlich auf die Daten einer Full-Scale-Analyse übertragen (siehe Abschnitt 3.4.8). Auf diese Weise soll die Sensitivität des Pionen-Strahl-Experiments am HADES-Detektor untersucht werden. Weil für GiBUU-Simulationen mit KN-Potential nur Reaktionen für Kupfer verfügbar waren, wurde auch die Full-Scale-Analyse nur für Kupfer durchgeführt. Die beiden anderen Targets (W, C) wurden also nicht berücksichtigt, wodurch Effekte durch die Kontamination aus diesen Targets nicht untersucht werden konnten. Die Einstellungen und Analyseschritte entsprechen also - mit Ausnahme der Trennung der Events anhand der primären Vertices, die in diesem Fall entfällt - der in Kapitel 3.4 ausführlich erklärten Vorgehensweise.

**Akzeptanz- und Effizienzstudie** Anhand der Full-Scale-Analyse wurde zunächst die Akzeptanz des HADES-Detektorsystems und die Effizienz des Tracking-Algorithmus und der weiteren Analysen untersucht. In Abbildung 4.3 sind zweidimensionale Transversalimpuls-Rapidity-Spektren für  $K_S^0$  zu sehen: Die Grafik links beschreibt die Verteilung der Daten *vor* der Full-Scale-Analyse, dies entspricht den direkt analysierten Daten der GiBUU-Simulationen mit Potential. Die Grafik rechts stellt die selbe Verteilung *nach* der Full-Scale-Analyse dar. Dabei wurde der Transversalimpuls  $p_T$  der Kaonen gegen ihre Schwerpunktsrapidity  $y_{CM}$  aufgetragen. Auf der  $z$ -Achse (Farbe) ist der absolute Wirkungsquerschnitt (links) beziehungsweise die Anzahl an Events (rechts) zu sehen. Die Bilder sind also nur qualitativ vergleichbar.



**Abbildung 4.3.:** Akzeptanz des HADES-Detektorsystems anhand zweidimensionaler Transversalimpuls-Rapidity-Spektren für  $K_S^0$ . Zu sehen sind Transversalimpuls-Rapidity-Verteilungen für Daten vor (links) und nach (rechts) der Full-Scale-Analyse. Dabei wurde links auf den absoluten Wirkungsquerschnitt normiert, rechts ist dagegen die Anzahl an Events aufgetragen. Man sieht, dass sich durch die Akzeptanz des Detektorsystems das Maximum der Verteilungen (rote Bereiche) deutlich verschiebt und zudem ein gewisser Teil an Daten komplett verloren geht ( $y_{CM} < 0,5$  und  $1 \lesssim y_{CM}$ ).

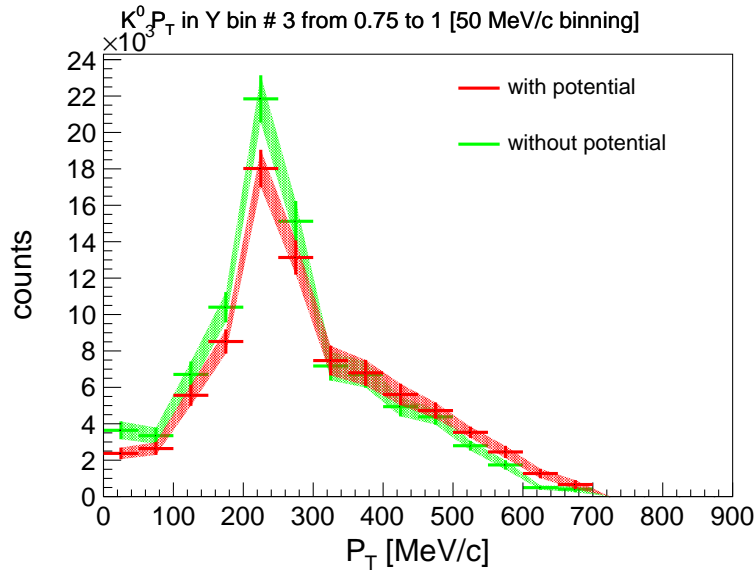
Man sieht zum einen, dass die Schwerpunktsrapidityen  $y_{CM} \lesssim 0,5$  und  $1 \lesssim y_{CM}$  nicht abgedeckt werden. Zudem ist die Akzeptanz und Effizienz für Transversalimpulse der Kaonen  $p_T \gtrsim 550 \text{ MeV}/c$  eingeschränkt; auch hier geht in einigen Bereichen das komplette Signal verloren. Zum anderen erkennt man beim Vergleich der Spektren vor und nach der Full-Scale-Analyse eine Verschiebung des Maximums (rote Bereiche). Das liegt daran, dass Kaonen aus dem Bereich des Phasenraums, in dem die meisten  $K_S^0$  produziert werden, nur mit einer relativ geringen Wahrscheinlichkeit eine Full-Scale-Analyse „überleben“. Von der Full-Scale-Analyse selektiert werden dabei eher  $K_S^0$  mit Transversalimpulsen im Bereich von  $200 \text{ MeV}/c - 300 \text{ MeV}/c$  und mit Schwerpunktsrapidityen im Bereich von  $0 - 0,6$ . Nichtsdestoweniger sieht man, dass der größte Produktionsbereich abgedeckt werden kann.

Die Akzeptanz und Effizienz kann - analog zu den  $p_T - y$  - Verteilungen - auch für  $p - \theta$  - Spektren überprüft werden (siehe Abbildung A.6 im Anhang). Es ergibt sich sowohl

ein Verlust des kompletten Signals bei großen Winkeln ( $\theta > 75^\circ$ ) sowie bei großen Kaon-Impulsen ( $p > 1200 \text{ MeV}/c$ ). Der Verlust der hoch-energetischen Kaonen kann mit dem  $dE/dx$  Cut erklärt werden, weil damit Teilchen mit hohen Impulsen nicht unterschieden und dadurch nicht zugeordnet werden können.

Grundsätzlich können mit der durchgeführten Full-Scale-Analyse rund 6,2% der  $K_S^0$  rekonstruiert werden, die restlichen 93,8% gehen durch die Akzeptanz des Detektors und die Effizienz des Tracking-Algorithmus und der weiteren Analysen verloren.

**Transversalimpuls-Spektren** Abbildung 4.4 zeigt die Transversalimpuls-Verteilung der  $K_S^0$  im Rapiditätsbereich  $0,75 < y < 1,00$  nach Anpassen der Ergebnisse an die Daten der Full-Scale-Analyse. Es wurden dabei die perturbativen Daten nach der Full-Scale-Analyse an die Real-mode-Daten angepasst (siehe Abschnitt 3.4.8): Die rote Kurve stellt die Anpassung an die Daten mit Potential dar, die grüne Kurve ergibt sich aus dem Übertragen der Ergebnisse ohne Potential.



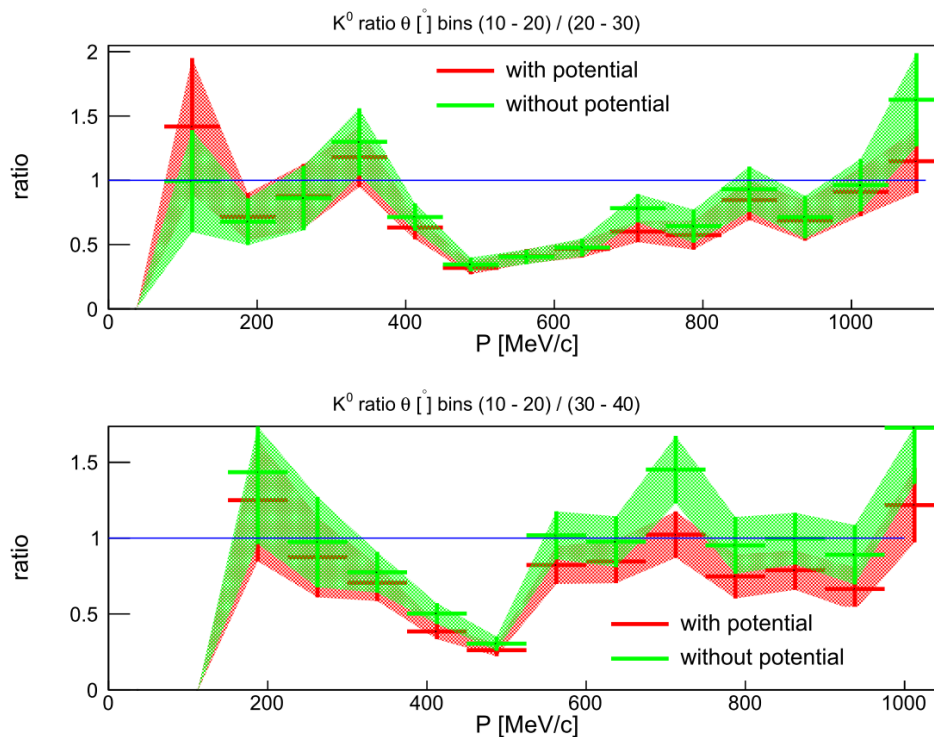
**Abbildung 4.4.:** Transversalimpuls-Verteilung der  $K_S^0$  im Rapiditätsbereich  $0,75 < y < 1,00$  nach der Full-Scale-Analyse. Zu sehen sind angepasste perturbative Daten. Es wurde zum einen an Real-mode-Daten mit (rot) und zum anderen ohne (grün) Potential angepasst. Die Unterdrückung der Transversalimpulse für Daten mit Potential ist noch gut zu erkennen, die erwartete Verschiebung hin zu größeren Transversalimpulsen ist nur noch zu erahnen.

Die Unterdrückung der Transversalimpulse bei niedrigen Kaon-Impulsen ist noch gut erkennbar, vergleicht man das Spektrum mit den Verläufen aus den Ergebnissen der direkten Analyse (nicht Full-Scale) in Abbildung 4.1. Die Verschiebung hin zu größeren Impulsen ist nur noch zu erahnen, die Fehlerbänder überschneiden sich in diesem Bereich über weite Bereiche. Im Allgemeinen sind die Effekte nach der Full-Scale-Analyse



im Vergleich zur direkten Auswertung nur noch schwach zu erkennen (siehe Anhang A.4 für eine Übersicht). So überschneiden sich die Kurven für Daten mit und ohne Potential in den meisten Fällen, außerdem springen die Verteilungen teilweise aufgrund instabiler Fits. Das liegt daran, dass innerhalb der Full-Scale-Analyse die  $K_S^0$  erst rekonstruiert werden müssen und bei der dafür notwendigen Kurvenanpassung an die Invariante-Masse-Diagramme Signalschwankungen und größere Unsicherheiten entstehen (Anhang A.7 zeigt exemplarisch einige der Invariante-Masse-Diagramme). Es ist deshalb festzuhalten, dass die Feststellung von Potential-Effekten in experimentellen Daten schwierig sein kann.

**Impulsspektren** Abbildung 4.5 zeigt - analog zu Abbildung 4.2 für direkt analysierte Daten - das Verhältnis der Impulsverteilungen der  $K_S^0$  aus Daten mit (rot) simuliertem KN-Potential und ohne (grün), übertragen auf die Full-Scale-Analyse. Dabei ist das Verhältnis der Verteilungen der Winkelbereiche ( $10^\circ < \theta < 20^\circ$ ) / ( $20^\circ < \theta < 30^\circ$ ) (oben) sowie der Bereiche ( $10^\circ < \theta < 20^\circ$ ) / ( $30^\circ < \theta < 40^\circ$ ) (unten) dargestellt (in Anhang A.5 ist eine Übersicht der Impulsspektren gezeigt).



**Abbildung 4.5.:** Verhältnis der Impulsverteilungen der  $K_S^0$  aus verschiedenen Winkelbereichen nach der Full-Scale-Analyse. Zu sehen ist das Verhältnis zwischen den Impulsverteilungen der Winkelbereiche ( $10^\circ < \theta < 20^\circ$ ) / ( $20^\circ < \theta < 30^\circ$ ) (oben) sowie der Bereiche ( $10^\circ < \theta < 20^\circ$ ) / ( $30^\circ < \theta < 40^\circ$ ) (unten). Es wurden dabei die Daten mit (rot) und ohne (grün) Potential aus Abbildung A.3 auf die Daten der Full-Scale-Analyse übertragen und verglichen.

Man erkennt, dass sich die Verläufe im oberen Teil der Abbildung über den gesamten Impulsbereich innerhalb ihrer Unsicherheiten überschneiden. Somit kann mit dieser Darstellung keine Aussage über Potential-Effekte in experimentellen Daten getroffen werden. Auch im unteren Teil der Abbildung unterscheiden sich die Verläufe außerhalb der Fehlerbänder nicht ausreichend, um experimentelle Daten einem der beiden Verläufe zuzuordnen zu können.

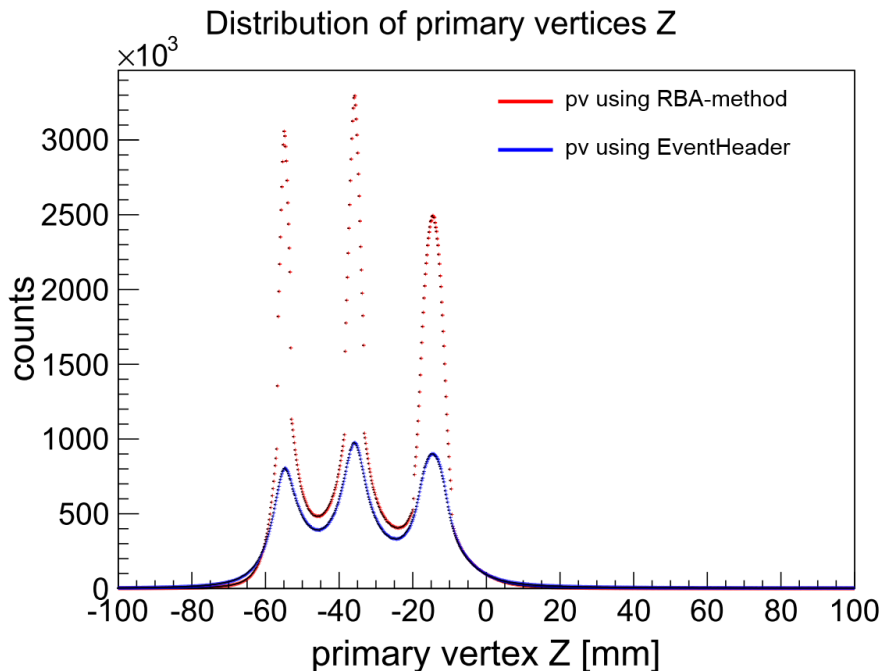
### 4.3. Effizienz der Verwendung von drei Targets

Im Folgenden wird die Effizienz der zeitgleichen Verwendung von drei Targets (W, Cu, C) für das Pionen-Strahl-Experiment mit dem HADES-Detektor diskutiert. Dafür wurden  $\pi^- + A$ -Reaktionen (mit  $A = W, Cu, C$ ) bei einem mittleren Impuls der Pionen von  $p = 1,75 \text{ GeV}/c$  mit GiBUU simuliert. Die weiteren Schritte der Full-Scale-Analyse entsprechen der in Kapitel 3.4 ausführlich erklärten Vorgehensweise.

Entscheidend für die Untersuchung der Daten auf jegliche Effekte im Medium ist die korrekte Zuordnung der unterschiedlichen Events zu dem entsprechenden Targetmaterial. Aus diesem Grund wird im Folgenden zunächst auf den Vergleich der beiden Berechnungsmethoden der primären Vertices eingegangen, die ausschlaggebend für diese Zuordnung der Events ist. Im Anschluss werden dann die Ergebnisse für die pro Tag rekonstruierbaren Kaonen im HADES-Detektor präsentiert, je nach verwendeter Berechnungsmethode. Zuletzt wird dann auf die Kontamination eingegangen, die angibt, wie viele Events dem falschen Targetmaterial zugeordnet wurden.

**Vergleich der Berechnungsmethoden für die primären Vertices** Die in Abschnitt 3.4.3 vorgestellten Methoden zur Berechnung der primären Vertices waren zum einen der EventHeader von HYDRA2 und zum anderen die neu entwickelte RBA-Methode, die die Vertices anhand der realen Strahlachse bestimmt. In Abbildung 4.6 wird die Verteilung der primären Vertices in Strahlrichtung ( $z$ -Achse) für beide Rechnungen gezeigt. Man erkennt für sowohl die blaue (EventHeader), als auch für die rote (RBA-Methode) Verteilung drei Maxima an den Positionen der drei Targets. Die Verteilung für die RBA-Methode hat dabei deutlich höhere und im Verhältnis schmalere Peaks, als die des EventHeaders. Dies spricht für eine starke Verbesserung der Berechnung der primären Vertices. Zudem kann man dadurch beim Schnitt auf die primären Vertices eine deutlich kleinere Kontamination erwarten.

Des Weiteren erkennt man in Abbildung 4.6 beim Vergleich der Integrale der beiden Kurven, dass die Fläche unter der blauen Kurve deutlich geringer als die unter der roten Kurve ist. Das liegt daran, dass die Berechnung der primären Vertices mit der EventHeader-Methode in vielen Fällen fehlgeschlagen ist und damit diese Events aussortiert wurden. Die Verringerung solcher Fehlberechnungen macht die neue Berechnung anhand der RBA-Methode effizienter, da mehr Events in der weiteren Analyse verwendet werden können.



**Abbildung 4.6.:** Vergleich der Berechnungen der primären Vertices. Aufgetragen ist die Anzahl an Events gegen die Position der primären Vertices auf der  $z$ -Achse (Richtung der Strahlachse). Der Graph vergleicht die beiden Methoden zur Berechnung der Vertices mittels EventHeader (blau) und der RBA-Methode (rot), die die reale Strahlachse verwendet. Die höheren und relativ schmalere Peaks der roten Verteilung weisen auf eine erhöhte Effizienz hin.

**Messbare Statistik für Kaonen** In Abschnitt 3.4.7 wird erläutert, wie aus den Massendiagrammen für  $K^+$  und  $K^-$ , sowie den Invariante-Masse-Spektren der  $\pi^+\pi^-$ -Paare für die  $K_S^0$ , anhand der integrierten Fit-Kurven die Anzahl an rekonstruierbaren Kaonen extrahiert wird. Zudem wird die Berechnung der pro Tag zu erwarteten Teilchen-Raten erklärt. Tabelle 4.1 fasst die Ergebnisse dieser Berechnungen für jedes der drei Targets (W, Cu, C) kompakt zusammen. Dabei wird neben der Teilchen-Sorte auch zwischen den beiden Methoden zur Berechnung der primären Vertices (PV) unterschieden: dem EventHeader und der neu entwickelten RBA-Methode. Hier ist anzumerken, dass die Zahlen die Kontamination durch Reaktionen in benachbarten Targets beinhalten und zudem alle Zahlen gerundet wurden. Die Quantifizierung der Kontamination wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die Ergebnisse zeigen, dass aus dem Kohlenstoff-Target die meisten  $K_S^0$  rekonstruiert und aus dem Kupfer-Target die meisten  $K^+$  identifiziert werden können. Zudem liegen für alle Targets die Werte für rekonstruierbare  $K^+$  in der Größenordnung der rekonstruierbaren  $K_S^0$ , wohingegen die Anzahl an  $K^-$  deutlich geringer ist. Vergleicht man die beiden Methoden zur Berechnung der primären Vertices, so kann mit der RBA-Methode für alle Werte ein Signalanstieg verzeichnet werden. Dies kann man auf die verringerte Anzahl an Fehlberechnungen zurückführen.

Target	Kaonen	PV: EventHeader		PV: RBA-Methode	
		# rekonstruiert $\times 10^3$	# pro Tag $\times 10^3$	# rekonstruiert $\times 10^3$	# pro Tag $\times 10^3$
W	$K_S^0$	69,7	493,4	70,9	501,9
	$K^+$	59,6	421,3	105,5	746,3
	$K^-$	2,8	20,1	4,6	32,5
Cu	$K_S^0$	116,1	821,5	127,4	901,2
	$K^+$	85,0	601,2	180,1	1274,1
	$K^-$	7,1	50,1	7,2	50,7
C	$K_S^0$	152,7	1080,1	155,4	1099,2
	$K^+$	91,4	646,7	155,8	1102,4
	$K^-$	6,6	46,9	9,6	67,9

**Tabelle 4.1.:** Ergebnisse für die Statistik der rekonstruierbaren Kaonen. Zu sehen ist die Anzahl (#) der rekonstruierbaren Kaonen für  $K_S^0$ ,  $K^+$  und  $K^-$ , sowie die daraus folgende Anzahl an rekonstruierbaren Kaonen pro Tag für jedes der drei Targets (W, Cu, C). Zudem wurde zwischen den beiden Methoden zur Berechnung der primären Vertices (PV) unterschieden: EventHeader und RBA-Methode. Hier ist anzumerken, dass die Zahlen die Kontamination durch Reaktionen in benachbarten Targets beinhalten und außerdem gerundet wurde.

**Kontamination** Entscheidend für die Effizienz der Verwendung von drei Targets sind die Werte für die Kontamination, die die relative Anzahl an falsch zugeordneten Events angibt. Die Werte in Tabelle 4.2 stellen die Kontamination für die beiden Berechnungsmethoden für die primären Vertices dar (EventHeader und RBA-Methode). Dabei wird für jedes Target  $i$  zwischen abgeschätzter Kontamination  $K_i$  (aus den Fit-Kurven bestimmt) und der realen Kontamination  $K_i^{\text{real}}$ , die die tatsächlichen Werte für jedes Target angibt, unterschieden (siehe Abschnitt 3.4.5).

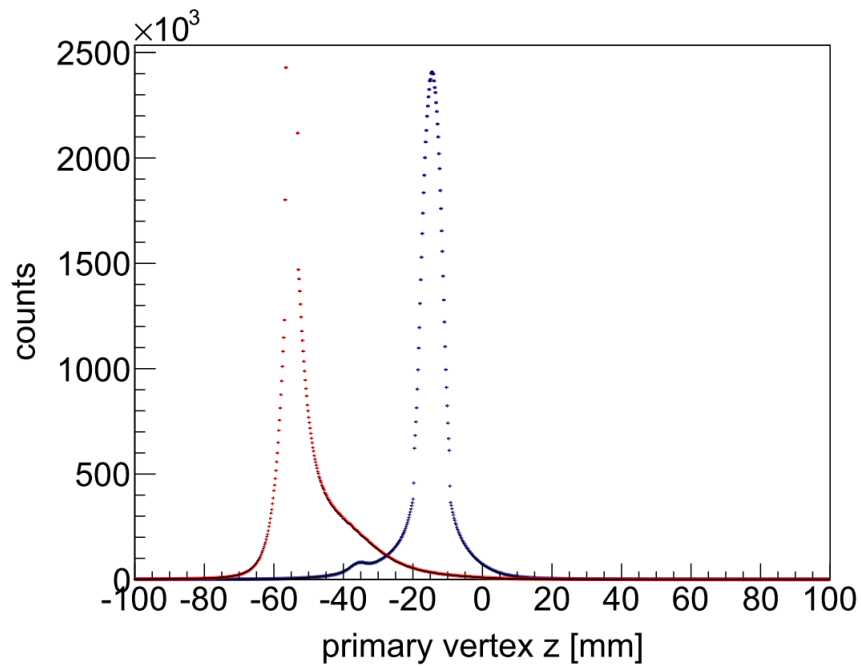
Deutlich erkennbar ist dabei die Verbesserung der realen Kontamination durch die neue Berechnung der primären Vertices anhand der RBA-Methode für jede Teilchen-Art ( $K_S^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ) sowie für jedes Targetmaterial (W, Cu, C). Die Unterschiede betragen dabei für Wolfram ungefähr 5%, für Kohlenstoff teilweise knapp 10% und für Kupfer je nach Teilchen-Art von 3% bis 10%. Vergleicht man die abgeschätzte Kontamination  $K_i$  mit der realen  $K_i^{\text{real}}$ , so sind diese nur für das Wolfram Target annähernd gleich. Für die beiden anderen Targets ist die reale Kontamination erkennbar größer, als die anhand der Fit-Kurve abgeschätzte Kontamination.

**Zusammenfassung** Trotz dieser deutlichen Verbesserung der Kontamination liegt diese vor allem im mittleren Target (Cu) noch bei teilweise 20%. Für eine saubere Trennung der Events nach Targetmaterial und daraus folgenden physikalischen Folgerungen ist dieser Anteil an Falschidentifizierungen zu hoch. Es wäre jedoch denkbar, die Zahl der gleichzeitig bestrahlten Targets von drei auf zwei zu reduzieren. Bei einer Anordnung dieser zwei Targets an den beiden äußeren Positionen (von Wolfram und Kohlenstoff)

Target	Kaonen	PV: EventHeader		PV: RBA-Methode	
		$K_i$ (Fit)	$K_i^{\text{real}}$	$K_i$ (Fit)	$K_i^{\text{real}}$
W	$K_S^0$	8,1 %	6,7 %	3,1 %	1,3 %
	$K^+$		7,8 %		1,1 %
	$K^-$		6,7 %		0,8 %
Cu	$K_S^0$	7,8 %	26,6 %	0,3 %	16,4 %
	$K^+$		23,0 %		20,1 %
	$K^-$		16,7 %		9,8 %
C	$K_S^0$	3,3 %	14,4 %	1,6 %	5,8 %
	$K^+$		12,3 %		3,7 %
	$K^-$		6,7 %		2,0 %

**Tabelle 4.2.:** Ergebnisse für die Bestimmung der Kontamination. Zu sehen sind die Werte für die anhand der Fit-Kurven abgeschätzte Kontamination ( $K_i$  (Fit)) und für die reale Kontamination ( $K_i^{\text{real}}$ ) für jedes der drei Targets (W, Cu, C). Außerdem wurden die beiden Methoden zur Berechnung der primären Vertices (PV) gegenübergestellt: EventHeader und RBA-Methode. Die reale Kontamination konnte zusätzlich für die verschiedenen Teilchen-Sorten  $K_S^0$ ,  $K^+$  und  $K^-$  getrennt angegeben werden.

könnte die Kontamination auf einen minimalen Anteil reduziert werden. Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung der primären Vertices in  $z$ -Richtung, berechnet mit der neu entwickelten RBA-Methode. Dabei sind nur die Vertices von Wolfram (rot) und Kohlenstoff (blau) eingetragen. Man sieht, dass die Kontamination im Bereich der Maxima und damit im Schnittbereich für beide Verteilungen sehr gering ist.



**Abbildung 4.7.:** Verteilung der primären Vertices für zwei Targets. Zu sehen sind die Verteilungen der primären Vertices für die beiden äußeren Targets Wolfram (rot) und Kohlenstoff (blau) in Strahlrichtung ( $z$ -Achse). Die Vertices wurden mit der neu entwickelten RBA-Methode berechnet. Zu sehen sind zwei Peaks an den Positionen der Targets. Die Verteilungen reichen dabei jeweils nur sehr gering in den Bereich des benachbarten Maximums, so dass die Kontamination in diesen Bereichen sehr gering ist.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

**Potential-Effekte mit GiBUU-Simulationen** In dieser Arbeit wurden  $\pi^- + A$  - Reaktionen, die mit dem Transportmodell GiBUU berechnet wurden, auf Potential-Effekte untersucht. Dazu wurden Daten mit simuliertem Kaon-Nukleon-Potential mit Daten ohne Potential verglichen. Es wurde einerseits gezeigt, dass anhand einer doppelt-differenziellen Betrachtung kinematischer Spektren (Impuls-Winkel-Verteilungen sowie Transversalimpuls-Rapiditäts-Spektren) der  $K_S^0$  Potential-Effekte sichtbar sind. Man erkennt die erwartete Unterdrückung der Transversalimpulse bei kleinen Werten in einigen Rapiditätsbereichen und eine Verschiebung der Spektren mit simuliertem Potential hin zu größeren Werten. Andererseits konnte durch die Bildung der Verhältnisse kinematisch nahestehender Spektren und durch den Vergleich dieser Verhältnisse (mit und ohne Potential) eine Grundlage für die Zuordnung späterer experimenteller Daten gelegt werden.

Nichtsdestominder sind die beobachteten Effekte eher gering. Für eine bessere Erkennung solcher Effekte wären Simulationen mit mehr statistisch unabhängigen Daten erforderlich, um die Unsicherheiten zu verringern und damit Unterschiede in den Spektren deutlicher hervorzuheben. Zudem ist die Analyse von  $\pi + A$  - Reaktionen in Wolfram geplant, weil in größeren Kernen stärkere Effekte als im in dieser Arbeit behandelten Kupfer-Kern erwartet werden.

Des Weiteren ist es empfehlenswert, Simulationen bei einer geringeren kinematischen Energie des Pionen-Strahls zu untersuchen. In dieser Arbeit wurden  $\pi + A$  - Reaktionen bei einem mittleren Impuls der Pionen  $p = 1,75 \text{ GeV}/c$  betrachtet. Eine Verringerung der Energie der Strahl-Teilchen hätte zur Folge, dass man die Verschiebung der Impulsverteilungen hin zu größeren Impulsen deutlicher erkennen könnte. Bei zu hohen Energien werden diese Verteilungen nämlich durch den Boost des Teilchen-Strahls dominiert und erschweren somit die Erkennung solcher Effekte.

**Sensibilität des Pionen-Strahl-Experiments auf Potential-Effekte** Die gewonnenen Informationen bezüglich der direkten Untersuchung der GiBUU-Simulationen wurden in dieser Arbeit zusätzlich auf eine Full-Scale-Analyse übertragen. Dadurch wurde die Sensibilität des Pionen-Strahl-Experiments am HADES-Detektor auf die Potential-Effekte bestimmt. Die kinematischen Spektren der  $K_S^0$  konnten auf diese Weise vor und nach einer Full-Scale-Analyse betrachtet und verglichen werden. Die Effekte des Kaon-Nukleon-Potentials waren dabei nur noch sehr schwach und teilweise außerhalb der Unsicherheiten gar nicht mehr erkennbar. Dies lag vor allem an den instabilen Fits der Invariante-Masse-Diagramme der  $\pi^- \pi^+$  - Paare, die starke Signalschwankungen und große statistische Unsicherheiten verursacht haben. Aus diesem Grund wurden sogenannte Soft-cuts zur Identifikation der  $K_S^0$  angewendet, die vergleichsweise wenig Kaon-Kandidaten aussortieren. Damit konnten zwar sowohl das Signal, als auch der Untergrund erhöht werden und

damit die Fits der Massendiagramme stabilisiert werden, jedoch nicht ausreichend, um die Schwankungen vollständig zu reduzieren. Dieses Problem der instabilen Fits könnte man mit mehr statistisch unabhängigen Daten - sowohl für die perturbativen Simulationen für die Full-Scale-Analyse, als auch für die Real-mode-Daten mit Potential - zumindest teilweise verbessern.

Außerdem wurden anhand der Vergleiche der kinematischen Spektren die Akzeptanz des HADES-Detektors sowie die Effizienz des Tracking-Algorithmus in verschiedenen Winkelbereichen ( $\theta$ ), Rapiditätsbereichen ( $y$ ) sowie für den Bereich der Impuls Verteilungen ( $p$  und  $p_T$ ) bestimmt. Diese Ergebnisse können für eine Akzeptanz-Korrektur von experimentellen Daten genutzt werden. Die Akzeptanz der Analyse für Teilchen mit großem Impuls könnte zudem durch die Verwendung von Schnitten auf die Flugzeit (siehe Anhang A.3) erhöht werden, da in diesem Fall die hoch-energetischen Teilchen (Kaonen, Protonen, Pionen) besser unterschieden werden können. Da dies mit dem in dieser Analyse verwendeten Schnitt auf den Energieverlust nicht möglich war, wurden solche Teilchen nicht berücksichtigt.

**Verwendung von drei Targets** Des Weiteren wurde in dieser Arbeit die zeitgleiche Verwendung von drei Targets im HADES-Detektor diskutiert, um die Effizienz dieser Anordnung zu ermitteln. Dafür wurde eine Full-Scale-Analyse mit den drei Targetmaterialien Wolfram, Kupfer und Kohlenstoff durchgeführt. Entscheidend für die Effizienz dieser Methode ist die korrekte Trennung der detektierten Events je nach Targetmaterial. Dafür ist die Berechnung der primären Vertices ausschlaggebend, weil viele der Events durch diesen Vertex einem der drei Targets zugeordnet werden können. Um die Kontamination (die relative Anzahl an falschen Zuordnungen) möglichst gering zu halten, wurde eine neue Methode zur Berechnung der primären Vertices entwickelt (RBA-Methode). Diese Methode verwendet  $(x, y)$  - Positionsangaben aus den Pion-Trackern für die Berechnung der realen Strahlachse, anhand derer die Vertices bestimmt werden. Die Effizienz dieser Methode übertrifft die der Standard-Methode aus HYDRA2, dem EventHeader, in allen durchgeführten Analysen.

Anhand der Ergebnisse der Full-Scale-Analyse wurde die Anzahl an rekonstruierbaren Kaonen ( $K_S^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ) abgeschätzt und auf einen Tag hochgerechnet. Auch für eine Verbesserung dieser Werte könnten Schnitte auf die Flugzeit (siehe Anhang A.3) zur Teilchen-Identifikation genutzt werden. Dadurch könnte man hoch-energetische Teilchen (Kaonen, Protonen, Pionen) besser voneinander unterscheiden und somit in der Analyse berücksichtigen.

Zudem wurde die reale Kontamination für jedes der drei Targetmaterialien berechnet. Trotz der Verwendung der neuen, effizienteren Methode zur Berechnung der primären Vertices ist die Kontamination im mittleren Target (Cu) immer noch zu hoch, nämlich teilweise über 20%. Aus diesem Grund ist die gleichzeitige Verwendung von drei Targets unter diesen Umständen nicht empfehlenswert.

Das Softwarepaket RAVE<sup>1</sup>, das für das CMS Experiment am CERN entwickelt wurde, stellt eine Umgebung zur besseren Berechnung der primären Vertices dar. Dabei kann

<sup>1</sup>RAVE (Reconstruction in an Abstract, Versatile Environment), siehe <http://rave.hepforge.org/>.



das Programm durch verschiedene Gewichtungsalgorithmen sowohl primäre, als auch sekundäre Vertices erkennen und damit eine deutliche Verbesserung der Berechnung der primären Vertices erreichen [20]. Eine Implementierung dieser Software in die Full-Scale-Analyse wäre eine gute Möglichkeit, das Problem mit der hohen Kontamination zu lösen.

Eine andere Kompromisslösung wäre die zeitgleiche Verwendung von zwei Targets im HADES-Detektor, anstelle der geplanten drei. Anhand einer ersten Abschätzung konnte die Kontamination für die Anordnung der beiden Targets an den äußeren Positionen qualitativ beurteilt werden. Die Ergebnisse deuten eine sehr geringe Kontamination an, so dass weitere Simulationen zur Verwendung von zwei Targets für eine quantitative Abschätzung empfohlen werden.

# A. Anhang

## A.1. Multiple-Scattering

Der Ablenkungswinkel  $\theta_0$  für das Multiple-Scattering ist wie folgt gegeben [19]:

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0,038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (\text{A.1})$$

mit

$\beta \approx 1$ :	Geschwindigkeit der Pionen (Abschätzung)
$p \approx 1,75 \text{ GeV}/c$ :	Impuls der Pionen <sup>1</sup>
$z = 1$ :	Ladungszahl des Pion
$c$ :	Lichtgeschwindigkeit
$Z$ :	Ladungszahl des Targetmaterials (C)
$x$ :	Dicke des Targets
$X_0$ :	Radiation-length des Targetmaterials.

Aus diesem Ablenkungswinkel lässt sich zudem die Ablenkung in  $x$ - und  $y$ -Richtung  $\Delta_{xy}$ , bezogen auf die gesamte Länge des Targetbereichs  $L = 45 \text{ mm}$ , anhand

$$\Delta_{xy} = L \tan \theta_0 \quad (\text{A.2})$$

abschätzen.

Weil der Effekt des Multiple-Scattering für schwere Kerne am stärksten ist, dominiert das Wolfram-Target den Effekt in der verwendeten Anordnung (W, Cu, C). Aus diesem Grund wird die Abschätzung für Wolfram durchgeführt: Anhand  $Z_W = 74$ ,  $x_W = 2,4 \text{ mm}$  und  $X_{0W} = 6,76 \text{ g cm}^{-2}$  sowie der Dichte  $\rho_W = 19,3 \text{ g cm}^{-3}$  [19] für die Umrechnung der Radiation-length in Längeneinheiten ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} \theta_0 &= 0,36^\circ \\ \Delta_{xy} &= 0,29 \text{ mm} \end{aligned}$$

Der Vergleich der Ablenkung  $\Delta_{xy}$  mit der halben Breite des Pionenstrahls  $\sigma = 25 \text{ mm}$  ( $\sigma \gg \Delta_{xy}$ ) macht deutlich, dass der Effekt des Multiple-Scattering in dieser Arbeit vernachlässigt werden kann.

---

<sup>1</sup>Dieser Wert für den Impuls der Pionen wurde für die in dieser Arbeit analysierten Simulationen verwendet.

## A.2. Bethe-Bloch-Formel

Der Zusammenhang von Bethe und Bloch,

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (\text{A.3})$$

mit

- $\beta$  : der Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  $c$
- $z$  : der Ladungszahl des Teilchens
- $Z$  : der Ordnungszahl des Mediums
- $A$  : der Nukleonenzahl des Mediums
- $K$  : einer Zusammenfassung von Konstanten mit  $K/A = 0,307\,075 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$  für  $A = 1 \text{ g mol}^{-1}$
- $m_e$  : der Elektronenmasse
- $\gamma$  : dem Lorentzfaktor
- $I$  : der mittleren Anregungsenergie des Mediums
- $T_{\max}$  : der kinetischen Energie, die einem freien Elektron pro Kollision übertragen werden kann
- $\delta(\beta\gamma)$  : einem Korrekturfaktor für Dichte-Effekte,

gibt den Energieverlust  $dE$  pro einer Weglänge  $dx$  von relativistischen Teilchen mit  $0,1 \lesssim \gamma\beta \lesssim 1000$  in einem gewissen Medium, zum Beispiel einem Gas, an [19].

## A.3. Schnitt auf die Flugzeit (TOF-Cut)

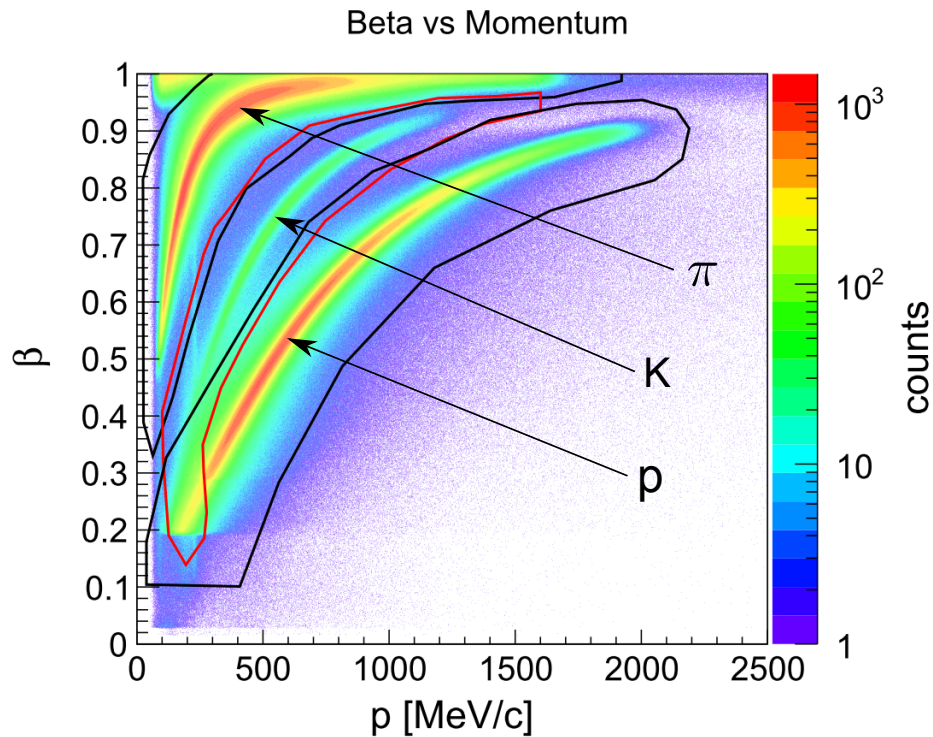
Eine andere Möglichkeit zur Identifizierung von Teilchen bietet der Schnitt auf die Flugzeit (Time-of-Flight). Dazu nutzt man die Informationen, die für eine Spur aus dem HADES-Detektor verfügbar sind: Sowohl die geometrische Länge der Spur, als auch die Flugzeit können mit dem Tracking-System rekonstruiert werden. Aus diesen beiden Größen kann man die Geschwindigkeit der Teilchen  $\beta$  in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit bestimmen. Kombiniert man  $\beta$  nun mit dem Impuls der Teilchen  $p$ , so kann man sich den relativistischen Zusammenhang der beiden Größen,

$$p = m \cdot \frac{\beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (\text{A.4})$$

zu Nutze machen. Trägt man die Geschwindigkeit  $\beta$  der Teilchen gegen ihren Impuls  $p$  auf, so ergeben sich von der Masse abhängige Kurven. Um diese Kurven, die wie beim Schnitt auf den Energieverlust pro Weglänge jeweils charakteristisch für eine Teilchen-Art sind, werden erneut grafische Schnitte gezeichnet. Innerhalb dieser Flächen liegende Spuren werden als das entsprechende Teilchen identifiziert.

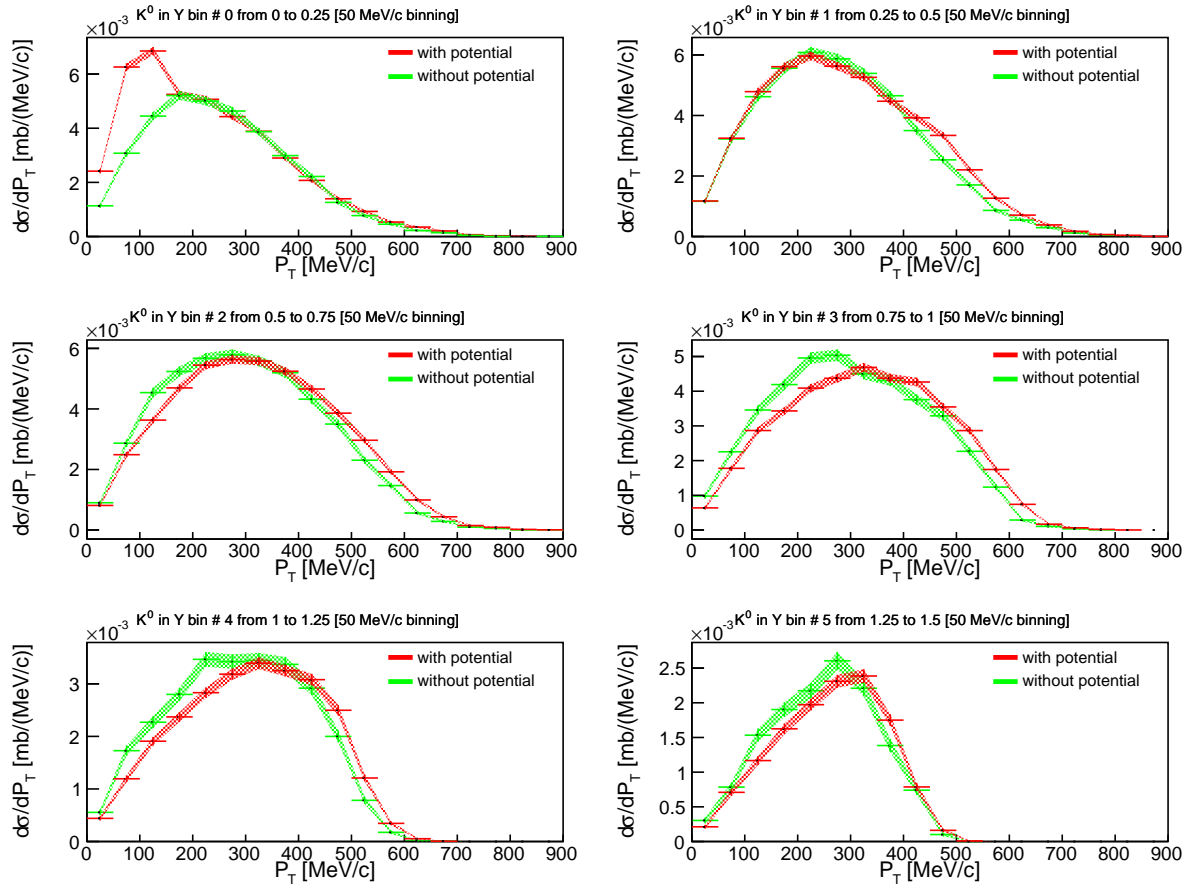
Abbildung A.1 zeigt die  $\beta - p$  - Verteilung und die eingezeichneten Schnittlinien um die Teilchen-Anhäufungen entsprechend Relation (A.4) für die komplette Statistik der

untersuchten Daten. Eingezeichnet sind Pionen, Kaonen und Protonen. Es wurde darauf geachtet, Überschneidungen größtenteils zu vermeiden, außer im Niederimpuls-Bereich, in dem das nicht möglich war. Zur besseren Abgrenzung der Teilchen-Anhäufungen wurden die Counts in  $z$ -Richtung logarithmisch aufgetragen.

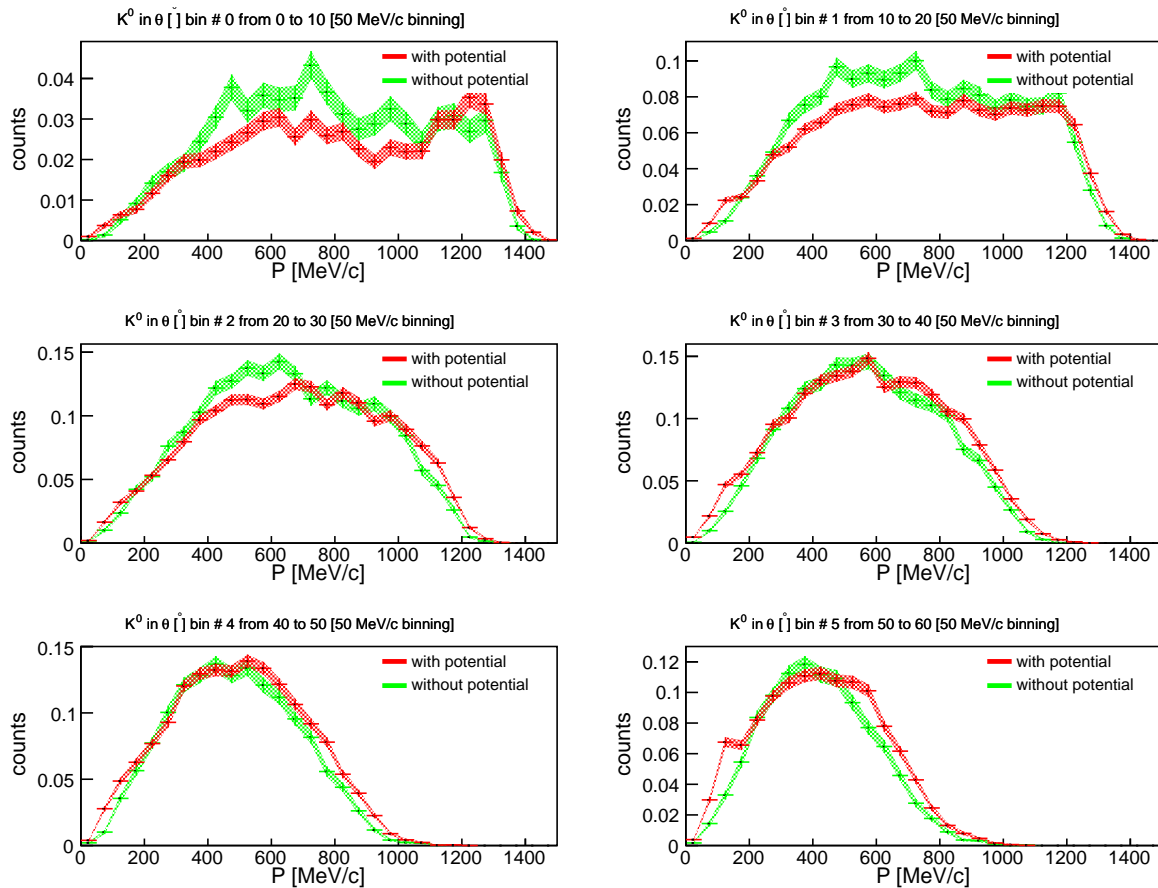


**Abbildung A.1.:** Schnitt auf die Flugzeit. Aufgetragen wurde der Impuls der Teilchen  $p$  gegen die Geschwindigkeit  $\beta$ , die aus der Flugzeit der Teilchen bestimmt wurde. Es ergeben sich entsprechend Zusammenhang (A.4) Teilchen-Anhäufungen, um welche die Schnittflächen (durchgezogene Linien) eingezeichnet wurden. Innerhalb der Schnittflächen wird eine Spur einer bestimmten Teilchen-Art zugeordnet. Die entsprechenden Teilchen sind gekennzeichnet: Pionen, Kaonen (rot) und Protonen. Zur besseren Abgrenzung wurden die Counts in  $z$ -Richtung logarithmisch aufgetragen.

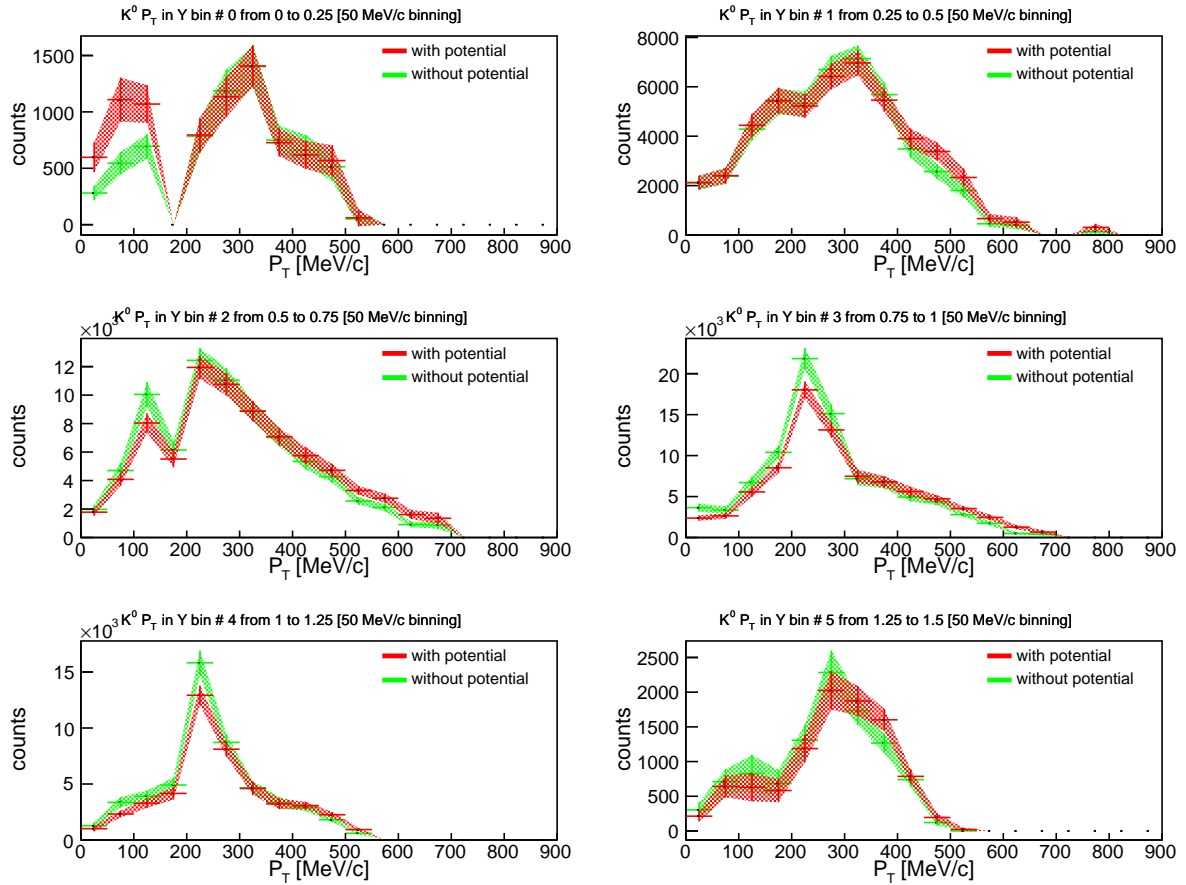
## A.4. Zusätzliche Diagramme



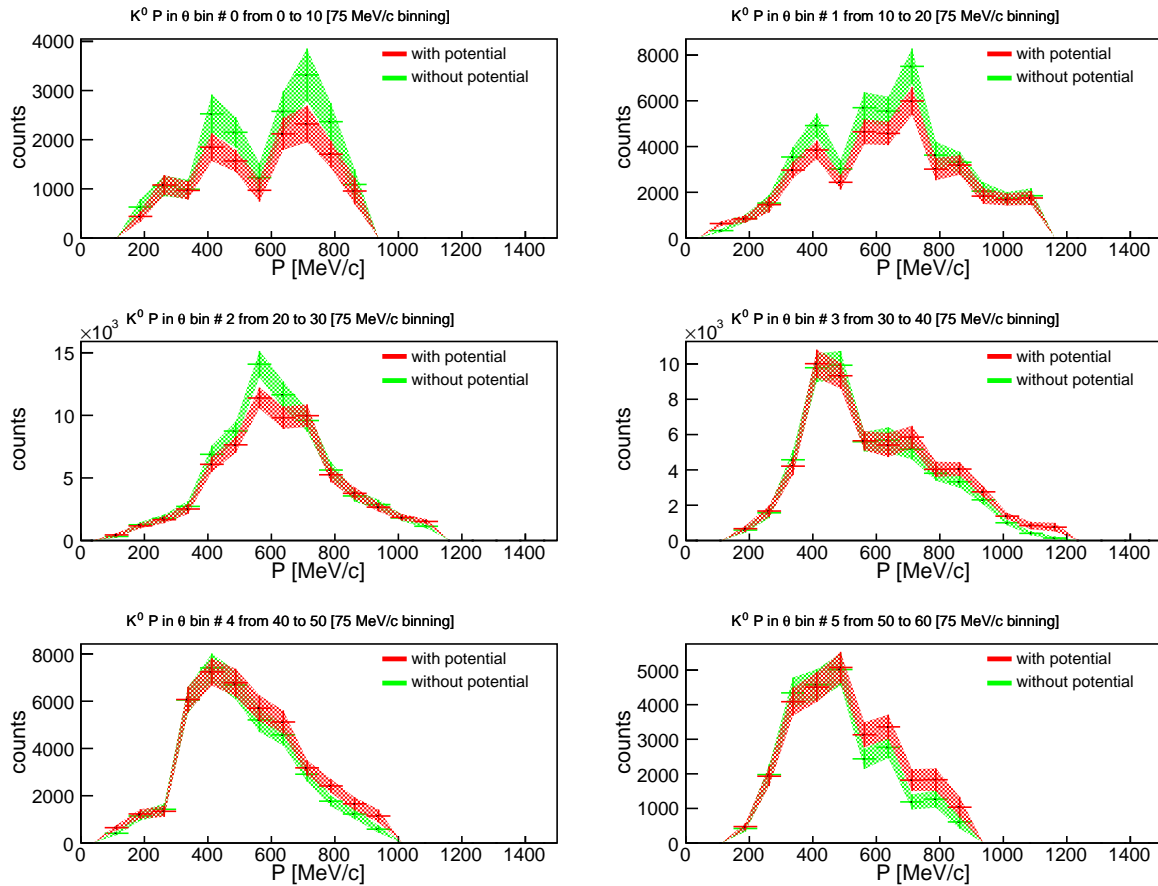
**Abbildung A.2.:** Transversalimpuls-Verteilungen der  $K_S^0$  in unterschiedlichen Rapiditätsbereichen. Die Verteilungen sind auf sechs verschiedene Rapiditätsbereiche innerhalb  $0 < y < 1,5$  und mit einer Schrittweite von  $\Delta y = 0,25$  aufgeteilt. Der jeweilige Rapiditätsbereich ist im Titel eingetragen. Zu sehen sind Real-mode-Daten mit (rot) und ohne (grün) Potential.



**Abbildung A.3.:** Impulsverteilungen der  $K_S^0$  in unterschiedlichen Winkelbereichen. Die Verteilungen sind auf sechs verschiedene Winkelbereiche innerhalb  $0^\circ < \theta < 60^\circ$  und mit einer Schrittweite von  $\Delta\theta = 10^\circ$  aufgeteilt. Der jeweilige Winkelbereich ist im Titel eingetragen. Zu sehen sind Real-mode-Daten mit (rot) und ohne (grün) Potential.

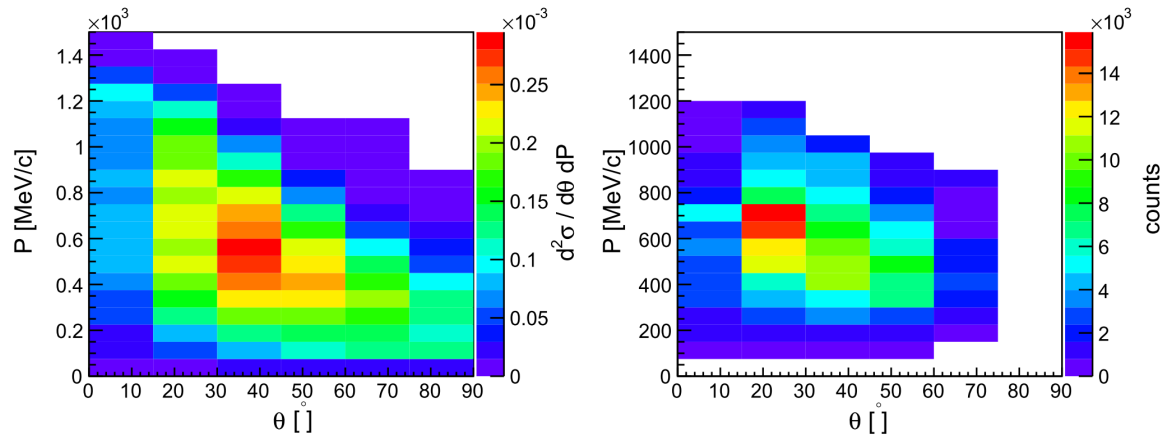


**Abbildung A.4.:** Transversalimpuls-Verteilungen der  $K_S^0$  in unterschiedlichen Rapiditätsbereichen nach der Full-Scale-Analyse. Die Verteilungen sind auf sechs verschiedene Rapiditätsbereiche innerhalb  $0 < y < 1,5$  und mit einer Schrittweite von  $\Delta y = 0,25$  aufgeteilt. Der jeweilige Rapiditätsbereich ist im Titel eingetragen. Zu sehen sind angepasste perturbative Daten. Diese wurden zum einen an Real-mode-Daten mit (rot) und zum anderen ohne (grün) Potential angepasst.

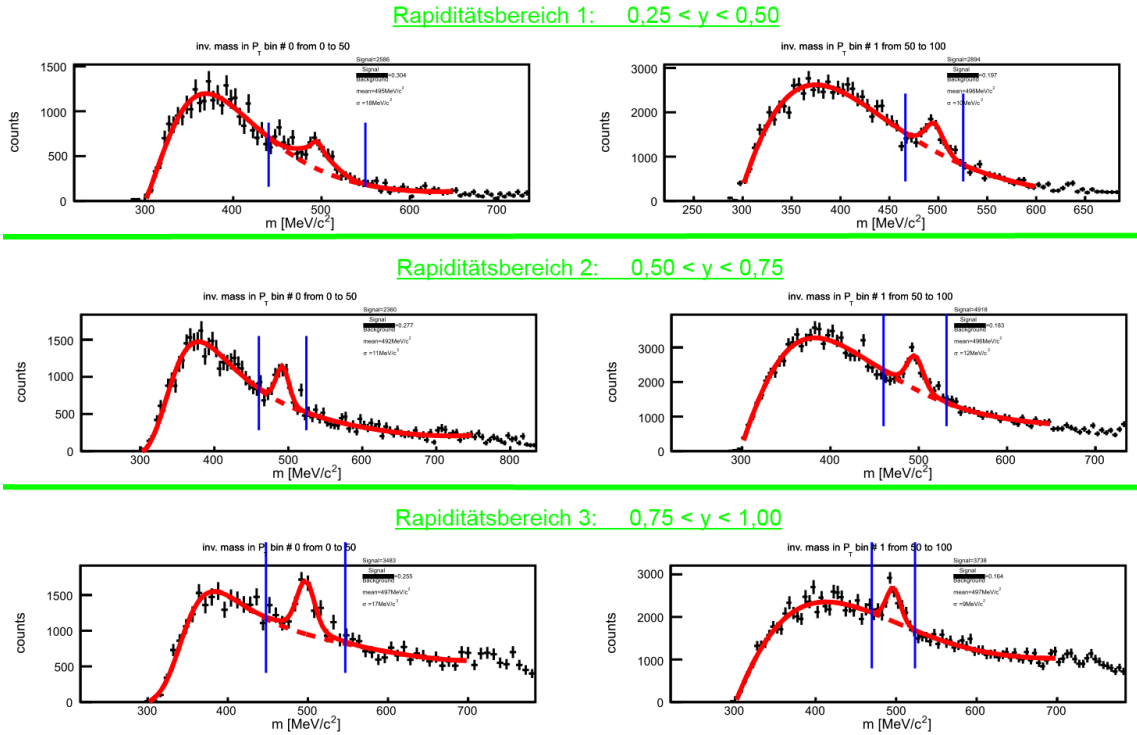


**Abbildung A.5.:** Impulsverteilungen der  $K_S^0$  in unterschiedlichen Winkelbereichen nach der Full-Scale-Analyse. Die Verteilungen sind auf sechs verschiedene Winkelbereiche innerhalb  $0^\circ < \theta < 60^\circ$  und mit einer Schrittweite von  $\Delta\theta = 10^\circ$  aufgeteilt. Der jeweilige Winkelbereich ist im Titel eingetragen. Zu sehen sind angepasste perturbative Daten. Diese wurden zum einen an Real-mode-Daten mit (rot) und zum anderen ohne (grün) Potential angepasst.

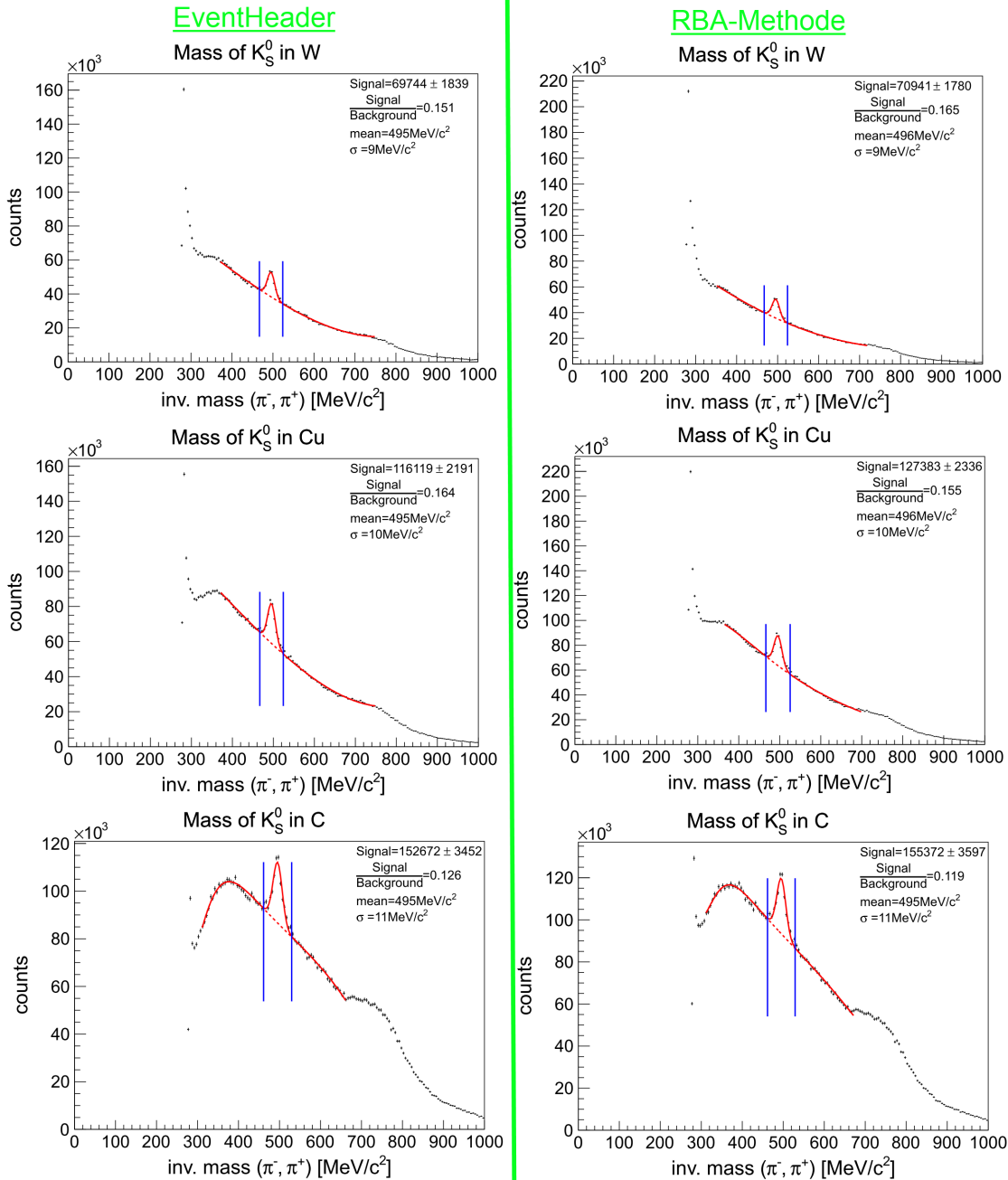




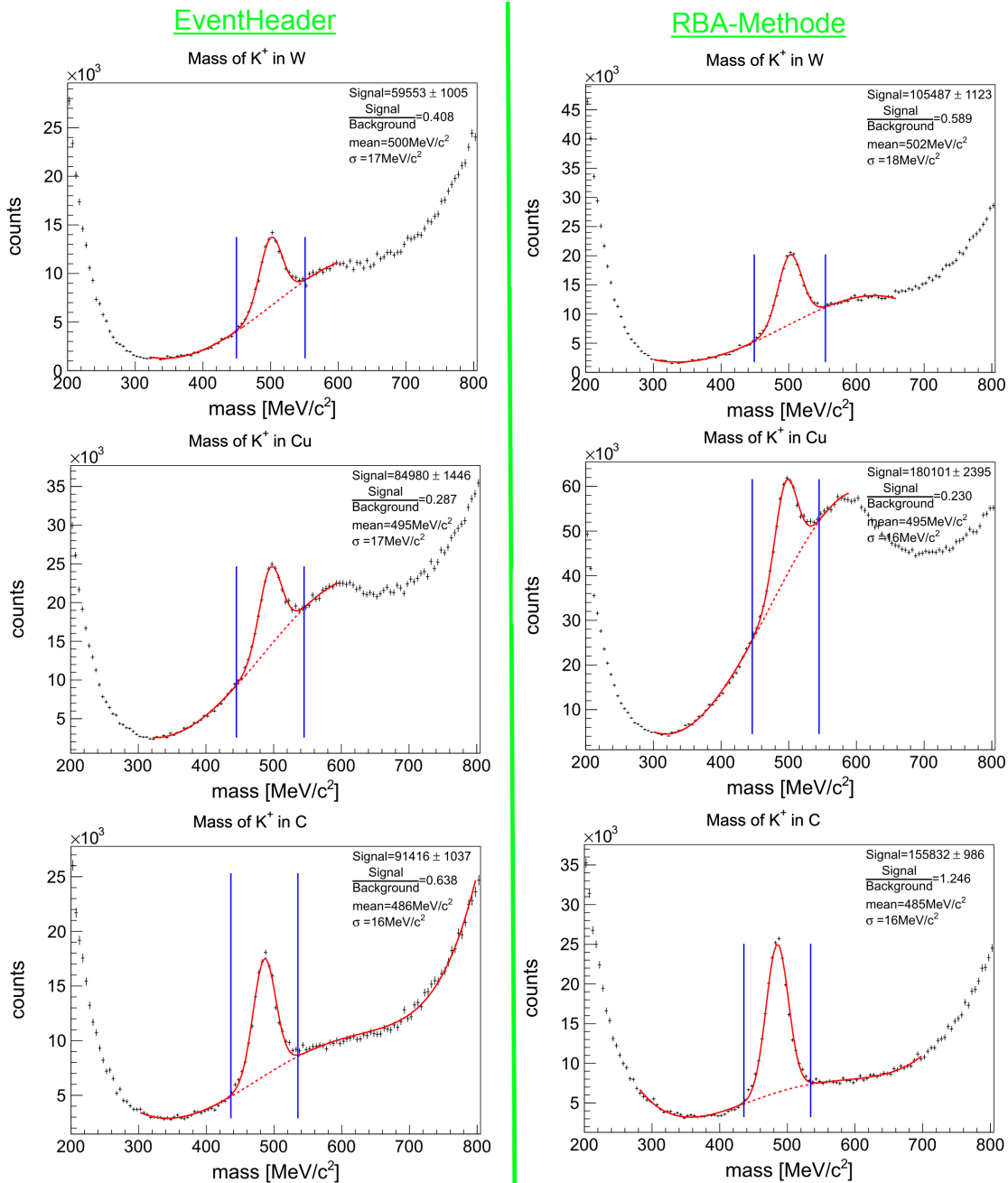
**Abbildung A.6.:** Akzeptanz des HADES-Detektorsystems anhand zweidimensionaler Impuls-Winkel-Spektren für  $K_S^0$ . Zu sehen sind Impuls-Winkel-Verteilungen für Daten vor (links) und nach (rechts) der Full-Scale-Analyse. Dabei wurde links auf den absoluten Wirkungsquerschnitt normiert, rechts ist dagegen die Anzahl an Events aufgetragen. Man sieht, dass sich durch die Akzeptanz des Detektorsystems das Maximum der Verteilungen (rote Bereiche) etwas zu kleineren Winkeln  $\theta$  verschiebt und zudem ein gewisser Teil an Daten komplett verloren geht ( $\theta > 75^\circ$  und  $p > 1200$  MeV/c).



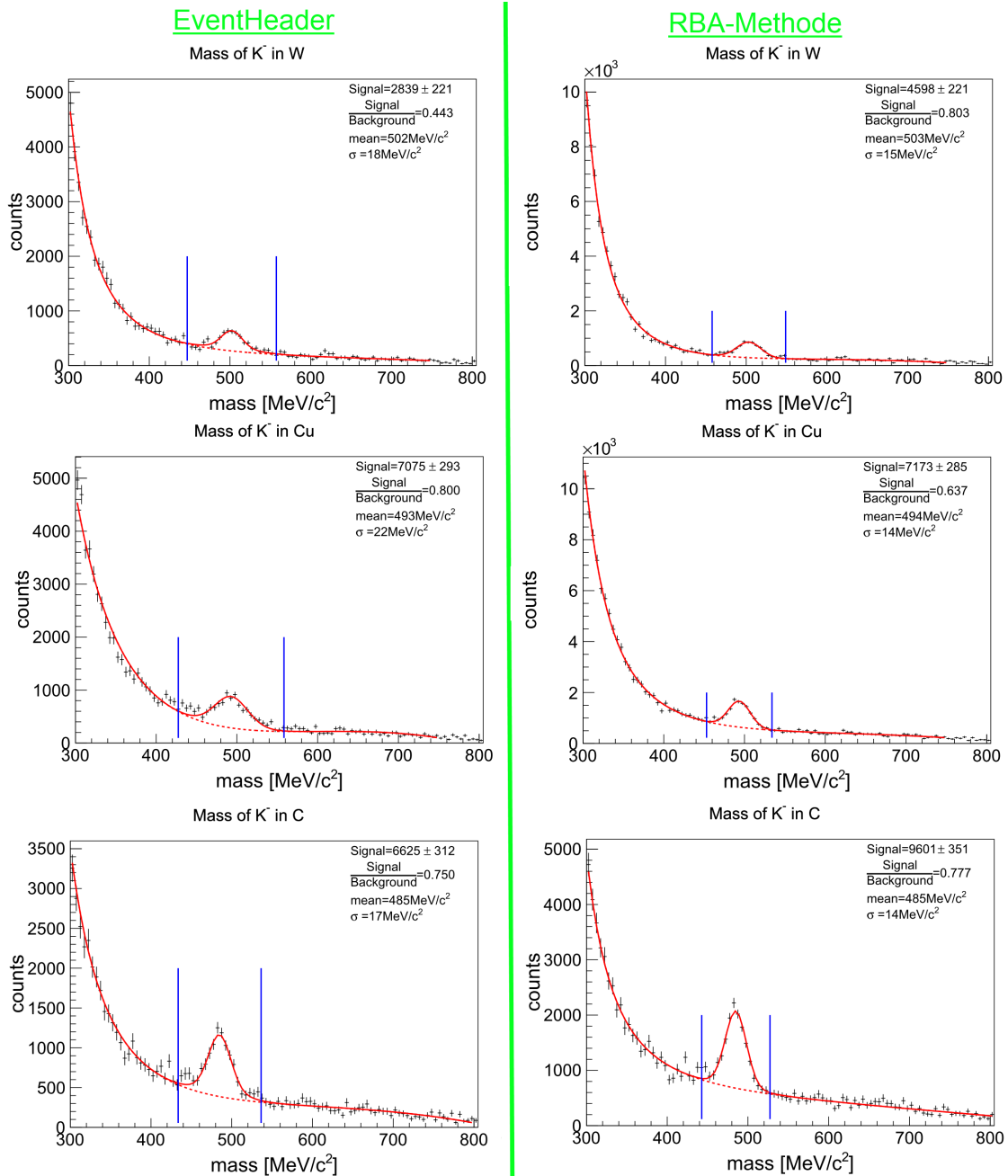
**Abbildung A.7.:** Invariante-Masse-Diagramme der  $\pi^-\pi^+$  - Paare für verschiedene Transversalimpuls- und Rapiditätsbereiche. Zu sehen sind die exemplarischen Verteilungen der invarianten Massen der  $\pi^-\pi^+$  - Paare der ersten beiden Transversalimpuls-Bereiche ( $0 < p < 50 \text{ MeV}/c$ , links und  $50 \text{ MeV}/c < p < 100 \text{ MeV}/c$ , rechts) sowie für drei verschiedene Rapiditätsbereiche (siehe grüne Kennzeichnung). Insgesamt wurden 108 solcher Spektren gefittet (6 Rapiditätsbereiche und 18 Transversalimpuls-Bereiche).



**Abbildung A.8.:** Invariante-Masse-Diagramme der  $\pi^- \pi^+$  - Paare. Zu sehen ist auf jedem Diagramm die Anzahl an Kaon-Kandidaten in Abhängigkeit von der invarianten Masse der beiden Pionen  $\pi^- \pi^+$ . Dabei wurde zwischen den Methoden zur Berechnung der primären Vertices unterschieden: EventHeader (links) und RBA-Methode (rechts). Außerdem sind die Diagramme für jedes der drei Targetmaterialien (W, Cu, C, siehe Kennzeichnung) untereinander angeordnet. Die Maxima entsprechen jeweils ungefähr der Ruhemasse des  $K_S^0$  ( $m_{K_S^0} = 497,6 \text{ MeV}/c^2$  [19]). Die rote Kurve entspricht zwei Fitfunktionen, eine für den Hintergrund (gestrichelt) und eine für die totale Anzahl an Teilchen (durchgezogen). Durch einen Schnitt um den Peak an den  $3\sigma$  Grenzen (blaue Linien) kann man die  $\pi^- \pi^+$  - Paare, die mit großer Wahrscheinlichkeit aus einem  $K_S^0$  - Zerfall stammen, selektieren.



**Abbildung A.9.:** Massendiagramme der  $K^+$ . Zu sehen sind die Verteilungen der Massen aller positiven Teilchen. Dabei wurde zwischen den Methoden zur Berechnung der primären Vertices unterschieden: EventHeader (links) und RBA-Methode (rechts). Außerdem sind die Diagramme für jedes der drei Targetmaterialien (W, Cu, C, siehe Kennzeichnung) untereinander angeordnet. Die Maxima entsprechen jeweils ungefähr der Ruhemasse des  $K^+$  ( $m_{K^+} = 493,7 \text{ MeV}/c^2$  [19]). Die rote Kurve entspricht zwei Fitfunktionen, eine für den Hintergrund (gestrichelt) und eine für die totale Anzahl an Teilchen (durchgezogen). Durch einen Schnitt um den Peak an den 3- $\sigma$  Grenzen (blaue Linien) kann man die Teilchen, die mit großer Wahrscheinlichkeit  $K^+$  entsprechen, selektieren.



**Abbildung A.10.:** Massendiagramme der  $K^-$ . Zu sehen sind die Verteilungen der Massen aller negativen Teilchen. Dabei wurde zwischen den Methoden zur Berechnung der primären Vertices unterschieden: EventHeader (links) und RBA-Methode (rechts). Außerdem sind die Diagramme für jedes der drei Targetmaterialien (W, Cu, C, siehe Kennzeichnung) untereinander angeordnet. Die Maxima entsprechen jeweils ungefähr der Ruhemasse des  $K^-$  ( $m_{K^-} = 493,7 \text{ MeV}/c^2$  [19]). Die rote Kurve entspricht zwei Fitfunktionen, eine für den Hintergrund (gestrichelt) und eine für die totale Anzahl an Teilchen (durchgezogen). Durch einen Schnitt um den Peak an den  $3\sigma$  Grenzen (blaue Linien) kann man die Teilchen, die mit großer Wahrscheinlichkeit  $K^-$  entsprechen, selektieren.

# Literaturverzeichnis

- [1] F. Weber. Strange Quark Matter and Compact Stars. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, **54**: 193–288, 2005. arXiv:astro-ph/0407155.
- [2] M. L. Benabderrahmane et al. Measurement of the In-Medium  $K^0$  Inclusive Cross Section in  $\pi^-$ -Induced Reactions at 1.15 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 182501, 2009.
- [3] M. Büscher et al. Inclusive  $K^+$  -meson production in proton-nucleus interactions. *Eur. Phys. J. A*, **22**, 301-317, 2004.
- [4] G. Agakichiev et al. In-medium effects on  $K^0$  mesons in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, **82**, 044907, 2010.
- [5] K. Lapidus. Interactions between strange and plain matter, . *Vortrag am 10.07.2013 (Excellence Cluster Colloquium, Excellence Cluster Universe, TU München)*.
- [6] X. Y. Lai. State of matter for quark stars, 2009. arXiv:0912.0054.
- [7] G. Agakichiev et al. The high-acceptance dielectron spectrometer HADES. *Eur. Phys. J. A*, **41**, 243-277, 2009.
- [8] J. Michel et al. The upgraded hades trigger and data acquisition system. *Journal of Instrumentation*, **6**(12):C12056, 2011.
- [9] E. Epple et al. A secondary Pion Beam for the HADES Experiment. Veröffentlichung in Arbeit, 2013.
- [10] T. Hennino. Test of an Hydrogen liquid target , . *Vortrag (PAC Tandem 14-15 Feb. 2013)*.
- [11] T. Hennino. The HADES II beam line: an update. HADES Collaboration Meeting XXVI, Prag, Tschechien, 27-31 Mai 2013, .
- [12] W. König. Start detector for pion beams. HADES Collaboration Meeting XXVI, Prag, Tschechien, 27-31 Mai 2013.
- [13] O. Buss et al. Transport-theoretical description of nuclear reactions. *Physics Reports*, **512**, 1-2:1–124, 2012.
- [14] A. Larionov. Kaon production in nucleus- and pion-induced reactions on nuclei within the BUU model. *Vortrag am 18.12.2012 (Workshop „Exp. Data vs Transport Models“, München)*.

- [15] A. B. Larionov and U. Mosel. Kaon production and propagation at intermediate relativistic energies. *Phys. Rev. C*, **72**, 014901, 2005.
- [16] V. Prassa et al. In-medium effects on particle production in heavy ion collisions. *Nuclear Physics A*, **789**, 311-333, 2007.
- [17] K. Lapidus. Production of  $K^0$ 's off cold nuclear matter. HADES Collaboration Meeting XXVI, Prag, Tschechien, 27-31 Mai 2013, .
- [18] S. Agostinelli et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **506**(3):250–303, 2003.
- [19] J. Beringer et al. (Particle Data Group). Particle Physics Booklet, Juli 2012.
- [20] W. Waltenberger. RAVE - a detector-independent toolkit to reconstruct vertices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **58**(2):434–444, 2011.

# Danksagung

Ich möchte mich gerne bei den vielen netten Menschen, die mir beim Schreiben dieser Arbeit geholfen haben, bedanken. Dazu gehören natürlich in erster Linie alle Mitglieder der Kaon-Cluster-Gruppe um Prof. Dr. Laura Fabbietti, die mich während meiner Arbeit immer unterstützt und sehr gefördert hat. Besonderer Dank gebührt außerdem meiner Betreuerin Chii, die einer Unmenge an Fragen von mir ausgesetzt war und mir immer helfen konnte und die zudem meine Arbeit exzellent Korrektur gelesen hat. Zudem möchte ich mich bei Kirill bedanken, der mir trotz seiner Elternzeit bei einigen sehr wichtigen Problemen weitergeholfen hat. Mein Dank gilt außerdem allen anderen Leuten aus der Gruppe, da ich mit meinen Fragen wirklich zu jedem gehen konnte und dabei stets eine hilfreiche Antwort bekommen habe. Auch meinen Bachelor-Kollegen möchte ich für die vielen konstruktiven Gespräche und Tipps während der letzten Zeit danken.

Nicht vergessen möchte ich in dieser Danksagung natürlich alle meine Freunde und Studiums-Kollegen, die mich sowohl moralisch, als auch durch Kommentare und Hinweise zu meiner Arbeit unterstützt haben. Besonderer Dank geht dabei sowohl an Stefan, der immer einen guten Ratschlag für mich hatte, als auch an Martin und Chris, die mit mir oft bis spät in die Nacht im Lernraum geschuftet haben.

Zu guter Letzt möchte ich mich für die großartige Unterstützung meiner Freundin Lotti bedanken, die während der letzten Zeit sehr wenig von mir hatte und dabei trotzdem immer hinter mir stand. Vielen Dank.