

# **Untersuchung zur Produktion von geladenen und neutralen Kaonen in Au+Au bei 1.23A GeV mit HADES**

Katharina Gill

Institut für Kernphysik

Goethe-Universität Frankfurt

Fachbereich Physik

06. Juni 2013

Gutachter: Prof. Dr. Joachim Stroth

Zweitgutachter: Jun.-Prof. Dr. Tetyana Galatyuk



## Zusammenfassung

Im April und Mai 2012 wurden mit dem HADES-Detektor am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt  $7.3 \cdot 10^9$  Au+Au-Kollisionen bei einer kinetischen Stahlergie von  $E_{kin} = 1.23$  GeV pro Nukleon aufgezeichnet. Die Analyse dieser Arbeit konzentriert sich auf die Rekonstruktion der leichtesten Strangeness enthaltenden Mesonen  $K^+$ ,  $K^-$  und  $K_S^0$ . Aufgrund ihrer Produktion weit unterhalb der Schwellenenergie in Nukleon-Nukleon-Kollisionen sind Strangeness enthaltende Teilchen eine sensible Probe für den Zustand der Kernmaterie unter extremen Bedingungen.

Das Produktionsverhältnis von  $K^0/K^+$  bei isospinasymmetrischen, relativistischen Schwerionenkollisionen wurde als vielversprechende Probe für den Symmetrieterm der Zustandsgleichung von Kernmaterie vorgeschlagen. Das Verhalten der Symmetrieenergie unter hoher Dichte ist gegenwärtig weitgehend unbestimmt. Mit dem HADES-Detektor lässt sich das  $K^0/K^+$ -Verhältnis nun in einem hohen Dichtebereich bestimmen. Zusätzlich lassen sich aus den Produktionsraten der verschiedenen Kaonen Informationen über deren Produktionsmechanismen und Propagation im hochdichten Medium gewinnen.

Für die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurde die gesamte Statistik der in April und Mai 2012 aufgenommenen Daten analysiert. Die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  werden anhand von Auswahlkriterien auf die Qualität der Spurrekonstruktion, ihre Energieverlustverteilung in den Vieldrahtdriftkammern und ihren berechneten Impuls identifiziert. Damit konnten in der gesamten Statistik  $3.6 \cdot 10^6$  positiv und  $1.1 \cdot 10^4$  negativ geladene Kaonen rekonstruiert werden. Im Detektorbereich kleiner Polarwinkel ( $18^\circ - 45^\circ$ , Resistive Plate Chamber-Wand) liegt das Signal der  $K^+$  bei einer Masse von  $M = (488.8 \pm 0.7)$  MeV/c<sup>2</sup> mit einer Breite von  $\sigma = (17.4 \pm 2.2)$  MeV/c<sup>2</sup>. Im Bereich großer Polarwinkel des Detektors ( $44^\circ - 85^\circ$ , Time of Flight-Wand) liegt die Masse der  $K^+$  bei  $M = (501.6 \pm 0.5)$  MeV/c<sup>2</sup> mit einer Breite von  $\sigma = (28.7 \pm 1.6)$  MeV/c<sup>2</sup>. Die negativ geladenen  $K^-$  konnten bislang nur im Detektorbereich kleiner Polarwinkel identifiziert werden. Die Breite des  $K^-$ -Signals liegt bei  $\sigma = (14.8 \pm 0.8)$  MeV/c<sup>2</sup>.

Die neutral geladenen Kaonen werden anhand ihrer Zerfallsprodukte  $\pi^+$  und  $\pi^-$  rekonstruiert, indem die invariante Masse der Zerfallsteilchen berechnet wird. Die geladenen Pionen werden anhand der Spurqualitätsparameter und ihrer Geschwindigkeit im Impulsspektrum ausgewählt. Um den Untergrund in dem  $K_S^0$ -Signalbereich zu reduzieren wurden topologische Auswahlbedingungen an die Zerfalls- und Produktionsvertices gestellt. Dadurch wurden  $7.1 \cdot 10^4$   $K_S^0$  mit einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 16.5 identifiziert. Das Signal liegt bei einer Masse von  $M = (493.2 \pm 0.4)$  MeV/c<sup>2</sup> und einer Breite von  $\sigma = (10.8 \pm 1.0)$  MeV/c<sup>2</sup>.

Die mit den Simulationspaketen UrQMD und GEANT analog zu den experimentellen Daten erstellten Simulationsdatensätze wurden mit einer identischen Analyse untersucht. Mit Hilfe dieser wurden die identifizierten Kaonen auf die Akzeptanz des Detektors sowie die Effizienz

von Detektor, Spurrekonstruktion und Auswahlkriterien korrigiert. Damit ergaben sich Produktionsraten der Kaonen pro Reaktion von  $(1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$  für  $K^+$ ,  $(4.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$  für  $K^-$  und  $(7.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$  für  $K_S^0$ . Die vorläufigen  $K^0/K^+$ - und  $K^-/K^+$ -Produktionsverhältnisse liegen entsprechend bei  $0.94 \pm 0.30$  und  $(2.82 \pm 1.29) \cdot 10^{-2}$ , was in der Größenordnung der erwarteten Verhältnisse liegt, die von statistischen Hadronisierungsmodellen und mikroskopischen Transportmodellen vorhergesagt werden. Bislang können jedoch keine Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen gezogen werden, da einige Punkte der Analyse wie beispielshalber endgültige Detektorkalibrierungen, Spurrekonstruktionen und eine exaktere Beschreibung der Detektoreffizienz durch die Simulation in zukünftigen Arbeiten weiter verfeinert werden müssen.

# Abstract

In April and May 2012,  $7.3 \cdot 10^9$  Au+Au collisions at a kinetic beam energy of  $E_{kin} = 1.23$  GeV per nucleon have been recorded by the HADES detector, installed at the Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) at Darmstadt, Germany. Based on this experiment, this thesis focuses on the reconstruction of lightest strangeness containing mesons, such as  $K^+$ ,  $K^-$  and  $K^0$ . Due to their production far below the threshold energy in nucleon-nucleon collisions, particles carrying strangeness have turned out to be very valuable messengers for the state of nuclear matter under extreme conditions.

The  $K^0/K^+$  production ratio in isospin asymmetric relativistic heavy-ion collisions has been suggested as a promising observable for the symmetry energy term of the nuclear equation of state. However, the high density behavior of the symmetry energy is at present largely unconstrained. Measurements of the  $K^0/K^+$  ratio in the high density region are now possible with the HADES detector. In addition, the production rates of the different kaons provide information about their production mechanism and propagation in the baryon dominated matter.

The results, presented in this thesis, are derived from an analysis of the total statistics of the April and May 2012 measuring campaign. The charged kaons are identified via cuts on their quality of the track reconstruction, their energy loss in multi-wire drift chambers distribution and their reconstructed momentum. In the analysis of the statistics a total of  $3.6 \cdot 10^6$  positively charged kaons and  $1.1 \cdot 10^4$  negatively charged kaons were reconstructed. For small polar angles of the detector ( $18^\circ - 45^\circ$ , Resistive Plate Chamber wall), the signal of  $K^+$  has been found to be at a mass of  $M = (488.8 \pm 0.7)$  MeV/c<sup>2</sup> with a width of  $\sigma = (17.4 \pm 2.2)$  MeV/c<sup>2</sup>. At large polar angles ( $44^\circ - 85^\circ$ , Time of Flight wall) a mass of  $M = (501.6 \pm 0.5)$  MeV/c<sup>2</sup> with a width of  $\sigma = (28.7 \pm 1.6)$  MeV/c<sup>2</sup> was identified. Up to now, the negatively charged kaons could only be identified at small polar angles of the detector. The width of the  $K^-$  signal was determined to be  $\sigma = (14.8 \pm 0.8)$  MeV/c<sup>2</sup>.

The neutrally charged kaons were reconstructed via their decay products  $\pi^+$  and  $\pi^-$  by using the invariant mass method. The charged pions were selected by applying cuts on their track reconstruction quality as well as the velocity in the momentum spectrum. For background rejection in the  $K_S^0$  signal region, topological cuts on the decay and production vertices were used. The combinatorial background is described by an exponential or polynomial function. Within this analysis,  $7.1 \cdot 10^4$   $K_S^0$ -mesons have been reconstructed with a signal-to-background ratio of 16.5, with a mass peak at  $M = (493.2 \pm 0.4)$  MeV/c<sup>2</sup> and a width of  $\sigma = (10.8 \pm 1.0)$  MeV/c<sup>2</sup>.

Using the UrQMD and GEANT simulation packages with an equivalently composed dataset tested by the same analysis strategy, the identified kaons could be corrected for the detector acceptance as well as the detector, cut and reconstruction efficiencies. Therefore, the production rates of kaons per heavy-ion collision resulted in  $(1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$  for  $K^+$ ,  $(4.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$

for  $K^-$  and  $(7.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$  for  $K_S^0$ . The preliminary  $K^0/K^+$  and  $K^-/K^+$  particle ratios were found to be  $0.94 \pm 0.30$  and  $(2.82 \pm 1.29) \cdot 10^{-2}$ , correspondingly, and lie in the order of the expected values as predicted by the statistical hadronization model and the microscopic transport model. Final conclusions, however, can only be drawn when further improvements will be realized in the future, such as final detector calibration, track reconstruction and an improved description of detector performance in the simulation.

# Inhaltsverzeichnis

|   |            |
|---|------------|
| <b>Inhaltsverzeichnis</b>                                   | <b>vii</b> |
| <b>Abbildungsverzeichnis</b>                                | <b>ix</b>  |
| <b>1 Einleitung und Motivation</b>                          | <b>1</b>   |
| 1.1 Thermodynamische Beschreibung von Kernmaterie . . . . . | 3          |
| 1.1.1 Phasendiagramm hadronischer Materie . . . . .         | 4          |
| 1.1.2 Zustandsgleichung von Kernmaterie . . . . .           | 5          |
| 1.1.3 Statistische Teilchenproduktion . . . . .             | 9          |
| 1.2 Schwerionenkollisionen . . . . .                        | 10         |
| 1.2.1 Observablen . . . . .                                 | 12         |
| 1.3 Teilchenproduktion . . . . .                            | 13         |
| 1.3.1 Kaonen . . . . .                                      | 13         |
| 1.3.2 Produktion von Seltsamkeit . . . . .                  | 14         |
| 1.4 Vorangegangene Experimente . . . . .                    | 16         |
| 1.4.1 KaoS . . . . .  | 16         |
| 1.4.2 FOPI . . . . .  | 16         |
| 1.4.3 HADES . . . . .                                       | 18         |
| 1.5 Zielsetzung der Arbeit . . . . .                        | 19         |
| <b>2 HADES-Detektor</b>                                     | <b>21</b>  |
| 2.1 Physikalische Zielsetzung . . . . .                     | 22         |
| 2.2 Detektorsubsysteme . . . . .                            | 22         |
| 2.2.1 Magnetspektrometer . . . . .                          | 23         |
| 2.2.2 Flugzeitdetektoren . . . . .                          | 25         |
| 2.2.3 Leptonendetektoren . . . . .                          | 27         |
| 2.2.4 Forward Wall . . . . .                                | 27         |
| 2.3 Target . . . . .  | 27         |
| 2.4 Datenauslese und Trigger . . . . .                      | 28         |
| <b>3 Datenanalyse der Au+Au-Strahlzeit</b>                  | <b>29</b>  |
| 3.1 Datenkalibrierung . . . . .                             | 31         |
| 3.1.1 Spurrekonstruktion . . . . .                          | 32         |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 3.1.2    | Impulsbestimmung . . . . .  | 32        |
| 3.1.3    | Spurselektion . . . . .   | 34        |
| 3.2      | Teilchenidentifizierung . . . . .                                     | 35        |
| 3.2.1    | Identifizierung anhand Impuls und Flugzeit . . . . .                  | 35        |
| 3.2.2    | Identifizierung anhand Energieverlust in MDC . . . . .                | 37        |
| 3.2.3    | Rekonstruktion von neutralen Teilchen . . . . .                       | 39        |
| 3.3      | Simulation zu Au+Au-Kollisionen mit UrQMD . . . . .                   | 39        |
| <b>4</b> | <b>Kaon-Analyse</b>   | <b>41</b> |
| 4.1      | Geladene Kaonen . . . . .   | 41        |
| 4.1.1    | Teilchenidentifikation . . . . .                                      | 41        |
| 4.1.2    | Berechnung der Signale . . . . .                                      | 50        |
| 4.1.3    | Vergleich von Simulation und Daten . . . . .                          | 52        |
| 4.1.4    | Multiplizitäten . . . . .   | 57        |
| 4.2      | Neutrale Kaonen . . . . .   | 59        |
| 4.2.1    | Identifizierung von Pionen . . . . .                                  | 59        |
| 4.2.2    | Invariante Masse . . . . .  | 62        |
| 4.2.3    | Auswahlkriterien der Zerfallstopologie . . . . .                      | 63        |
| 4.2.4    | Berechnung der Signale . . . . .                                      | 67        |
| 4.2.5    | Vergleich von Simulation und Daten . . . . .                          | 70        |
| 4.2.6    | Multiplizitäten . . . . .   | 72        |
| 4.3      | Systematische Untersuchungen . . . . .                                | 74        |
| 4.3.1    | Verbesserungen im Tracking . . . . .                                  | 74        |
| 4.3.2    | Zentralitätsabhängigkeiten . . . . .                                  | 77        |
| 4.3.3    | Vergleich der Datengenerationen . . . . .                             | 81        |
| 4.3.4    | Weitergehende Untersuchung des Signals der neutralen Kaonen . . . . . | 82        |
| <b>5</b> | <b>Ergebnisse und Diskussion</b>                                      | <b>85</b> |
| 5.1      | Teilchenproduktionsraten . . . . .                                    | 85        |
| 5.2      | Teilchenverhältnisse . . . . .  | 86        |
| 5.3      | Ausblick . . . . .  | 88        |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>91</b> |

# Abbildungsverzeichnis

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Elementarteilchen des Standardmodells . . . . .   | 3  |
| 1.2 | Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie . . . . .   | 4  |
| 1.3 | Innere Energie pro Nukleon als Funktion der Kompression der Kernmaterie . . . . .                   | 6  |
| 1.4 | Symmetrieenergie in Abhängigkeit der relativen Dichte der Kernmaterie . . . . .                     | 7  |
| 1.5 | Abhängigkeit des $K^0/K^+$ -Verhältnisses von der Strahlenergie . . . . .                           | 9  |
| 1.6 | Chemische Ausfrierpunkte verschiedener Experimente im Phasendiagramm . . . . .                      | 10 |
| 1.7 | Simulation der drei Phasen einer Schwerionenkollision . . . . .                                     | 11 |
| 1.8 | Produktionsratenverhältnis $(K^+/K^0)_{Ru}/(K^+/K^0)_{Zr}$ bei FOPI . . . . .                       | 17 |
| 1.9 | Multiplizitäten verschiedener in Ar+KCl rekonstruierter Teilchen bei HADES . . . . .                | 19 |
| 2.1 | HADES-Detektor mit auseinandergezogenen Detektorsubsystemen . . . . .                               | 21 |
| 2.2 | Schematische Ansicht des HADES-Detektors . . . . .  | 22 |
| 2.3 | Querschnitt durch einen Sektor im Bereich der MDCs . . . . .  | 24 |
| 2.4 | Anordnung der Drahtlagen in einem Sektor einer Driftkammer . . . . .                                | 25 |
| 2.5 | Seitliche Ansicht des RPC-Detektors . . . . .   | 26 |
| 2.6 | 15-fach segmentiertes Gold-Target . . . . .   | 28 |
| 3.1 | Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision mit den beteiligten Nukleonen . . . . .         | 29 |
| 3.2 | Simulation mit UrQMD zur Abhängigkeit des Stoßparameters vom gewählten Trigger . . . . .            | 30 |
| 3.3 | Projektionsverfahren des Cluster Finders . . . . .  | 32 |
| 3.4 | Schematische Darstellung der Impulsbestimmung . . . . .   | 34 |
| 3.5 | Geschwindigkeits-Impuls-Verteilung in dem RPC-Flugzeitdetektor . . . . .                            | 36 |
| 3.6 | Energieverlust pro Wegstrecke für Myonen in Kupfer . . . . .  | 38 |
| 3.7 | Energieverlust in den Vieldrahtdriftkammern . . . . .   | 38 |
| 3.8 | Erwartete Hadronen Multiplizitäten anhand einer UrQMD-Simulation . . . . .                          | 40 |
| 3.9 | Totaler Produktionswirkungsquerschnitt geladener Kaonen in Abhängigkeit der Strahlenergie . . . . . | 40 |
| 4.1 | Schnitte auf Parameter der Spurqualität . . . . .   | 42 |
| 4.2 | Reaktionsvertex in x-z Ebene und als Projektion auf die z-Ebene . . . . .                           | 43 |
| 4.3 | Massenspektrum nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition . . . . .               | 44 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.4  | Energieverlust in den MDCs in Abhängigkeit des Impulses in den Daten . . . . .  | 45 |
| 4.5  | Energieverlust in den MDCs in Abhängigkeit des Impulses in der Simulation . . .   | 45 |
| 4.6  | Anpassung von Landau-Funktionen an von der Energieverlustposition abhängige Pionenverteilungen . . . . .  | 46 |
| 4.7  | Energieverlustschnitt in den MDCs für geladene Kaonen . . . . .   | 46 |
| 4.8  | Massenspektrum nach Schnitten auf Spurparameter, Reaktionsvertexposition und Energieverlust in MDC . . . . .  | 47 |
| 4.9  | Massenspektrum nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition, Impuls und Energieverlust in den MDCs, in RPC . . . . .  | 48 |
| 4.10 | Massenspektrum nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition, Impuls und Energieverlust in den MDCs, in TOF . . . . .  | 49 |
| 4.11 | Vergleich des finalen $K^+$ -Peaks in RPC und TOF . . . . .   | 49 |
| 4.12 | Finaler $K^-$ -Peak in RPC . . . . .  | 50 |
| 4.13 | Fit des finalen Peaks und Untergrundes der $K^+$ in RPC . . . . .   | 51 |
| 4.14 | Fit des finalen Peaks und Untergrundes der $K^+$ in TOF . . . . .   | 51 |
| 4.15 | Fit des finalen Peaks und Untergrundes der $K^-$ in RPC . . . . .   | 51 |
| 4.16 | Vergleich des Massenspektrums für Simulation und Daten nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition, Impuls und Energieverlust in den MDCs in RPC . . . . . | 53 |
| 4.17 | Vergleich des Massenspektrums für Simulation und Daten nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition, Impuls und Energieverlust in den MDCs in TOF . . . . . | 53 |
| 4.18 | Vergleich des Kaonsignals für Simulation und Daten nach Schnitten auf Spurparameter, Reaktionsvertexposition, Impuls und Energieverlust in den MDCs in RPC . . . . .        | 54 |
| 4.19 | Vergleich des Kaonsignals für Simulation und Daten nach Schnitten auf Spurparameter, Reaktionsvertexposition, Impuls und Energieverlust in den MDCs in TOF . . . . .        | 54 |
| 4.20 | Energieverlust in den MDCs in Abhängigkeit des Impulses in den Daten . . . . .  | 55 |
| 4.21 | Flugzeitspektrum der Daten und Simulation in RPC . . . . .  | 55 |
| 4.22 | Flugzeitspektrum der Daten und Simulation in TOF . . . . .  | 56 |
| 4.23 | Vergleich der Spurqualitätsparameter von Daten und Simulation . . . . .   | 56 |
| 4.24 | Flugzeitspektrum mit Schnitten in einer $2.5\sigma$ -Umgebung um die theoretische Funktion im RPC-Detektor . . . . .  | 60 |
| 4.25 | Flugzeitspektrum mit Schnitten in einer $2.5\sigma$ -Umgebung um die theoretische Funktion im TOF-Detektor . . . . .  | 60 |
| 4.26 | Spurqualitätsparameter mit verwendeten Auswahlbedingungen für geladene Pionen . . . . .   | 60 |
| 4.27 | Impulsverteilung der negativ und positiv geladenen Pionen vor und nach den Identifizierungsschnitten . . . . .  | 61 |
| 4.28 | Massenspektrum der negativ und positiv geladenen Pionen vor und nach den Identifizierungsschnitten . . . . .  | 62 |
| 4.29 | Invariantes Massenspektrum der $\pi^+\pi^-$ -Paare . . . . .  | 63 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.30 | Zerfallstopologie des $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ Zerfalls . . . . .  | 63 |
| 4.31 | Abstand des Zerfallsvertex zum Reaktionsvertex mit Auswahlparametern . . . . .  | 65 |
| 4.32 | Abstand der Pionspuren zum Reaktionsvertex mit Auswahlparametern . . . . .  | 65 |
| 4.33 | Abstand der $K_S^0$ -Spur zum Reaktionsvertex und Abstand der beiden Pionspuren<br>zueinander, jeweils mit Auswahlparametern . . . . .                        | 66 |
| 4.34 | Öffnungswinkel der Pionspuren und Polarwinkel der rekonstruierten $K_S^0$ -Spur, je-<br>weils mit Auswahlparametern . . . . .                                 | 66 |
| 4.35 | Invariantes Massenspektrum vor und nach den Zerfallstopologiebedingungen . . . . .  | 67 |
| 4.36 | Invariantes Massenspektrum mit verschiedenen Werten für die Zerfallsvertexbe-<br>dingung DistX . . . . .  | 68 |
| 4.37 | Invariantes Massenspektrum mit verschiedenen Werten für die Zerfallsvertexbe-<br>dingung DistA,B . . . . .  | 68 |
| 4.38 | Invariantes Massenspektrum mit verschiedenen Werten für die Zerfallsvertexbe-<br>dingung TrackDist . . . . .  | 69 |
| 4.39 | Invariantes Massenspektrum der $\pi^+ \pi^-$ -Paare mit größtem S/B-Wert mit Fit des<br>Peaks und des Untergrundes . . . . .                                  | 69 |
| 4.40 | Invariantes Massenspektrum der $\pi^+ \pi^-$ -Paare mit höchster Signifikanz mit Fit<br>des Peaks und des Untergrundes . . . . .                              | 70 |
| 4.41 | Invariantes Massenspektrum für Simulation und Daten im Vergleich mit weit<br>gefassten Auswahlbedingungen . . . . .   | 71 |
| 4.42 | Invariantes Massenspektrum für Simulation mit und ohne Abfrage der Teilche-<br>nidentifikation und Daten im Vergleich, für weite Auswahlbedingungen . . . . . | 71 |
| 4.43 | Invariantes Massenspektrum für Simulation mit und ohne Abfrage der Teilche-<br>nidentifikation und Daten im Vergleich, für enge Auswahlbedingungen . . . . .  | 72 |
| 4.44 | x-Position des Reaktionsvertex abhängig vom verwendeten Fitverfahren . . . . .  | 74 |
| 4.45 | y-Position des Reaktionsvertex abhängig vom verwendeten Fitverfahren . . . . .  | 74 |
| 4.46 | Z-Position des Reaktionsvertex abhängig vom verwendeten Fitverfahren . . . . .  | 75 |
| 4.47 | Abstand zwischen Reaktionsvertex und Zerfallsvertex in Abhängigkeit der Si-<br>mulationsgeneration . . . . .  | 76 |
| 4.48 | Abstand zwischen Reaktionsvertex und Zerfallsvertex in Abhängigkeit der Da-<br>tengeneration . . . . .  | 76 |
| 4.49 | Minimaler Abstand zwischen der Spur des Tochterteilchens und des Reaktions-<br>vertex in Abhängigkeit der Simulationsgeneration . . . . .                     | 76 |
| 4.50 | Minimaler Abstand zwischen der Spur des Tochterteilchens und des Reaktions-<br>vertex in Abhängigkeit der Datengeneration . . . . .                           | 76 |
| 4.51 | Z-Position des Reaktionsvertex in Abhängigkeit von der Zentralität der Kollision . . . . .  | 77 |
| 4.52 | Invariantes Massenspektrum der $K_S^0$ für periphere Kollisionen . . . . .  | 78 |
| 4.53 | Invariantes Massenspektrum der $K_S^0$ für Kollisionen mittlerer Zentralität . . . . .  | 78 |
| 4.54 | Invariantes Massenspektrum der $K_S^0$ für zentrale Kollisionen . . . . .   | 78 |
| 4.55 | Massenspektrum der $K^+$ für periphere Kollisionen . . . . .  | 79 |
| 4.56 | Massenspektrum der $K^+$ für Kollisionen mittlerer Zentralität . . . . .  | 79 |
| 4.57 | Massenspektrum der $K^+$ für zentrale Kollisionen . . . . .   | 79 |
| 4.58 | Massenspektrum der $K^-$ für periphere Kollisionen . . . . .  | 80 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.59 | Massenspektrum der $K^-$ für Kollisionen mittlerer Zentralität . . . . .  | 80 |
| 4.60 | Massenspektrum der $K^-$ für zentrale Kollisionen . . . . .   | 80 |
| 4.61 | Unkorrigierte Signale der Kaonen in Abhängigkeit der Multiplizitätsklasse . . . . .   | 81 |
| 4.62 | Invariantes Massenspektrum nach Anwendung aller Auswahlbedingungen auf<br>Pionenpaare und sekundäre Zerfälle im Vergleich der Datengenerationen . . . . . | 81 |
| 4.63 | Invariantes Massenspektrum für Pionenpaare in allen und nur voneinander ver-<br>schiedenen Sektoren . . . . .   | 82 |
| 4.64 | Verlauf des Mittelwertes des Gauß-Fits des $K_S^0$ -Peaks über die Tage der Strahlzeit  | 83 |
| 5.1  | Vergleich der experimentell bestimmten $K_S^0/K^+$ - und $K^-/K^+$ -Produktionsverhältnisse<br>mit UrQMD- und SHM-Berechnungen . . . . .                  | 87 |

# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Die Geschichte der Kernphysik beginnt Ende des 19. Jahrhunderts mit der Entdeckung der Radioaktivität durch Henri Becquerel. Er entdeckte 1896, dass Uransalze die Schwärzung einer Photoplatte durch eine bisher unbekannte Strahlung verursachen können, die aus den Uranatomen stammen muss. Durch den Energieverlust der Atome war zum ersten Mal das Atom als elementarer Baustein unserer Materie in Frage gestellt. Als Thomson im darauffolgenden Jahr nachwies, dass die Strahlen, die aus einer Glühkathode austreten, geladene Teilchen sind, war mit dem Elektron das erste subatomare Teilchen nachgewiesen. Daraufhin etablierte sich das Thomsonsche Atommodell, nach dem das Atom aus vielen Elektronen und eingebetteten positiven Ladungen besteht. Durch Streuexperimente wurde jedoch bald klar, dass das Wasserstoffatom nur ein bis zwei Elektronen enthält, die Masse des Atoms also nicht allein von ihnen herrühren kann. Das Thomsonsche Atommodell wurde 1911 mit Rutherfords Entdeckung des Atomkerns, der fast die gesamte Masse des Atoms trägt und von einer Elektronenhülle umgeben ist, abgelöst. Der Atomkern bestand in diesem Bild aus  $A$  Protonen und  $(A-Z)$  Neutronen, die die überzählige positive Ladungen kompensieren. 1932 wurde mit der Entdeckung des Neutrons das Kernmodell revidiert und der Atomkern wurde nun aus  $(A-Z)$  Neutronen und  $Z$  Protonen zusammengesetzt, um den sich  $Z$  Elektronen bewegen.

Konnte bis zur Entdeckung des Atomkerns und der Radioaktivität die damals bekannte Physik durch die Gravitations- und elektromagnetische Kraft beschrieben werden, so kam nun die Frage auf, welche Kräfte im Inneren des Atomkerns wirken. Mit der elektromagnetischen Kraft war es unmöglich die Bindung ausschließlich positiver Ladungen zu erklären, wie sie im Atomkern auftritt. Die Kraft, die nur zwischen den Bausteinen des Atomkerns, den Nukleonen, wirkt, ist die starke Kraft. Ebenfalls nur auf sehr kleinen Skalen wirkend ist die schwache Kraft, die zum Beispiel für radioaktive Zerfälle des Atomkerns verantwortlich ist. Damit sind die vier fundamentalen Wechselwirkungen bekannt. Die Wechselwirkungen, ausgenommen der Gravitation, lassen sich in der Quantenfeldtheorie des Standardmodells zusammenfassen, wobei die Kräfte auf den Austausch sogenannter virtueller Eichbosonen zurückgeführt werden. Die elektromagnetische Kraft wird durch den Austausch von Photonen  $\gamma$  übertragen. Die Wechselwirkungsbosonen der schwachen Kraft sind die geladenen  $W^+$ ,  $W^-$  und das neutrale  $Z^0$ -Boson. Für den

---

<sup>1</sup> $A$  ist die Massenzahl.

<sup>2</sup> $Z$  ist die Kernladungszahl.

Zusammenhalt der Nukleonen im Kern und die Übertragung der starken Wechselwirkung sind die farbgeladenen Gluonen verantwortlich. Die Masse der  $W^{+, -}$ - und  $Z^0$ -Bosonen wird durch die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld generiert, welches durch die Entdeckung des Higgs-Boson 2012 nachgewiesen wurde [1].

Auf der Suche nach den fundamentalen Bausteinen, aus denen unsere Welt aufgebaut ist, stieß man Ende der 60er Jahre bei Elektron-Nukleon Streuexperimenten darauf, dass die Nukleonen keine punktförmigen Teilchen sind, sondern eine innere Struktur besitzen. Es stellte sich heraus, dass Nukleonen aus Quarks<sup>3</sup> ( $q$ ) und Gluonen ( $g$ ), den sogenannten Partonen, aufgebaut sind. Aus dem Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Produktion von Leptonen<sup>4</sup> und Hadronen<sup>5</sup> in Elektron-Positron-Streuexperimenten wurde nachgewiesen, dass Quarks ebenso wie Gluonen zusätzlich zu ihrer elektrischen Ladung noch eine grüne, rote oder blaue Farbladung tragen. Quarks besitzen eine gedrittete Elementarladung von  $-1/3$  oder  $2/3$ . Sie tragen, im Gegensatz zu den Bosonen mit ganzzahligem Spin, den Spin  $1/2$  und sind damit Fermionen. Sechs verschiedene Quarks sind bekannt: in aufsteigender Masse up ( $u$ ), down ( $d$ ), strange ( $s$ ), charm ( $c$ ), bottom ( $b$ ) und top ( $t$ ). Eine Übersicht über die bisher bekannten Elementarteilchen des Standardmodells ist in der Abbildung 1.1 dargestellt.

In der Familie der aus Quarks zusammengesetzten Hadronen unterscheidet man nun die Mesonen ( $q\bar{q}$ ) und die aus drei Quarks aufgebauten Baryonen ( $qqq$ ). Die bekanntesten Baryonen sind die Kernbausteine Proton und Neutron mit ihren entsprechenden Quarkzusammensetzungen ( $uud$ ) und ( $udd$ ). Hadronen sind immer farbneutral, da sich bei Baryonen die drei Farben der Quarks rot, grün und blau zu neutral, bei Mesonen beispielshalber rot und anti-rot ebenfalls zu neutral addieren. Das attraktive Potential von zwei quasi farbneutralen Nukleonen wird als eine Art Restwechselwirkung zwischen Farbfluktuationen in den Nukleonen beschrieben, ähnlich der Van-der-Waals Bindung zwischen Molekülen.

Die letzte Gruppe von Elementarteilchen, die nun noch eingeordnet werden muss, ist die der Leptonen. Das bereits bekannte Elektron ( $e$ ) gehört dazu, samt der schwereren Teilchen Myon ( $\mu$ ) und Tau ( $\tau$ ), mit jeweils einem zugehörigen leichten Neutrino derselben Generation. Damit sind die uns heute bekannten Grundbausteine der Materie und deren Wechselwirkungen, bis auf die Gravitation, die bisher nicht mit dem Standardmodell der Teilchenphysik vereint werden konnte, dargestellt. [2, 3, 27]

---

<sup>3</sup>Das Wort Quark stammt aus dem Buch *Finnegans Wake* von James Joyce. Murray Gell-Mann hatte zuerst nur die Aussprache des Wortes festgelegt, es hätte auch kwark geschrieben werden können.

<sup>4</sup>Zu der Elementarteilchengruppe der Leptonen gehören die geladenen Fermionen  $e, \mu, \tau$  und die neutral geladenen Neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ .

<sup>5</sup>Hadronen sind die aus zwei oder drei Quarks zusammengesetzten Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen.

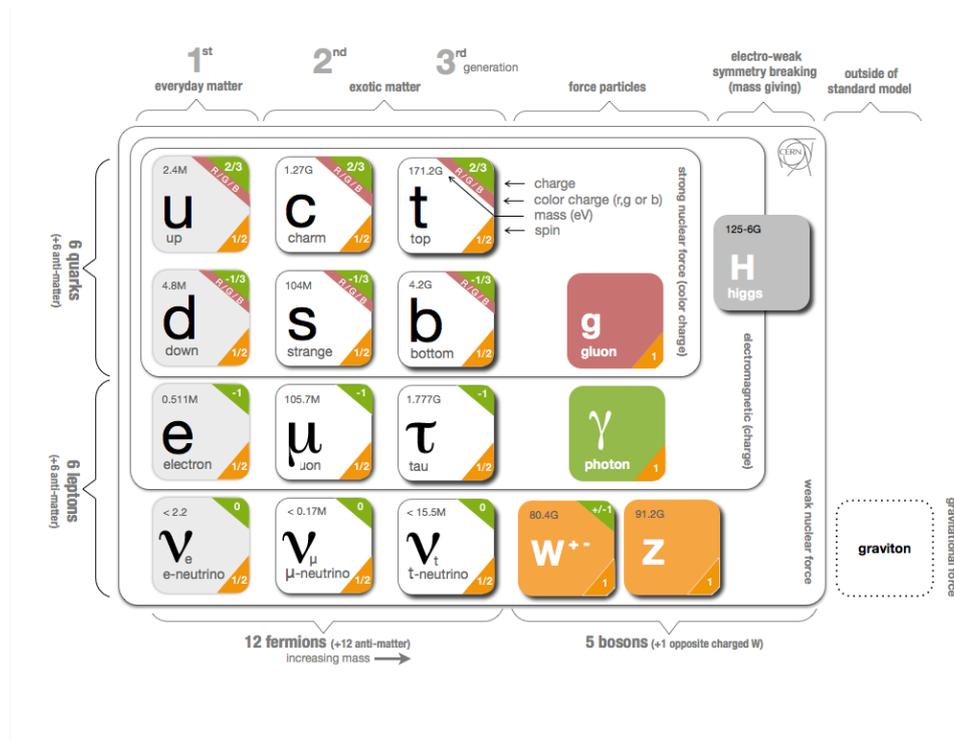


Abbildung 1.1: Elementarteilchen des Standardmodells [4].

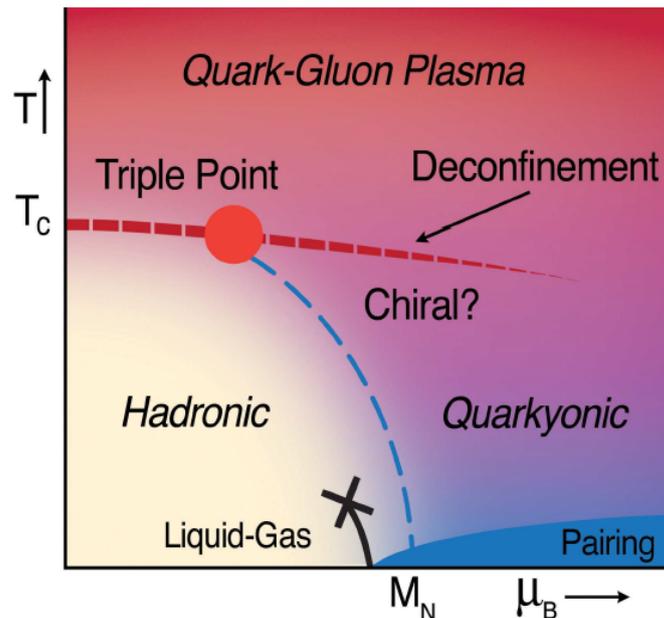
## 1.1 Thermodynamische Beschreibung von Kernmaterie

Wie bereits erwähnt sind die elementaren Bausteine der Atomkerne die farbgeladenen Quarks und die Wechselwirkungsbosonen der starken Wechselwirkung, die farbgeladenen Gluonen. Ein Proton ist aus drei sogenannten Valenzquarks ( $uud$ ) zusammengesetzt, die für die Quantenzahlen des Protons verantwortlich sind, und zusätzlich aus weiteren Seequarks<sup>6</sup> und Gluonen. Die Masse des Protons ist mit  $938 \text{ MeV}/c^2$  deutlich größer als die reine Masse der drei Valenzquarks mit knapp  $10 \text{ MeV}/c^2$ . Die Massendifferenz wird dynamisch durch die Wechselwirkung von Gluonen und Seequarks generiert. Die Quantenfeldtheorie, welche die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD). Eine Besonderheit der QCD ist, dass die Wechselwirkungsteilchen Gluonen, wie die Quarks, ebenfalls farbgeladen sind und damit auch untereinander wechselwirken. Dies führt dazu, dass die Kopplungsstärke  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung mit der Entfernung zweier Teilchen zunimmt. Für kleine Abstände wird die Kopplung sehr klein, was zu der sogenannten asymptotischen Freiheit führt. Bei kleinen Abständen liegen damit Quarks und Gluonen quasi frei und ungebunden vor (Deconfinement). Im Gegensatz dazu steigt die Kopplungsstärke bei großen Abständen so weit an, dass eine Trennung von Quarks durch eine Vergrößerung des Abstandes nicht möglich ist. Freie Quarks und Gluonen sind somit nicht beobachtbar (Confinement).

<sup>6</sup>Als Seequarks werden virtuelle Quark-Antiquark-Paare bezeichnet, die in Hadronen aus dem Vakuum entstehen und gleich wieder vernichtet werden. Man spricht auch von Vakuumfluktuationen. Die Bezeichnung Seequark stammt von der antiquierten Bezeichnung "Dirac-See" für den Vakuumzustand relativistischer Quantenfeldtheorien.

### 1.1.1 Phasendiagramm hadronischer Materie

Um nun Extremzustände hadronischer Materie beobachten zu können, zum Beispiel hohe Energiedichten, die zu kleinen Abständen der Quarks führen, muss die Kernmaterie in heiße und/oder dichte Phasen versetzt werden. Eine Möglichkeit diese Zustände herzustellen sind Schwerionenkollisionen bei relativistischen und ultrarelativistischen Energien. Damit lassen sich verschiedene Bereiche des Phasendiagramms (Abbildung 1.2) stark wechselwirkender Materie untersuchen.



**Abbildung 1.2:** Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Aufgezeichnet ist der Zustand von Kernmaterie bei aufsteigenden Temperaturen  $T$  in Abhängigkeit des baryo-chemischen Potentials  $\mu_B$ . Dabei steht  $T_c$  für die kritische Temperatur, ab der ein Zustand quasi freier Quarks (Quark-Gluon-Plasma) vorliegen kann,  $M_N$  für die Position hadronischer Materie im Grundzustand [5].

Das Phasendiagramm von Kernmaterie ist in Anlehnung an das Phasendiagramm von Wasser aufgebaut. Es zeigt die verschiedenen Phasen der Kernmaterie, wie sie in Abhängigkeit von der herrschenden Temperatur  $T$  und dem baryo-chemischen Potentials  $\mu_b$  nach dem heutigen Kenntnisstand vorhergesagt werden. Das baryo-chemische Potential beschreibt die benötigte Energie um dem System ein weiteres Baryon hinzuzufügen oder zu entnehmen. Es kann auch als Verhältnis der Anteile von Quarks zu Antiquarks verstanden werden. Im Bereich eines hohen Potentials überwiegt der Anteil von Quarks, niedrige Potentiale stehen für den Fall der Nähe zum Quark-Antiquark-Gleichgewicht. Vereinfacht wird auf der Abszisse im Phasendiagramm auch oft die Nettobaryonendichte  $\rho$  aufgetragen, die die Differenz von baryonischer zu antibaryonischer Materie angibt.

Gebundene hadronische Materie liegt in einem Bereich niedriger Temperaturen unter 10 MeV und niedriger Dichten unter der Grundzustandsdichte  $\rho_0$  vor. Die Dichte im Inneren eines Kerns geht ab einer gewissen Größe des Atomkerns in Sättigung und erreicht bei  $T = 0$  MeV ohne

äußeren Druck eine Dichte von  $\rho_0 = 0.17$  Nukleonen/fm<sup>3</sup>. Die gewöhnliche Kernmaterie liegt bei Temperaturen nahe Null und einem baryo-chemischen Potential von  $\mu_b \approx 940$  MeV vor.

Oberhalb von  $T \approx 10$  MeV geht die hadronische Materie in eine gasförmige Phase über, das sogenannte Hadronengas. Steigt die Temperatur bis zur kritischen Temperatur  $T_c$  durch eine Steigerung der Energie in ultra-relativistischen Nukleon-Nukleon Stößen weiter an, so wird das Confinement, der Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen, aufgebrochen und die Partonen liegen in einem quasi freien Zustand vor, dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP). Als kritische Temperatur wird derzeit von experimenteller und theoretischer Seite eine Temperatur von ungefähr 170 MeV angegeben [6, 7]. Dieser Zustand wird als Materieform angesehen, die unser Universum die ersten Mikrosekunden nach dem Urknall inne hatte. Für etwas höhere Dichten und niedrigere Temperaturen ist in Abbildung 1.2 eine blaue Linie dargestellt, die einen Phasenübergang 1. Ordnung zwischen dem Hadronengas und anderen hadronischen Zuständen beschreibt. In verschiedensten Energiebereichen wurde experimentell der Quotient aus der mittleren Energie der Teilchen und der mittleren Hadronenzahl  $\frac{\langle E \rangle}{\langle N \rangle} = 1$  GeV bestimmt. Dieser Wert entspricht der Energie der Teilchen, unterhalb derer keine inelastischen Stöße mehr stattfinden, man spricht von einem chemischen Ausfrieren der thermalisierten Materie. Diese mit Messungen bestätigte Phasenlinie endet, wie derzeit postuliert wird, mit zunehmender Temperatur in einem sogenannten kritischen Punkt (Triple Point), an dem alle drei Phasen zugleich existieren: die des Confinements (Hadronengas), die des Deconfinements (Quark-Gluon-Plasma) und die der quarkyonischen Materie. Die Existenz des kritischen Punktes wurde jedoch noch nicht experimentell bestätigt.

Im Bereich niedrigerer Temperaturen und höheren baryo-chemischen Potentials wird derzeit eine Phase diskutiert, die quarkyonische Materie genannt wird [8]. Diese Phase wäre dadurch gekennzeichnet, dass die Anzahl der Freiheitsgrade weder quadratisch mit der Anzahl der Farben  $N_c$  ansteigt (QGP Phase), noch konstant ist (hadronischen Materie), sondern linear mit  $N_c$  wächst. Zwei weitere Vorschläge für Materiezustände im Bereich hoher baryo-chemischer Potentiale sind die spinodalen Dichteerhöhungen [9] und Phasen inhomogener Brechung der chiralen Symmetrie [10]. Alternativ wird außerdem im Bereich höchster Baryondichte, wie sie vermutlich in Neutronensternen vorliegt, ein Kondensat aus Kaonen, Pionen oder eine farbsupraleitende Phase postuliert.

Diese Vermutungen über die Zustände im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie, von denen bisher nur wenige durch Experimente belegt sind, werden durch Kollisionen von Schwerionen experimentell zugänglich gemacht. Je nach Wahl des Energie- und Dichtebereiches lassen sich unterschiedliche Bereiche des Phasendiagramms untersuchen, wie in Abschnitt 1.2 näher beleuchtet wird.

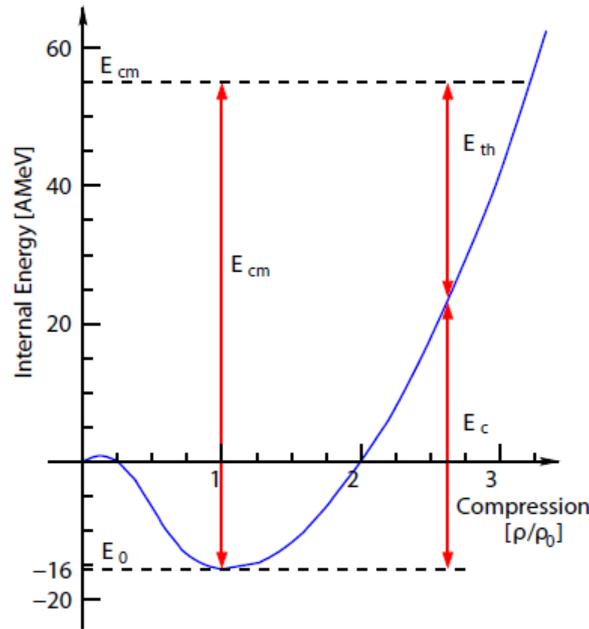
### 1.1.2 Zustandsgleichung von Kernmaterie

Als Zustandsgleichung (Equation of State, EOS) wird in der Thermodynamik der Zusammenhang zwischen Zustandsgrößen wie beispielsweise Druck, Temperatur, Dichte und Teilchenzahl eines Systems im Gleichgewichtszustand bezeichnet. Analog kann der Zustand von Kernmaterie durch solch eine Gleichung mit den Variablen innere Energie  $E$ , Temperatur  $T$  und Dichte  $\rho$  beschrieben werden. Falls während einer Schwerionenkollision für eine kurze Zeitspanne ein

Gleichgewichtszustand des Systems angenommen werden kann, so lässt sich die Schwerpunktsenergie der Reaktion in eine thermische innere Energie  $E_{th}$  und eine Kompressionsenergie  $E_c$  aufteilen

$$E(\rho, T) = E_{th}(\rho, T) + E_c(\rho, T = 0) + E_0, \quad (1.1)$$

wobei  $E_0$  die Bindungsenergie im Grundzustand ist. Bei einer normalen Kerndichte  $\rho_0$  ergibt sich mit der Bethe-Weizsäcker-Formel ein Wert von  $E_0 \approx -16$  MeV/Nukleon. Die innere Energie ist in Abbildung 1.3 in Abhängigkeit der relativen Dichte  $\rho/\rho_0$  bei  $T = 0$  dargestellt.



**Abbildung 1.3:** Darstellung der inneren Energie pro Nukleon als Funktion der Kompression der Kernmaterie [12]. Das Minimum liegt bei normaler Kerndichte, bei höherer relativer Dichte lässt sich die Schwerpunktsenergie  $E_{cm}$  in einen Kompressions- ( $E_c$ ) und einen thermischen Anteil ( $E_{th}$ ) aufteilen.

Bei einer Kollision zweier schwerer Atomkerne wird die thermische Energie in Anregung der Teilchen und inelastische Stoßprozesse, die zur Teilchenproduktion führen, umgesetzt. Die Kompressionsenergie führt zu einer Verdichtung der Materie und hängt von der Inkompressibilität  $\kappa_\infty$  der Zustandsgleichung ab.

Um die Abhängigkeiten der Zustandsgleichung von der Isospinasymmetrie<sup>7</sup> zu untersuchen, kann die EOS folgendermaßen in die Isospinasymmetrie  $\alpha$  entwickelt werden [14, 15]:

$$E(\rho, \alpha) = E(\rho, \alpha = 0) + E_{sym}(\rho)\alpha^2 + \mathcal{O}(\alpha^4) \quad (1.2)$$

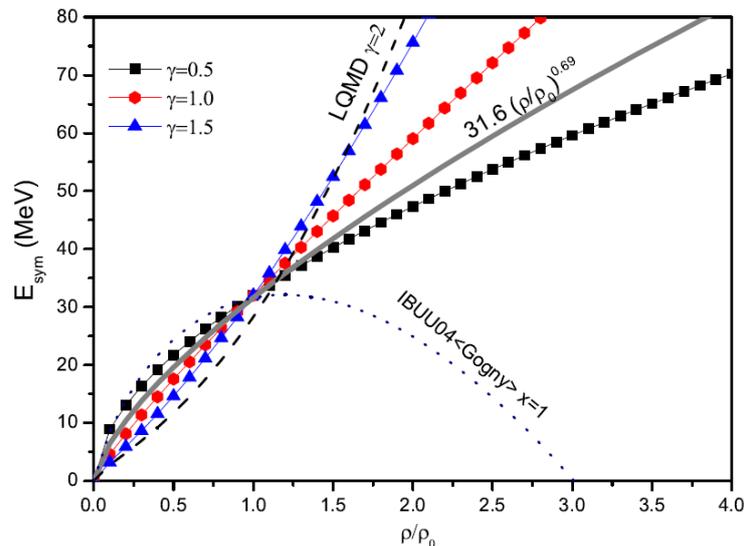
$$E_{sym}(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \alpha)}{\partial \alpha^2} \Big|_{\alpha=0}, \quad \alpha = \frac{N - Z}{N + Z}. \quad (1.3)$$

<sup>7</sup>Der Isospin ist die Quantenzahl, die charakterisiert ob das Nukleon ein Proton oder ein Neutron ist.

Dabei ist  $\rho$  die Baryondichte und  $\alpha$  die Asymmetrie der Kernmaterie mit der Ordnungszahl  $Z$  und der Neutronenzahl  $N$ .  $E_{sym}$  ist die Symmetrieenergie, die den isospinabhängigen Teil der Zustandsgleichung der Kernmaterie charakterisiert und damit die Differenz zwischen der Energie pro Nukleon für eine nur aus Neutronen bestehende und eine isospinsymmetrische Materie beschreibt. Die Untersuchung des isospinabhängigen Terms der EOS ist wichtig im Bezug auf das Verständnis von astrophysikalischen Prozessen, wie der Struktur von Neutronensternen und der Explosion von Supernovae, da in diesen Systemen neutronenreiche Materie vorliegt [24]. Ein heutiges Verständnis des  $E_{sym}$  Terms, wie es von Li und Bleicher et al. [20, 21, 22] dargestellt ist, teilt den Term in einen Potential- und einen kinetischen Energieterm  $E_{sym}^{pot}$  und  $E_{sym}^{kin}$ . Der Potentialterm wird über zwei Parameter definiert: das Potential bei saturierter Kerndichte (22 MeV) und den Exponenten  $\gamma$  der Dichteabhängigkeit. Der Term der kinetischen Energie lässt sich aus der Isospinabhängigkeit des Fermigasmodells des Kerns herleiten und ist proportional zu der relativen Dichte des Kerns  $(\rho/\rho_0)^\gamma$  mit dem Exponenten  $\gamma = 2/3$ . Damit ergibt sich folgende Gleichung:

$$E_{sym} = E_{sym}^{pot} + E_{sym}^{kin} = 22\text{MeV} \cdot (\rho/\rho_0)^\gamma + 12\text{MeV} \cdot (\rho/\rho_0)^{2/3} \quad [13]. \quad (1.4)$$

Die Symmetrieenergie lässt sich mit dieser Parametrisierung und verschiedenen Exponenten  $\gamma$  in UrQMD<sup>8</sup>-Transport-Modell-Rechnungen [20] in Abb. 1.4 darstellen.



**Abbildung 1.4:** Symmetrieenergie in Abhängigkeit der relativen Dichte, berechnet mit unterschiedlichen Exponenten  $\gamma$  der Dichteabhängigkeit, die für verschieden weiche und harte Zustandsgleichungen stehen [13].

Eingezeichnet sind ebenfalls weitere Modellrechnungen verschiedener Transporttheorie-Gruppen. Je nachdem, was für einen Wert der Exponent  $\gamma$  annimmt, wird von einer weichen oder einer harten Zustandsgleichung der Symmetrieenergie gesprochen. Es ist leicht zu erkennen, dass in

<sup>8</sup>Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics

einem Bereich hoher relativer Kerndichte die Modelle immer stärker voneinander abweichen. Bei der Energie von 1.23 GeV pro Nukleon im Au+Au-Stoßsystem liegt die Dichte in einem Bereich von  $\rho/\rho_0 = 2 - 3$ , in dem eine deutliche Abhängigkeit der Symmetrieenergie vom Modell vorhergesagt wird.

Im Dichtebereich unterhalb der Kernsättigungsdichte  $\rho_0$  ist der Term der  $E_{sym}$  bereits gut durch Experimente im Bereich der Fermienergie belegt [23]. Werden diese Zusammenhänge jedoch in Bereiche hoher Kerndichten extrapoliert, so stellt sich die Frage, bis zu welchen Grenzen diesen Extrapolationen vertraut werden kann. Um die theoretischen Modelle der  $E_{sym}$  auch in hohen Dichtebereichen überprüfen zu können, müssen in diesen Bereichen experimentelle Proben untersucht werden.

Eine Messgröße hierfür, die von Fuchs und Ferini et al. [16, 17] vorgeschlagen wird, ist das Verhältnis der Produktionsraten von unterhalb der Schwellenenergie erzeugten Kaonen  $K^+/K^0$ . Dieses Verhältnis ist bei einem isospinasymmetrischen Schwerionenkollisionssystem abhängig von der Steifigkeit der Symmetrieenergie. Vom Isospin abhängige Wechselwirkungen können in hochdichtem hadronischem Medium zur Anregung von leichten mesonischen Zuständen führen, vor allem Pionen und Kaonen. Damit überträgt sich die Symmetrieenergie der EOS auf die Produktionsrate der Mesonen. Eine besonders gute Probe stellen hier die Strangeness enthaltenden Kaonen  $K^+$  und  $K_S^0$  dar, da sie, einmal produziert, nur schwach mit den sie umgebenden Nukleonen wechselwirken<sup>9</sup>. Außerdem haben Kaonen eine deutlich höhere Schwellenenergie für die Produktion (siehe Kapitel 1.3.2), was dazu führt, dass sie fast ausschließlich in der Hochdichtephase innerhalb von ungefähr 15 fm/c produziert werden und damit eine verlässlichere Probe für genau diese interessante Phase der Schwerionenkollision darstellen [18].

Modelle mit verschiedenen steifen Symmetrieenergien sagen voraus, dass bei ansteigender Asymmetrie  $\alpha$  der Materie, die Unterschiede in dem Produktionsverhältnis der Teilchen  $K^+/K^0$  größer werden [17].

In der folgenden Abbildung 1.5 ist das Verhältnis der Produktionsraten von  $\pi^-/\pi^+$  und  $K^0/K^+$  in Abhängigkeit der Strahlenergie bei zentralen Au+Au-Kollisionen dargestellt. Die Simulation basiert auf einer relativistischen Transportrechnung RBUU<sup>10</sup> mit verschiedenen Modellen für den Isektoranteil der Kernzustandsgleichung. Die Modellbezeichnungen  $NL^{11}$ ,  $DDF^{12}$ ,  $NLDD\rho^{13}$ ,  $NL\rho^{14}$  und  $NL\rho\delta^{15}$  stehen in dieser Reihenfolge für eine immer steifere Symmetrieenergie mit der die Produktionsrate der  $K^0$  zu- und die der  $K^+$  abnimmt. Man sieht deutlich, dass die Abhängigkeit der Steifigkeit der  $E_{sym}$  für die Kaonen größer ist als für die Pionen.

Mit steigender Strahlenergie sinkt das  $K^0/K^+$ -Produktionsverhältnis, da die Effekte der Isospinabhängigkeit bei höherer Energie weniger relevant in den Produktionskanälen der Mesonen werden und zusätzlich die Energie die Schwellenenergie der Mesonen übersteigt und damit die Sensibilität für Isospineffekte nachlässt.

<sup>9</sup>In der starken Wechselwirkung gibt es keine Prozesse, die die Quantenzahl der Strangeness verletzen.

<sup>10</sup>Relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck [19]

<sup>11</sup>Non-Linear Relativistic Mean Field Theory (RMFT) ohne Isektorfelder

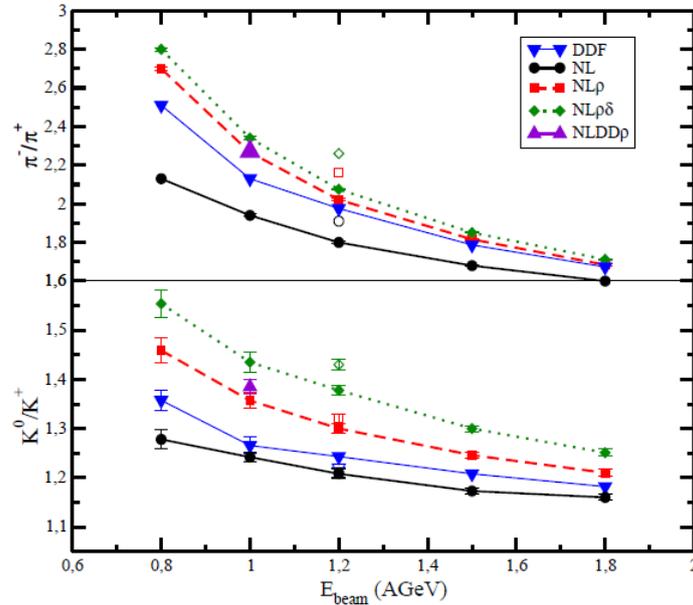
<sup>12</sup>Standard Density-Dependent RMF-Modell mit zusätzlichen Flow Bedingungen

<sup>13</sup>Non-Linear Density-Dependent RMF-Modell mit  $\rho$ -Meson Vektoranteil des Isektorfeldes

<sup>14</sup>Non-Linear RMF-Modell mit  $\rho$ -Meson Vektoranteil des Isektorfeldes

<sup>15</sup>Non-Linear RMF-Modell mit  $\rho$ - und  $\delta$ -Meson Vektor- und Skalaranteil des Isektorfeldes

Eine Messung dieses  $K^0/K^+$ -Verhältnisses ist eine der Hauptmotivationen der vorliegenden Arbeit.



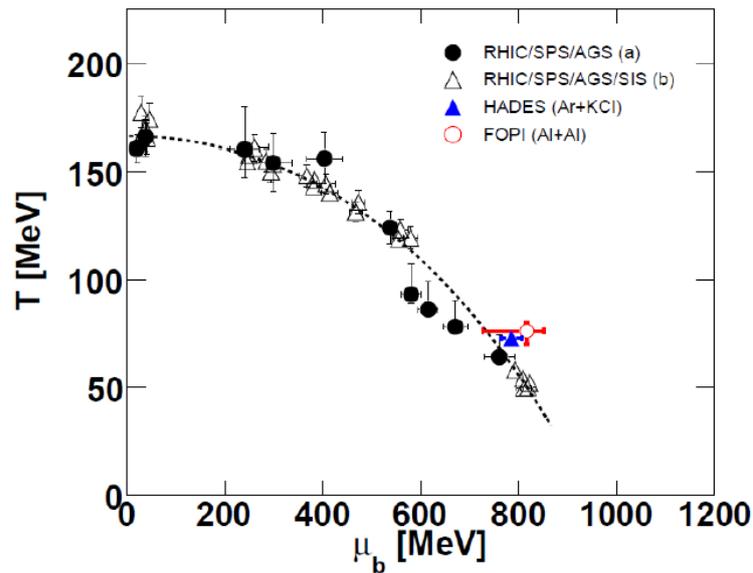
**Abbildung 1.5:** Abhängigkeit des  $K^0/K^+$ - (unten) und  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses (oben) von der Strahlenergie der Au-Ionen, bei zentralen Au+Au-Kollisionen [18].

### 1.1.3 Statistische Teilchenproduktion

Eine weitere Möglichkeit Schwerionenkollisionen und vor allem die Teilchenproduktion in der Hochdichtephase zu beschreiben ist das statistische Hadronisierungsmodell (SHM). Im Kontext der statistischen Mechanik wird hier von einem thermischen Gleichgewicht bei der Kollision zweier schwerer Ionen ausgegangen. Das System, von dem in den theoretischen Berechnungen ausgegangen wird, ist ein großkanonisches System, das durch die Temperatur  $T$  und das chemische Potential  $\mu$  beschrieben wird. Über diese Parameter muss die mittlere Teilchenzahl sowie eine Temperatur über mehrere Systeme konstant gehalten werden. Systeme mit hoher Teilchenmultiplizität können durch ein großkanonisches Ensemble beschrieben werden, da die Quantenzahlen nur im Mittel erhalten sein müssen. Das chemische Potential wird in dem speziellen Fall einer Schwerionenkollision mit den Parametern  $\mu_B$ ,  $\mu_S$  und  $\mu_C$  beschrieben, die in dieser Reihenfolge für die Erhaltung der Baryonenzahl  $B$ , der Strangeness  $S$  und der Ladung  $C$  stehen. Da bei Kollisionen im SIS<sup>16</sup> 18-Energiebereich keine sehr hohen Multiplizitäten vorliegen, kann nicht mit einem rein großkanonischen Ensemble gerechnet werden. Die Produktion von Strangeness kommt selten vor, weshalb sie in einem Strangeness-Korrelationsradius  $R_C$  innerhalb des Radius des Feuerballs mit einem kanonischen Ansatz berechnet wird, der die Erhaltung der Strangeness fordert.

<sup>16</sup>Schwerionen-Synchrotron

Die Modellrechnung geht davon aus, dass das System einem spontanen chemischen Ausfrieren der Teilchen unterliegt, was zu einer einzigen Ausfrieretemperatur einer Schwerionenkollision führt. Mit dieser Temperatur und dem vorliegenden baryo-chemischen Potential kann dann ein Punkt, der sogenannte chemische Ausfrierpunkt, in das Phasendiagramm hadronischer Materie eingezeichnet werden, wie in der Abbildung 1.6 gezeigt. Dieser Punkt liegt für HADES mit dem Kollisionssystem Ar+KCl bei 1.76A GeV und für FOPI mit dem Kollisionssystem Al+Al bei 1.9A GeV, ungefähr auf der Linie des Phasenübergangs 1. Ordnung zwischen dem Hadronengas und dem Quark-Gluon-Plasma.



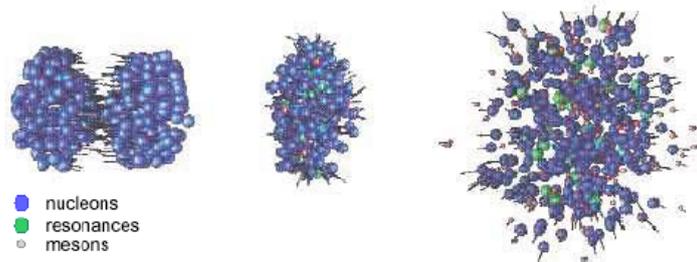
**Abbildung 1.6:** Chemische Ausfrierpunkte verschiedener Experimente im Phasendiagramm hadronischer Materie. Der blaue dreieckige Punkt ist der Ausfrierpunkt, der sich aus der Ar+KCl-Strahlzeit des HADES-Experiments über die Teilchenproduktion und den Fit an das statistische Modell ergibt [42]. Die gestrichelte Linie entspricht einer festen Energie pro Nukleon von 1 GeV [41].

Es wird derzeit diskutiert weshalb die mit dem statistischen Hadronisierungsmodell berechneten chemischen Ausfrierpunkte selbst bei niedrigen Energien im SIS 18-Energiebereich überraschend gut mit der Phasenlinie übereinstimmen und welcher Prozess hierbei zu einer Thermalisierung des Systems führt.

## 1.2 Schwerionenkollisionen

Um nun das in Kapitel 1.1 beschriebene Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie untersuchen zu können, müssen Zustände von Kernmaterie unter hoher Dichte und Temperatur erreicht werden. Da experimentell kein Zugang zu den bis zu 30  $\mu$ s nach dem Urknall vorliegenden Zuständen möglich ist, da diese vor der durch die Mikrowellenhintergrundstrahlung zugänglichen Materieverteilung liegen, müssen solche Zustände künstlich im Labor hergestellt

werden. Dies wird durch die gezielte Kollision von hochenergetischen schweren geladenen Atomen ermöglicht. Die im Nachfolgenden erläuterten Phasen einer solchen Kollision sind in der Abbildung 1.7, die die Rechnung eines Transportmodells darstellt, veranschaulicht.



**Abbildung 1.7:** Simulation der drei Phasen einer Schwerionenkollision anhand der Transporttheorie bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2$  GeV. Dargestellt sind die ersten Kollisionen, die Hochdichtephase mit angeregten Resonanzzuständen und neu erzeugten Mesonen und die Expansion der Teilchen [25].

Durch die Kollision der Ionen mit hoher Geschwindigkeit wird nach einem kurzen Zeitraum von 1 fm/c ein Zustand hoher Dichte und Temperatur, der sogenannte Feuerball, erreicht. Je nach Temperatur und Dichte des Feuerballs kann es in dieser Phase zum Vorliegen quasi freier Quarks und Gluonen kommen, dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP). Bei SIS 18-Energien existiert diese Hochdichtephase ungefähr  $10^{-22}$  s lang und Modellrechnungen sagen eine maximale Dichte der baryonischen Materie von  $\rho \approx 3\rho_0$  voraus. Die kinetische Energie der kollidierenden Teilchen führt sowohl zur Anregung resonanter Teilchenzustände als auch zur Produktion neuer Teilchen.

Auf diese Phase folgt eine schnelle Expansion der Teilchen, während der keine inelastischen Stöße mehr stattfinden und dadurch keine weiteren Teilchen und Resonanzen mehr produziert werden. Dies wird als chemisches Ausfrieren der Reaktion bezeichnet. Im Folgenden nimmt die Teilchendichte weiter ab und es kommt zum thermischen Ausfrieren, was ein Ende der elastischen Stöße der Teilchen untereinander bedeutet. Die nun vorliegenden Teilchen mit ihren Impulsen stellen, bis auf Zerfallsprozesse spezifischer Teilchen, den Endzustand der Schwerionenkollision dar und können nun anhand des jeweiligen Detektors identifiziert werden. Aus der Messung dieses Endzustandes können Schlüsse auf die im Feuerball, während der inelastischen Hochdichtephase, vorherrschenden Prozesse gezogen werden. Der Umstand, dass der zu untersuchende Zustand nicht direkt, sondern nur durch seine Endprodukte untersucht werden kann, stellt eine große Herausforderung an Experimente mit Schwerionenkollisionen dar.

Je nachdem, welcher Teil des Phasendiagramms untersucht werden soll, sind die Experimente unterschiedlich konzeptioniert. Im Bereich hoher Schwerpunktsenergien bis zu einigen TeV pro Nukleon, aber geringerer Baryondichten, ist das Schwerionenexperiment ALICE<sup>17</sup> am CERN<sup>18</sup> angesiedelt. Neben ihrem Forschungsschwerpunkt, dem Nachweis des Higgs-Bosons,

<sup>17</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>18</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

führen auch die Experimente ATLAS<sup>19</sup> und CMS<sup>20</sup> Schwerionenexperimente durch. Die hohen Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s_{max}} = 5.5$  TeV im Pb+Pb-Stoßsystem werden vom LHC<sup>21</sup>, dem weltweit größten Ringbeschleuniger, erreicht.

In einem etwas kleineren Energiebereich, bei einer maximalen Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{max}} = 200$  GeV im Au+Au-Stoßsystem, bewegen sich die Experimente am RHIC<sup>22</sup>. Die Großexperimente STAR<sup>23</sup> und PHENIX<sup>24</sup> konnten mit Hilfe des Strahlenergie-Scans von Schwerpunktsenergien von 7.7 - 200 GeV bei Au+Au-Kollisionen eine große Bandbreite an Energiebereichen abdecken. Für kleine Energien wird die Luminosität von Kolliderexperimenten gering, weshalb für diesen Bereich Experimente mit festem Target, wie das Schwerionenexperiment CBM<sup>25</sup> geplant werden. Der derzeitige Ringbeschleuniger SIS 18, von dem das Experiment HADES<sup>26</sup> bedient wird, liefert Energien von einigen GeV pro Nukleon, was zu niedrigen Temperaturen aber hohen Baryondichten führt. An der geplanten Beschleunigeranlage FAIR<sup>27</sup> werden mit dem Beschleuniger SIS 100 Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s_{max}} = 8$  GeV für ein Au+Au-Stoßsystem erwartet.

### 1.2.1 Observablen

Wie bereits beschrieben sind bei einer Schwerionenreaktion nur die Endzustände experimentell zugänglich, mit Hilfe derer über den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen auf die Prozesse in der Hochdichtephase der Reaktion geschlossen werden kann. Es gibt verschiedene Observablen, die hierbei betrachtet werden können. Diese lassen sich grob in zwei Gruppen unterteilen: Observablen, die globale Parameter der Reaktion beschreiben und solche, die spezifische Proben für Effekte im Feuerball sind.

Zu der ersten Gruppe gehören Impulsverteilungen, Fluss und Multiplizitäten der emittierten Teilchen. Mit ihnen können globale Parameter wie die Zustandsgleichung der Kernmaterie oder, über das statistische Hadronisierungsmodell (siehe 1.1.3), Temperatur, chemische Potentiale und Radien des Feuerballs und des Strangeness erhaltenden Radius innerhalb der Stoßzone ermittelt werden. Bei den produzierten Teilchen handelt es sich im SIS 18-Energiebereich hauptsächlich um leichte Mesonen wie  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $K$  und Baryonen wie  $p$ ,  $\Delta$  und  $N^*$ -Resonanzen. Geladene Pionen und Kaonen können mit dem HADES-Detektor direkt identifiziert werden, neutrale Teilchen werden über ihre Zerfallskanäle mit geladenen Teilchen rekonstruiert, teilweise über einen Dileptonenzerfall.

Bei der zweiten Gruppe von Observablen handelt es sich um elektromagnetische und mikroskopische Proben. Die polare und azimutale Winkelverteilung der Teilchen kann beispielshalber

---

<sup>19</sup>A Toroidal LHC ApparatuS

<sup>20</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>21</sup>Large Hadron Collider

<sup>22</sup>Relativistic Heavy Ion Collider

<sup>23</sup>Solenoidal Tracker At Rhic

<sup>24</sup>Pioneering High Energy Nuclear Interactions eXperiment

<sup>25</sup>Compressed Baryonic Matter

<sup>26</sup>High Acceptance DiElectron Spectrometer

<sup>27</sup>Facility for Antiproton and Ion Research

Auskunft über die Bedingungen in der Hochdichtephase der Reaktion geben. In der Modifikation von Teilchenmassen oder -verteilungen können sich attraktive oder repulsive Potentiale zwischen den verschiedenen Reaktionspartnern oder entstehenden Teilchen, die im Medium herrschen, widerspiegeln. Zu den Proben gehören unter anderem in Dileptonen zerfallende leichte Vektormesonen wie  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  und Strangeness enthaltende Hadronen.

Für eine aussagekräftige Untersuchung der Produktionsmechanismen von Teilchen und deren herrschende Potentiale im Medium müssen so viele Observablen einer Schwerionenkollision wie möglich gemessen werden. Ein Vergleich zu Proton-Proton-Kollisionen unter gleichen Bedingungen lässt auf Prozesse schließen, die bei Schwerionenkollisionen zusätzlich zu einer Überlagerung elementarer Reaktionen auftreten und damit besonders aufschlussreich sind.

## 1.3 Teilchenproduktion

Bei der Kollision zweier Ionen kommt es in der Hochdichtephase zu inelastischen Reaktionen, bei denen die kinetische Energie der Stoßpartner, der Nukleonen  $N$ , über die Äquivalenz von Masse  $m$  und Energie  $E = mc^2$  in die Masse neuer Teilchen umgesetzt wird. Dabei muss die Gesamtenergie der Teilchen im Ausgangszustand mindestens so groß sein wie die gesamte Ruheenergie der Teilchen im Endzustand. Die elementare Reaktion, bei der beispielsweise ein Pion erzeugt werden kann



kann erst ab einer Schwellenenergie  $E_{cm}$  im Schwerpunktsystem von 0.28 GeV bei Fixed Target Nukleon-Nukleon-Stößen auftreten. Um nun schwerere Teilchen, wie zum Beispiel Kaonen zu erzeugen, müssen beim gleichen Stoßsystem höhere kinetische Energien des Projektils vorliegen. Wie in der vorliegenden Analyse deutlich werden wird, werden in Schwerionenkollisionen auch Teilchen unterhalb ihrer eigentlich benötigten Schwellenenergie in N-N-Stößen produziert. Dies lässt darauf schließen, dass Kollisionen mit vielen beteiligten Nukleonen keine reinen Superpositionen vieler elementarer N-N-Reaktionen sind, sondern zusätzliche Effekte auftreten, die zur Teilchenproduktion beitragen.

### 1.3.1 Kaonen

In dieser Arbeit werden Untersuchungen zur Produktion von geladenen und neutralen Kaonen in Gold-Gold-Stößen durchgeführt. Kaonen sind die leichtesten Teilchen, die die Eigenschaft Strangeness (Seltsamkeit) tragen. Das bedeutet, dass sie mindestens ein  $s$ -Quark enthalten, also das nächstschwerere Quark nach den up- und down-Quarks, aus denen unsere bekannte Materie aufgebaut ist. Kaonen sind pseudo-skalare Mesonen mit  $J^{PC} = 0^-$ , sie haben Spin  $J = 0$  und negative Parität  $P$ . Es gibt zwei verschiedene geladene und neutrale  $K$ - und  $\bar{K}$ -Mesonen, die jeweils entweder ein anti-strange oder ein strange Quark enthalten:

$$\begin{aligned} |K^+\rangle &= |u\bar{s}\rangle, & |K^0\rangle &= |d\bar{s}\rangle \\ |K^-\rangle &= |\bar{u}s\rangle, & |\bar{K}^0\rangle &= |\bar{d}s\rangle. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  haben eine Masse von  $m = 493.68 \text{ MeV}/c^2$  und die neutralen Kaonen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  von  $m = 497.61 \text{ MeV}/c^2$  [38]. Für die neutralen Kaonen gilt, dass sie Eigenzustände der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung sind, nicht aber der schwachen Wechselwirkung. Kaonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung<sup>28</sup> und somit werden, falls neutrale Kaonen über deren Zerfallspartner rekonstruiert werden, die Eigenzustände  $K_S^0$  und  $K_L^0$  der schwachen Wechselwirkung beobachtet. Diese sind Superpositionen aus den beiden neutralen Kaonen

$$\begin{aligned} K_S^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} |K^0 - \bar{K}^0\rangle \\ K_L^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} |K^0 + \bar{K}^0\rangle. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Unter der Annahme, dass diese Zustände nur unter Erhaltung der CP-Symmetrie<sup>29</sup> zerfallen können, ergeben sich für die beiden Zustände  $|K_S^0\rangle$  und  $|K_L^0\rangle$  zwei unterschiedliche Zerfallskanäle in entsprechend zwei oder drei Pionen. Daraus ergeben sich aufgrund des Phasenraumfaktors bei den unterschiedlichen Zerfallskanälen abweichende Zerfallsbreiten und damit Lebensdauern von

$$\begin{aligned} c\tau(K_S^0) &= 2.68 \text{ cm} \\ c\tau(K_L^0) &= 15.34 \text{ m}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Mit dem HADES-Detektor werden nur die  $K_S^0$ -Mesonen rekonstruiert, da die  $K_L^0$  mit einer großen Wahrscheinlichkeit erst außerhalb des Detektors zerfallen, die  $K_S^0$  jedoch schon innerhalb. Die beiden häufigsten schwachen Zerfallskanäle von  $K_S^0$  sind

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^-, 69.2\% \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0, 30.7\%, \end{aligned} \quad (1.9)$$

wobei nur der Zerfall in geladene Pionen bei HADES rekonstruiert wird, da nur geladene Teilchen primär im Detektor gemessen werden können.

### 1.3.2 Produktion von Seltsamkeit

Durch welche Prozesse werden nun die oben beschriebenen Kaonen in Schwerionenreaktionen erzeugt? Wie bereits erwähnt ist die Quantenzahl  $S$  der Seltsamkeit von Teilchen eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung. Ein  $s$ -Quark besitzt die Seltsamkeitsquantenzahl  $S = -1$ , ein  $\bar{s}$ -Quark  $S = 1$ . Wird also in einer Reaktion ein  $s$ -Quark erzeugt, so muss gleichzeitig auch ein  $\bar{s}$ -Quark produziert werden. Der Produktionskanal eines Kaons mit der niedrigsten Schwellenenergie ist daher der Prozess 1.10, bei dem zusätzlich ein  $\Lambda$  Baryon, das leichteste Baryon, das ein  $s$ -Quark enthält, erzeugt wird:

$$NN \rightarrow N\Lambda K^+. \quad (1.10)$$

<sup>28</sup>da nur dort die Strangeness nicht erhalten sein muss.

<sup>29</sup>Erhaltung der CP-Symmetrie bedeutet, dass Anfangs- und Endzustand das gleiche Produkt aus der Ladungstransformation  $C$  und der Paritätstransformation  $P$  besitzen.

Die Schwerpunktsenergie, die für solch eine Reaktion notwendig ist, ist die Summe aus den Ruheenergien der Teilchen im Endzustand. Die kinetische Strahlenergie in der Au-Au-Strahlzeit betrug  $1.23A$  GeV, was nach Gleichung 1.11 einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2.41$  GeV entspricht:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_{0,P})^2 + (E_{0,T})^2 + (E_{kin,P} + E_{0,P}) 2E_{0,T}}. \quad (1.11)$$

Dabei sind  $E_{0,(P,T)}$  die Ruheenergien des Projektils (P) und des Targets (T) und  $E_{kin,P}$  die kinetische Energie des Projektils ( $1.23$  GeV pro Nukleon). Im Folgenden sind die verschiedenen niederenergetischsten Reaktionskanäle, bei denen Kaonen gebildet werden können, mit ihrer jeweiligen Schwellenenergie im Schwerpunktsystem  $E_{cm}$  aufgelistet.

$$\begin{aligned} NN &\rightarrow N\Lambda K^+, 2.55 \text{ GeV} \\ NN &\rightarrow N\Lambda K_S^0, 2.56 \text{ GeV} \\ NN &\rightarrow NK^+\Sigma, 2.62 \text{ GeV} \\ NN &\rightarrow NK^+\Sigma(1385), 2.82 \text{ GeV} \\ NN &\rightarrow NNK^+K^-, 2.86 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Es wird deutlich, dass die Schwellenenergie aller Prozesse, bei denen ein Kaon erzeugt werden kann, über der Schwerpunktsenergie dieser Au+Au-Strahlzeit von  $2.41$  GeV liegt.

Damit werden alle Kaonen, die direkt detektiert oder über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden, nicht durch elementare Reaktionen erzeugt. Es müssen zusätzliche Prozesse zur Erklärung herangezogen werden, die hier dargestellt werden sollen.

Im Nukleus gebundene Nukleonen, wie sie bei Stößen von Ionen vorliegen, sind aufgrund des Pauli-Prinzips nicht in Ruhe und haben zusätzlich zu ihrer Ruheenergie noch einen Fermi-Impuls im Kern von maximal  $270$  MeV/c pro Nukleon [27]. Falls der Impuls zusätzlich zu der kinetischen Energie in Stoßrichtung zeigt, kann dieser zur Überwindung der Schwellenenergie führen. Des Weiteren kann ein Nukleon während der Schwerionenreaktion im Medium mit anderen Nukleonen Stoßprozesse erfahren und dadurch Energie aufnehmen. Dies führt dazu, dass Resonanzen von Nukleonen angeregt werden und damit eine höhere Energie des Nukleons zur Verfügung steht, um in einer N-N-Reaktion ein neues Teilchen zu erzeugen. Eine weitere Möglichkeit ist der sogenannte Strangeness-Austausch-Prozess bei dem ein oder mehrere erzeugte  $s$ -Quarks zwischen Hadronen ausgetauscht werden [26]. Ein möglicher Prozess, bei dem unterhalb der Schwellenenergie ein  $K^-$  gebildet werden kann, ist der Prozess

$$\pi^- \Lambda \rightarrow K^- n, \quad (1.13)$$

bei dem das  $s$ -Quark des  $\Lambda$  mit einem  $d$ -Quark eines  $\pi^-$  ausgetauscht wird [39]. Dadurch können Strangeness-Teilchen entstehen, deren ursprüngliche Produktionsschwelle über der des Stoßsystems liegt. Der vierte eventuell mögliche Prozess kommt durch die Modifikation der Masse der Kaonen durch In-Medium-Potentiale zustande. Im Medium der Schwerionenkollision könnte ein repulsives  $K^+$ - und ein attraktives  $K^-$ -Potential herrschen, was zu einer Zu-/Abnahme der Mesonenmasse und damit zu einer Verringerung der Schwellenenergie für  $K^-$  führen würde [28, 29]. Diese möglichen Produktionsprozesse sind derzeit umstritten, es liegt an den Experimenten Nachweise für die verschiedenen Produktionsmöglichkeiten zu finden.

## 1.4 Vorangegangene Experimente

### 1.4.1 KaoS

Das Spektrometer KaoS<sup>30</sup> an der GSI<sup>31</sup> in Darmstadt wurde speziell für die Identifizierung seltener Mesonen konstruiert, um deren Verhalten in dichter Kernmaterie zu untersuchen. Durch eine doppelte Fokussierung des Quadrupol-Dipol-Spektrometers konnten negative und positive Teilchen separat gemessen werden. Der Aufbau ist detailliert in Senger et al. [32] beschrieben. An der Beschleunigeranlage SIS 18 wurden die Systeme C+C (bei 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.8 und 2.0A GeV), Ni+Ni (bei 1.1, 1.5 und 1.93A GeV) und Au+Au (bei 0.6, 0.8, 1.0, 1.135 und 1.5A GeV) gemessen. Eine ausführliche Übersicht über die experimentellen Ergebnisse ist in Förster et al. [26] dargestellt. Aus einer Kopplung der Produktionsraten von  $K^+$  und  $K^-$  bei Energien zwischen 1 und 2A GeV wurde gefolgert, dass  $K^-$ -Mesonen vor allem über eine Strangeness-Austausch-Reaktion (siehe 1.3.2) erzeugt werden. Die Dominanz dieses Prozesses wurde mit einer, durch ein In-Medium Potential erklärbaren, verminderten Masse des  $K^-$  erklärt, was zu einer Herabsetzung der Schwellenenergie eines Austauschprozesses führt. Dennoch zeigen  $K^-$ - und  $K^+$ -Mesonen unterschiedliche Eigenschaften im Emissionsverhalten, wodurch auf unterschiedliche Ausfrierbedingungen beider Teilchen geschlossen wurde. Für  $K^-$  wird ein späterer Emissionszeitpunkt postuliert als für  $K^+$ , da sie kontinuierlich im Medium produziert und, wegen des Austausches ihres  $s$ -Quarks mit Baryonen, reabsorbiert werden können. In Sturm et al. wurde durch Vergleich von Transportmodellrechnungen zu den gemessenen  $K^+$ -Raten festgestellt, dass diese für eine weiche Zustandsgleichung von Kernmaterie übereinstimmen [33].

### 1.4.2 FOPI

Ein Experiment, das bereits das Verhältnis der Produktionsraten von  $K^+/K^0$  gemessen hat, ist FOPI<sup>32</sup>, das seit den 90er Jahren an der GSI am Schwerionen Synchrotron SIS 18 angesiedelt ist. Mit dem Detektor, der beinahe im gesamten Raumwinkel die Ladung und Masse der eintretenden Teilchen rekonstruieren kann, wurde neben Al+Al das System Ni+Ni bei einer Strahlenergie von 1.93A GeV untersucht. Die Produktion von Strangeness enthaltenden Teilchen und die Produktionsraten von  $K^0$  und  $\Lambda$  wurden in Abhängigkeit der Zentralität der Reaktionen untersucht. Die Erhöhung der Produktionsrate bei zentraleren Reaktionen spricht für eine Produktion der neutralen Strangeness enthaltenden Teilchen über Vielfachkollisionen [30]. Ebenso wurde festgestellt, dass einige erzeugte  $K^-$  aus dem Zerfall des  $\phi$ -Mesons stammen und nicht über Strangeness-Austauschprozesse entstehen [31]. Somit ist die Entstehung der  $K^-$  über diesen Zerfall und damit die Produktion von  $\phi$ -Mesonen eine wichtige Untersuchung, die bei HADES mit der Gold-Strahlzeit bei der kleinsten jemals gemessenen Energie von 1.23A GeV für die  $K^-$ -Produktion durchgeführt werden kann.

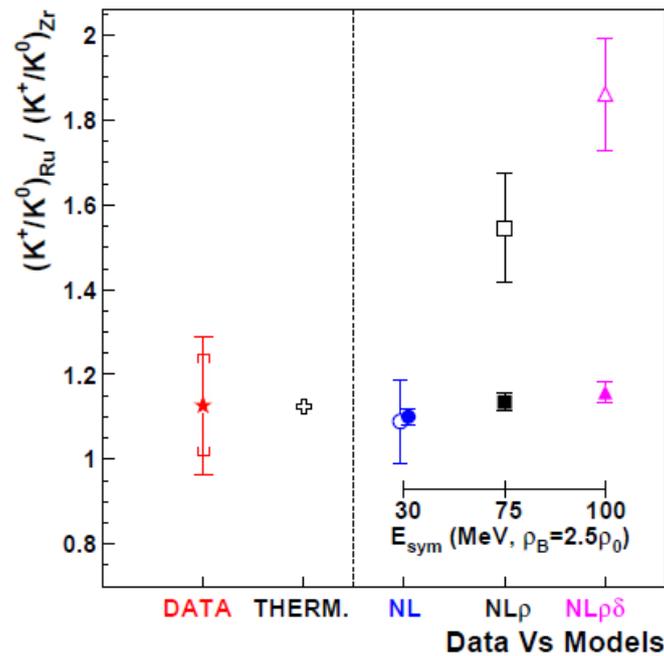
Bei einer Strahlenergie von 1.528A GeV wurden außerdem die Kollisionssysteme  ${}^{96}_{44}\text{Ru} + {}^{96}_{44}\text{Ru}$  und  ${}^{96}_{40}\text{Zr} + {}^{96}_{40}\text{Zr}$  vermessen. In beiden Systemen wurde das Verhältnis von rekonstruierten

<sup>30</sup>Kaon Spektrometer

<sup>31</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

<sup>32</sup>Der Name ist abgeleitet von  $4\pi$ , was die maximale erreichbare räumliche Akzeptanz darstellt.

$K^+/K^0$  bestimmt, die in diesen Reaktionen knapp unter der energetischen Produktionsschwelle erzeugt werden. Als doppeltes Verhältnis  $\frac{(K^+/K^0)_{Ru}}{(K^+/K^0)_{Zr}}$  wurde ein Wert von  $\frac{(K^+/K^0)_{Ru}}{(K^+/K^0)_{Zr}} = 1.13 \pm 0.16$  (stat.)  $\pm 0.12$  (syst.) ermittelt, der damit die Isospinabhängigkeit der Kaonproduktion isoliert. Im Vergleich zu verschiedenen Modellrechnungen zeigt sich eine gute Übereinstimmung des Produktionsverhältnisses bei FOPI mit thermischen Vorhersagen und das experimentelle Ergebnis favorisiert eine weiche Symmetrieenergie in der Zustandsgleichung von Kernmaterie [14], wie in der Abbildung 1.8 dargestellt ist.



**Abbildung 1.8:** Das Produktionsratenverhältnis  $(K^+/K^0)_{Ru}/(K^+/K^0)_{Zr}$  als experimentelles Ergebnis (Stern), als theoretische Vorhersage des Thermischen Modells (Kreuz) und mit Transportmodellrechnungen mit drei unterschiedlichen Annahmen der  $E_{sym}$  für das INM- (offene Symbole) und das HIC- (gefüllte Symbole) Modell [14].

Hierbei stehen die verschiedenen Modellrechnungen  $NL$ ,  $NL\rho$  und  $NL\rho\delta$  für aufsteigend steife Symmetrieenergien von 30, 75 und 100 MeV. Mit diesen Voraussetzungen wurde anhand zweier verschiedener Schwerionenkollisionsmodelle das Doppelverhältnis von  $K^+/K^0$  berechnet. Die offenen Symbole stehen für das sogenannte INM<sup>33</sup>-Modell, bei dem von einer nichtbegrenzten Kernmaterie ausgegangen wird, die sich in einem chemischen, thermischen und Isospin-Gleichgewicht befindet. Die gefüllten Symbole stehen für das HIC<sup>34</sup>-Modell, bei dem von einem abgeschlossenen System ausgegangen wird, das sich nicht in einem entsprechenden Gleichgewichtszustand befindet. Im Falle des HIC-Modells wird sichtbar, dass die Messung des Doppelverhältnis von  $K^+/K^0$  nicht sensitiv gegenüber einer weichen oder steifen  $E_{sym}$  ist. Im Falle des

<sup>33</sup>Infinite Nuclear Matter

<sup>34</sup>Heavy Ion Collisions

INM-Modells weisen die Daten eindeutig auf eine weiche Zustandsgleichung hin.

Über diesen experimentellen Stand hinaus sind weitere Messungen in größeren Systemen und bei niedrigeren Strahlenergien notwendig, da dort die isospinabhängigen Effekte eine noch wichtigere Rolle in der Produktionswahrscheinlichkeit der Kaonen spielen.

### 1.4.3 HADES

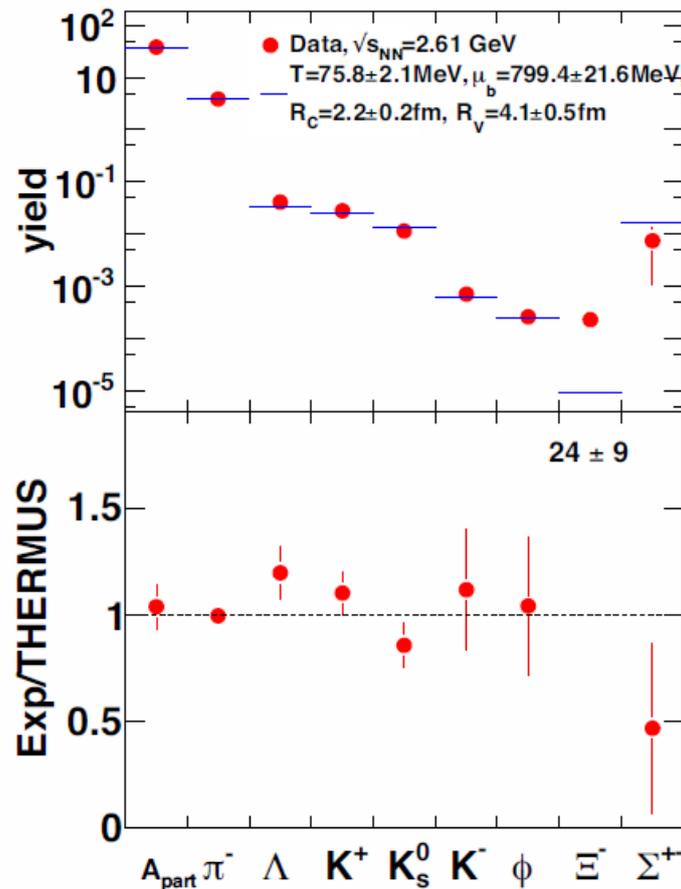
Hier soll ein Einblick in die Ergebnisse gegeben werden, die im Bezug auf die in der Arbeit thematisierte Produktion von Strangeness bei der vorangegangenen Strahlzeit mit Ar+KCl bei 1.76A GeV erzielt wurden. Die gemessenen Teilchenraten wurden mit einem Fit des statistischen Modells angepasst und damit eine chemische Ausfrieretemperatur von  $T_{chem} = (75.8 \pm 2.1)$  MeV, ein Radius des Feuerballs von  $R = (4.1 \pm 0.5)$  fm und ein Strangeness erhaltender Radius von  $R_C = (2.2 \pm 0.2)$  fm bei einem baryo-chemischen Potential von  $\mu_B = (799.4 \pm 21.6)$  MeV ermittelt. Dieser Fit an die ermittelten Teilchenproduktionsraten mit dem statistischen Hadronisierungsmodell THERMUS [40] ist in Abbildung 1.9 gezeigt. Zwei spezielle Ergebnisse dieses Experiments sollen hervorgehoben werden.

Für die Produktionsrate des  $\phi$ -Mesons wurde ein Wert ermittelt, der mit der Vorhersage des statistischen Modells gut übereinstimmt. Dies ist überraschend, da das statistische Modell bei dem  $\phi(s\bar{s})$ -Meson von Strangeness  $S = 0$  ausgeht und somit die Strangeness-Unterdrückung durch den Radius  $R_C$  und durch die OZI<sup>35</sup>-Regeln nicht berücksichtigt. Eine mögliche Erklärung dieser um etwa eine Größenordnung zu hohen Produktionsrate ist, dass das  $\phi$ -Meson die Strangeness-Unterdrückung aufgrund seiner Farbneutralität in der umgebenden stark wechselwirkenden Materie nicht spürt [42]. Mit Hilfe des Verhältnisses von  $\phi/K^-$  und dem Vergleich derer invarianter transversaler Massenspektren lässt sich folgern, dass  $18 \pm 7 \%$  der detektierten  $K^-$  aus dem Zerfall von  $\phi$ -Mesonen stammen [43].

Als zweites interessantes Ergebnis ist die Produktionsrate des  $\Xi^-$ -Baryons ( $ssd$ ) zu nennen. Es müsste aufgrund seiner doppelten Seltsamkeit im Vergleich zum  $\phi$  nach dem statistischen Modell noch weiter unterdrückt sein. Im Experiment zeigt sich jedoch eine Produktionsrate vergleichbar der des  $\phi$ , was einer Abweichung von Faktor  $24 \pm 9$  zu der theoretischen Vorhersage entspricht. Wie kann nun die Produktion doppelter Strangeness solchermaßen erhöht sein? Dafür geht man zu einer neuen Betrachtung der Strangeness-Produktion über. Aus allen rekonstruierten Strangeness-Teilchen ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines  $s\bar{s}$ -Paares von  $P_{s\bar{s}} \approx 0.05$  woraus sich für die Produktion zweier  $s\bar{s}$  Paare eine Wahrscheinlichkeit von  $P_{2s\bar{s}} \approx 0.0025$  ergibt. Die experimentelle Produktionsrate des  $\Xi^-$  liegt bei ungefähr 0.00023, was bedeutet, dass circa 10 % aller zusammen gebildeten  $s$ -Quarks sich in einem  $\Xi^-$  vereinen. Eine mögliche Erklärung wäre, dass die um die Konstituentenquarks von Nukleonen gebildeten virtuellen Quark-Antiquark-Paare (die sogenannte Meson Cloud) bei einer Schwerionenkollision, deren Feuerball eine ausreichend lange Zeit existiert, überlappen und eine große "Bag" mit virtuellen Mesonen und Konstituentenquarks bilden. Aus diesen virtuellen zum Beispiel  $s\bar{s}$ -

<sup>35</sup>In einer elementaren NN-Reaktion ist die Produktion eines  $\phi$ -Mesons stark unterdrückt, da es aufgrund seines Spin- und Paritätszustandes nur aus drei gleichzeitig existierenden Gluonen entstehen kann. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wird in diesem Fall klein, da die drei Gluonen alleine die gesamte Energie des  $\phi$ -Mesons tragen müssen. Hierbei spricht man von einer OZI-Unterdrückung.

Mesonen könnten sich  $K^+$  lösen und somit, falls der Prozess zweimal auftritt, zwei  $s$ -Quarks hinterlassen, die mit einem im Nukleon befindlichen  $d$ -Quark ein  $\Xi^-$  bilden können [42, 44]. Dieser Erklärungsansatz ist bis jetzt eine reine Arbeitshypothese. Umso wichtiger ist es bei den vorliegenden Daten diese Teilchenproduktionsraten im Au+Au-System ebenfalls zu vermessen und mit den vorhandenen Modellen und Theorien zu vergleichen.



**Abbildung 1.9:** Im oberen Teil sind die Multiplizitäten verschiedener in Ar+KCl rekonstruierter Teilchen dargestellt (rot) zusammen mit dem anhand der Daten (exklusive  $\Xi$ ) erstellten Fit (blau) des statistischen Modells. Im unteren Teil sind die Multiplizitäten der Daten im Verhältnis zu den theoretischen Vorhersagen dargestellt [44].

## 1.5 Zielsetzung der Arbeit

Von April bis Mai 2012 wurden mit dem HADES-Detektor  $7.3 \cdot 10^9$  Reaktionen in 557 Stunden Goldionenstrahl auf ein Gold-Target aufgenommen. In dieser Arbeit werden diese Daten zum ersten Mal auf die Strangeness enthaltenden  $K^+$ ,  $K^-$  und  $K^0$ -Mesonen hin analysiert. Es werden vorläufige Produktionsraten der rekonstruierten Kaonen berechnet. Damit wird zum ersten

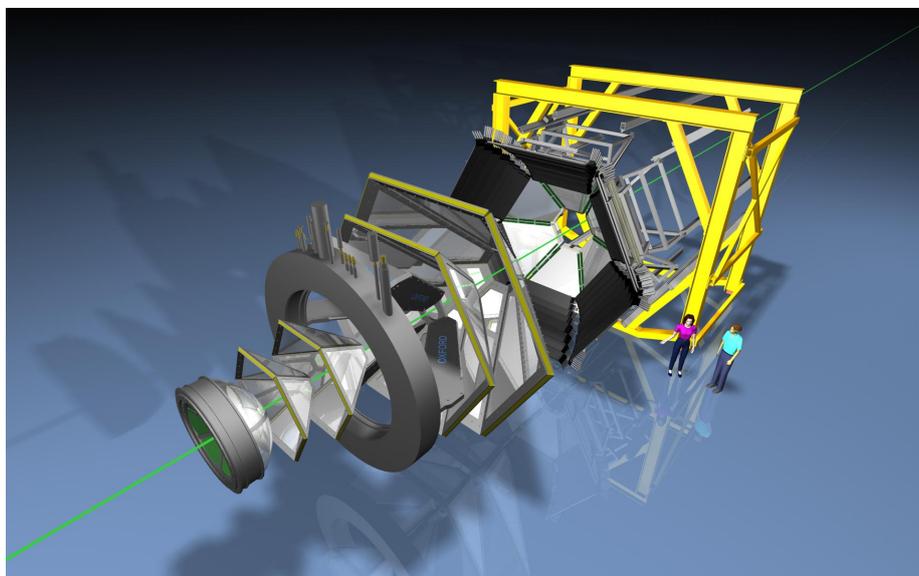
Mal bei Energien so weit unterhalb der Schwellenenergie des Produktionsprozesses von  $K^-$  und  $K_S^0$  die Produktion negativ und neutral geladener Kaonen nachgewiesen und zusätzlich das Produktionsverhältnis von  $K^+$  zu  $K^0$  bei einem Au+Au-Kollisionssystem vermessen.

Um den Prozess der Datenanalyse nachvollziehbar darzustellen, wird in Kapitel 2 zunächst der Aufbau und die physikalische Zielsetzung des HADES-Detektors, mit dem die analysierten Daten der Au+Au-Kollisionen aufgezeichnet wurden, beschrieben. Im folgenden Kapitel 3 wird allgemein erläutert, wie eine Analyse der Au+Au-Strahlzeit durchgeführt wird, wie aus den Rohdaten analysierbare Datensätze mit verwertbaren Observablen wie Masse, Impuls und Ladung werden, und was für Datenprozesse wie Kalibrierungen, Ausrichtung des Detektors und Spurrekonstruktion notwendig sind. In Kapitel 4 wird dann im Speziellen auf die Analyse der geladenen und neutralen Kaonen eingegangen, die Vorgehensweise in der Teilchenidentifizierung beschrieben und die erhaltenen Signale berechnet. Abgeschlossen wird die vorliegende Arbeit mit Kapitel 5 zur Diskussion der Ergebnisse und einem Ausblick auf weiterführende Kaonenanalysen.

# Kapitel 2

## HADES-Detektor

In der Abbildung 2.1 ist das **H**igh **A**ccceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer HADES dargestellt, mit welchem die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgezeichnet wurden. Es ist ein Fixed-Target Experiment, das am Beschleuniger SIS 18 an der GSI, dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, in Darmstadt steht und seit Oktober 2002 in Betrieb ist. In der Abbildung wird die Größe des Experiments sichtbar. Die Komponenten des Detektors, die hier einzeln dargestellt sind, werden im Messbetrieb ineinander geschoben. Diese Detektorsubsysteme werden in Abschnitt 2.2 mit ihren Messprinzipien, Eigenschaften und Beiträgen zur Teilchenidentifizierung erläutert.



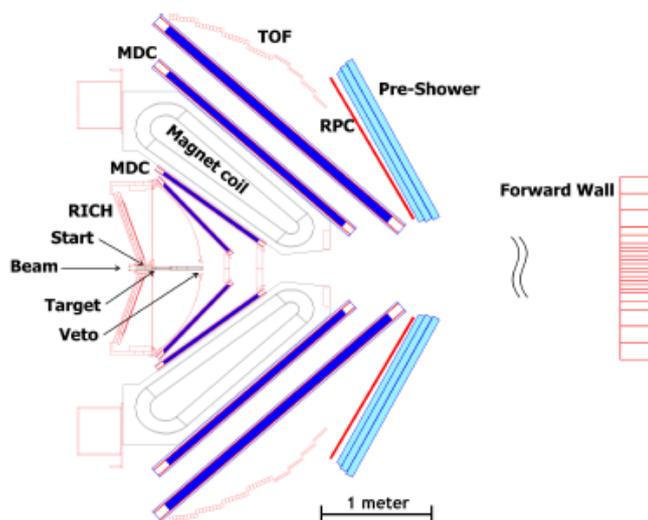
**Abbildung 2.1:** Der HADES-Detektor mit auseinandergezogenen Detektorsubsystemen: von links nach rechts befinden sich entlang der grün eingezeichneten Strahlachse der RICH-Detektor (in dem das Target angebracht ist), die inneren Driftkammern, der Magnet, die zwei äußeren Driftkammern, die Flugzeitdetektoren RPC (innen) und TOF (außen) und dahinter der PreSHOWER Detektor.

## 2.1 Physikalische Zielsetzung

Die physikalische Motivation des HADES-Spektrometers ist die Untersuchung von dichter Kernmaterie, wie sie in Schwerionenkollisionen bei Energien im niedrigen GeV-Bereich entsteht. Zu Beginn des Experiments war der Nachweis und die Rekonstruktion von Dielektronenzerfällen der Vektormesonen  $\rho$  und  $\omega$  die Hauptmotivation der durchgeführten Messungen. Die identifizierten leptonischen Zerfallsteilchen, die nicht stark wechselwirken und damit nicht nach der Entstehung durch die Kernmaterie modifiziert werden, tragen die direkte Information über die Hochdichtephase der Materie aus der Kollision heraus. Damit kann auf die Eigenschaften der in der Hochdichtephase entstandenen Vektormesonen und auf den Zustand des Feuerballs geschlossen werden. Um Elektron-Positron-Paare in hoher Auflösung messen zu können und sie von leichten Hadronen zu differenzieren, wurde HADES mit einem expliziten Leptonendetektor, dem **Ring Imaging Cherenkov Detektor** (RICH) ausgestattet. Aufgrund der guten Energieverlustauflösung der Driftkammern und der Flugzeitdetektoren hat sich HADES auch als Detektor für Hadronen, die bei Schwerionenkollisionen entstehen, als sehr geeignet erwiesen.

Der Detektor ist symmetrisch um die Strahlachse aufgebaut und deckt mit jeweils sechs Sektoren der Detektoren beinahe den gesamten Azimutwinkel  $\phi$  ab. Im Polarwinkel wird der Bereich von  $\theta = 18^\circ$  bis  $85^\circ$  abgedeckt.

## 2.2 Detektorsubsysteme



**Abbildung 2.2:** Horizontaler Schnitt durch den HADES-Detektor im Zustand zusammengesobener Detektorsubsysteme.

In der schematischen Zeichnung 2.2 ist ein horizontaler Schnitt durch den Detektor dargestellt. Für die Analyse von seltsamen Hadronen sind vor allem die Flugzeitdetektoren (TOF und RPC) und das Magnetspektrometer (Driftkammern (MDC<sup>1</sup>) und der Magnet) relevant, da über diese der

<sup>1</sup>Multi-Wire Drift Chambers

Impuls und der Energieverlust der Teilchen rekonstruiert wird. Die Leptonendetektoren (RICH, Pre-Shower und Forward Wall) sind für die vorliegende Untersuchung nicht relevant, sie werden daher nur kurz erwähnt.

### 2.2.1 Magnetspektrometer

Das sogenannte Magnetspektrometer setzt sich aus dem Magneten und den vier MDCs, die sich vor und hinter dem Magneten befinden, zusammen. Geladene Teilchen, die durch ein Magnetfeld fliegen, werden durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn gelenkt. Durch die Ablenkung zwischen den inneren und äußeren MDCs kann das Verhältnis von Impuls und Ladung der Teilchen berechnet werden, wie in 3.1.2 erläutert wird.

#### Magnet

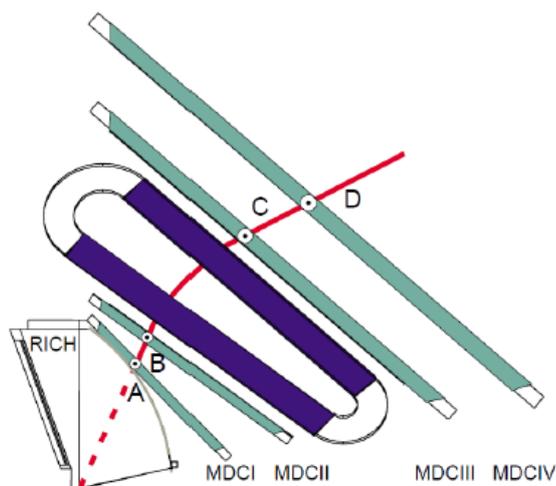
Der supraleitende Elektromagnet ILSE<sup>2</sup> wird mit flüssigem Helium auf 4.7 K Arbeitstemperatur gekühlt. Er besteht aus sechs NbTi-Spulen, die senkrecht zu den Driftkammern in jedem Sektor angebracht sind. Die Magnetspulen erzeugen ein toroidales Feld, das von einer Magnetfeldstärke von 3.6 T auf der Spulenoberfläche zu 0.8 T im Zentrum der Driftkammern abfällt. Damit wird erreicht, dass das Magnetfeld weder im Bereich des RICH-Detektors, noch im Bereich der Flugzeitdetektoren starken Einfluss auf die Teilchenspur nimmt. Ein starkes Magnetfeld im Bereich des RICH Detektors würde zu stark gekrümmten Teilchenbahnen führen und damit eine Abbildung der Cherenkov-Kegel auf Kreise verhindern. Ebenso würde ein starkes Magnetfeld im Bereich der Flugzeitwände die Zeitauflösung der Auslese durch die Sekundärelektronenvervielfacher verschlechtern.

#### Vieldrahtdriftkammern

Zur Rekonstruktion der durch das Magnetfeld gekrümmten Teilchenbahnen werden die Vieldrahtdriftkammern vor und hinter dem Magneten verwendet. Es befinden sich jeweils zwölf vor und zwölf hinter dem Magnetfeld. Jeweils sechs sind rund um die Strahlachse nebeneinander angeordnet, jede Vieldrahtdriftkammer füllt 60° des Azimutwinkels aus, womit, bis auf die Halterungen der Kammern, der gesamte Azimutwinkel um die Strahlachse abgedeckt wird. Im Polarwinkel decken die Vieldrahtdriftkammern einen Winkelbereich von 18° bis 85° ab. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, befinden sich in diesem Winkelbereich die vier Kammern MDC I bis IV hintereinander und umschließen den Magneten.

---

<sup>2</sup>Iron Less Superconduction Electromagnet



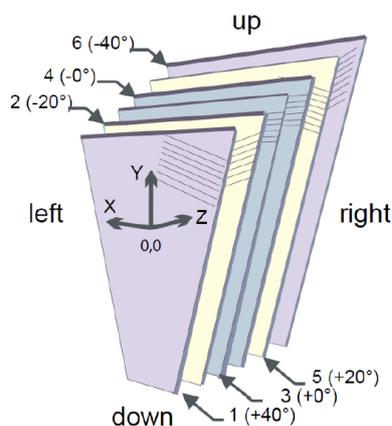
**Abbildung 2.3:** Schematischer Querschnitt durch einen Sektor im Bereich der MDCs mit einer Magnetfeldspule und den Vieldrahtdriftkammern MDC I bis IV. Die Punkte A, B, C und D sind die in den MDCs registrierten Spurkoordinaten. Zudem ist die Spur eines geladenen Teilchens (rot) eingezeichnet, die im Magnetfeld gekrümmt wird und die vom ersten Punkt in der MDC I Ebene auf den Reaktionsvertex im Target (gestrichelte Linie) projiziert wird.

Die Punkte A, B, C und D sind die Koordinaten in den Driftkammern, durch welche die Teilchenspur verläuft. Mit Hilfe dieser Punkte und der Kenntnis über das anliegende Magnetfeld wird anschließend die Spur des Teilchens, dessen Ladung und Impuls festgestellt.

Die Drahtkammern sind so konzeptioniert, dass sie bei einer möglichst hohen Sensibilität eine möglichst geringe Massenbelegung des Detektors haben, da die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial vermieden werden soll. Die 24 Driftkammern bestehen aus jeweils sechs Drahtebenen, deren Spannungsdrähte, wie in Abbildung 2.4 gezeigt, jeweils  $20^\circ$  zueinander verdreht sind, so dass einem durchfliegenden Teilchen als Durchstoßpunkt der Kreuzungspunkt der ausgelösten Drähte zugeordnet wird. Die Driftkammern sind mit einem Gasgemisch gefüllt, wobei dieses für die Ebenen unterschiedlich ist. MDC I war in der Gold-Strahlzeit mit 70% Argon und 30%  $\text{CO}_2$  gefüllt, die Ebenen MDC II - IV mit 84% Argon und 16% Isobutan. Der jeweilige Anteil von Isobutan (bzw.  $\text{CO}_2$ ) ist als sogenannter Quencher vorhanden, um die durch Photoemission entstandenen Photonen zu absorbieren, damit diese keine Elektronen auslösen, die zu einem weiteren Signal führen könnten.

Fliegen nun geladene Teilchen durch das Gas, so ionisieren diese Gasatome, deren ausgelöste Elektronen durch die angelegte Hochspannung an den Signaldrähten zu diesen beschleunigt werden, während die Ionen zu den Kathodendrähten wandern. Die beschleunigten Elektronen spüren ein immer größer werdendes elektrisches Feld, je näher sie den Drähten kommen, und lösen somit in der Nähe der Signaldrähte weitere Elektronen im Gas aus, was zu einem sogenannten Lawineneffekt führt. Durch diesen entsteht ein kurzer elektrischer Impuls, der von der Ausleseelektronik verarbeitet werden kann. Ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas bekannt, so kann über die Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang des geladenen Teilchens und der Ankunft der Elektronenwolke am Signaldraht die Entfernung der Teilchen-

trajektorie zum Draht berechnet und damit der Durchstoßpunkt des Teilchens präzisiert werden. Des Weiteren lässt sich aus der Breite des Signals (der Zeit, die das Signal über einem bestimmten Schwellenwert der Amplitude lag, **Time Over Threshold**) über eine Eichung mit der Bethe-Bloch-Formel der Energieverlust über die zurückgelegte Strecke  $dE/dx$  abschätzen [37].



**Abbildung 2.4:** Anordnung der sechs Drahtlagen in einem Sektor einer Driftkammer.

## 2.2.2 Flugzeitdetektoren

Neben dem Verhältnis von Ladung zu Impuls eines Teilchens und dessen Energieverlust, ist für die Identifizierung die Flugzeit durch den Detektor wichtig. Mit deren Hilfe kann aus den Messwerten des Magnetspektrometers der Impuls, die Geschwindigkeit und damit die Masse des Teilchens berechnet werden. Der Flugzeitdetektor setzt sich aus einer Komponente, die vor dem Target die Startzeit bestimmt, und einer Komponente hinter den letzten Driftkammern, der Flugzeitwand, zusammen. Die Flugzeitwand misst von der Startzeit ausgehend die Zeit, die ein registriertes Teilchen benötigt, um den Detektor zu durchqueren.

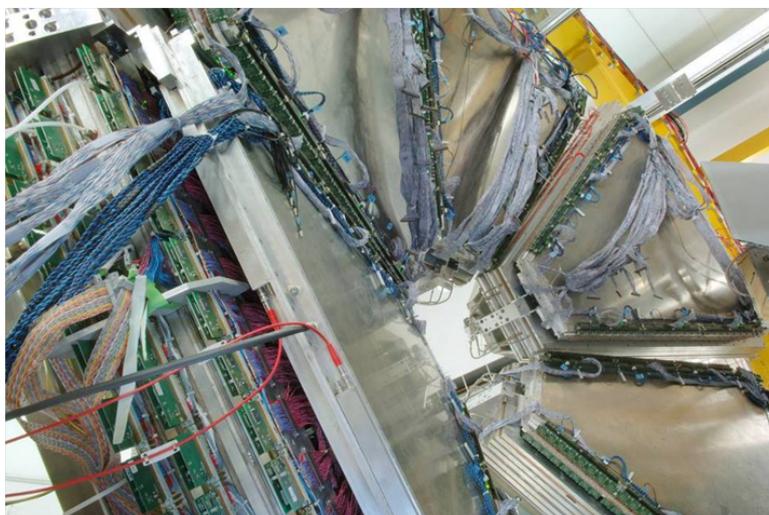
### Start- und Vetodetektor

Der Startdetektor ist ein quadratischer, monokristalliner Diamant-Halbleiterdetektor von der Seitenlänge 4.7 mm und der Dicke 50  $\mu\text{m}$ , der zwei Zentimeter vor dem segmentierten Gold-Target angebracht ist. Er definiert die Startzeit  $t_0$  mit einer Zeitauflösung von circa 50 ps und kann mit seinen präzisen Ortsinformationen zur Strahlfokussierung verwendet werden. Seine Position wurde in der Goldstrahlzeit aufgrund von Strahlungsschäden mehrmals verändert, um eine anhaltend gute Detektoreffizienz zu garantieren. Der Veto-Detektor ist 70 cm hinter dem Target angebracht und wird dazu verwendet Reaktionen über eine Anti-Koinzidenz-Messung mit dem Start-Detektor auszuschließen, bei denen keine Kollision der Ionen mit dem Target stattgefunden hat. Er ist aus polykristallinem Material gefertigt und 100  $\mu\text{m}$  dick. Durch seine Information kann die Totzeit des Detektors reduziert und damit die Datenrate der Aufnahme von Reaktionen erhöht werden.

### META-Detektor

Der META<sup>3</sup>-Detektor besteht aus den drei Komponenten TOF<sup>4</sup>, RPC<sup>5</sup> und Pre-Shower-Detektor, die hinter der letzten Driftkammer angebracht sind. TOF- und RPC-Detektor messen die Flugzeit der Teilchen relativ zur Startzeit des Startdetektors und deren spezifischen Energieverlust. Der TOF-Detektor deckt einen Polarwinkel von 44° bis 85° ab. Er besteht aus sechs Sektoren, von denen jeder aus acht Gruppen von jeweils acht Plastikszintillatorstreifen besteht. Am Ende der Szintillatorstreifen, die gleichzeitig als Lichtleiter dienen, ist jeweils ein Photoelektronenvervielfacher (PMT<sup>6</sup>) angebracht, der das Licht in ein elektrisches Signal umwandelt. Das Licht entsteht, falls ein geladenes Teilchen durch das Plastikszintillatormaterial fliegt. Es erzeugt dabei angeregte Zustände, die sich durch Lichtemission wieder abregen. Mit der Identifizierung des getroffenen Streifens wird die Koordinate des Polarwinkels des Teilchens mit einer Auflösung von 2 - 3 cm festgelegt. Die Koordinate im Azimutwinkel wird über die Gruppengeschwindigkeit im Szintillatormaterial bestimmt, je nachdem, wie lange das Lichtsignal bis zum PMT benötigt. Die Flugzeitauflösung des TOF sind 150 ps, was einer Ortsauflösung in der Azimutrichtung von 2.5 cm entspricht.

Der innere Winkelbereich von 18° bis 45° wird von einem RPC-Detektor abgedeckt (siehe Abbildung 2.5). Er besteht wiederum aus sechs Sektoren, die jeweils mit 187 Zellen eines zeit-erfassenden RPC-Detektors aus je drei übereinanderliegenden Aluminiumelektroden und zwei isolierenden Glasplatten bestückt sind. Diese Detektoren liefern eine Zeitauflösung von 80 ps, eine Ortsauflösung von 8 mm und eine Effizienz in der Teilchendetektion von 97%.



**Abbildung 2.5:** Seitliche Ansicht des RPC-Detektors.

---

<sup>3</sup>Multiplicity and Electron Trigger Array

<sup>4</sup>Time Of Flight

<sup>5</sup>Resistive Plate Chamber

<sup>6</sup>Photo Multiplier Tube

### 2.2.3 Leptonendetektoren

#### RICH-Detektor

Der RICH-Detektor befindet sich um das Target herum und wird zur Identifizierung von Elektronen und Positronen verwendet, die in dem Radiatorgas  $C_4F_{10}$  Cherenkov-Strahlung emittieren. Geladene Teilchen emittieren Cherenkov-Strahlung, falls sie eine höhere Geschwindigkeit haben als das Licht in dem jeweiligen Medium. Der RICH-Detektor ist mit seinem Füllgas daraufhin optimiert, Leptonen mit Impulsen zwischen 0.1 und 1.8 GeV/c zu detektieren. Dabei werden die emittierten Cherenkov-Kegel mit Hilfe eines sphärischen Spiegels auf die Ausleseelektronik mit angeschlossenen Photodetektoren projiziert und die entstehenden Kreise werden als Leptonenidentifizierung verwendet. Hadronen werden aufgrund ihrer zu geringen Geschwindigkeit im Radiatorgas nicht detektiert, wodurch sich die Spuren von Leptonen und Hadronen trennen lassen.

#### Pre-Shower-Detektor

Der Pre-Shower-Detektor dient der Identifizierung von Leptonen, die einen Impuls über 300 MeV/c besitzen, und befindet sich im inneren Winkelbereich der Flugzeitwand hinter dem RPC-Detektor. Die Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen erfolgt über die Auslösung von elektromagnetischen Schauern durch Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozesse, die fast ausschließlich von hochrelativistischen Elektronen ausgelöst werden. Der Detektor besteht aus Vieldrahtkammern, in denen die Schauer registriert werden und Bleikonvertern, die die Dicke der doppelten Strahlungslänge von Elektronen in Blei haben. Damit kann ein charakteristischer Energieverlust in den drei Drahtebenen relativ zueinander festgestellt werden mit dem Leptonen- von Hadronenspuren unterschieden werden können.

### 2.2.4 Forward Wall

Die Forward Wall wurde 2007 hinter der Öffnung zwischen der Flugzeitwand installiert, senkrecht zur Strahlachse und 7 Meter vom Target entfernt. Sie besteht aus 287 Szintillatorblöcken, die in verschiedenen Größen auf dem Detektor angebracht sind um sogenannte Spektatoren, Teilchen, die nicht an der Reaktion beteiligt waren, zu identifizieren. Die Szintillatorblöcke sind von der Größe so gewählt, dass sie eine gute Winkel- und Positionsbestimmung möglich machen, wobei die innersten Blöcke  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  groß sind, die weiter von der Strahlachse weg liegenden  $8 \times 8 \text{ cm}^2$  und die am weitesten außen  $16 \times 16 \text{ cm}^2$ . Jede Zelle hat eine Dicke von 2.58 cm und wird mit einem eigenen PMT ausgelesen.

## 2.3 Target

Das Target der Goldstrahlzeit ist in der Abbildung 2.6 dargestellt. Es besteht aus 15 Segmenten, die im Abstand von 4.5 mm angebracht sind. Die Segmentierung des Targets soll verhindern, dass im Target generierte  $\gamma$ -Strahlung mit dem weiteren Targetmaterial interagiert und damit

unerwünschte  $e^+e^-$ -Paare erzeugt. Durch den Abstand der dünnen Targetfolien kann dies minimiert werden, da die  $\gamma$ -Strahlung meist unter großen Winkeln das Targetmaterial verlässt. Die einzelnen 3 mm durchmessenden Goldfolien sind auf 7  $\mu\text{m}$  dicken sogenannten Kapton-Folien angebracht, die im Bereich des Targets ein Loch haben, in das die Goldfolie geklebt wird. Die Folien selber sind in einem aufgeschnittenen Kohlenstofffaserrohr angebracht, welches das Target hält [45].

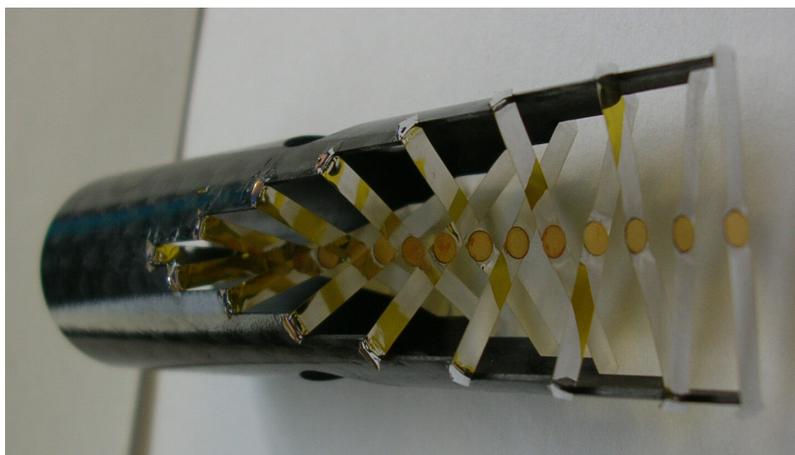


Abbildung 2.6: Das aus 15 Segmenten bestehende Gold-Target.

## 2.4 Datenauslese und Trigger

Um die aufgenommene Datenmenge und die Totzeit zwischen den Datenaufnahmen zu reduzieren, werden nicht alle Reaktionen aufgezeichnet. Es sollen vermehrt Kollisionen aufgezeichnet werden, die physikalisch relevante Ereignisse darstellen, also Ereignisse, die Leptonenkandidaten aus Vektormesonzerfällen enthalten. Diese Auswahl erfolgt allgemein bei HADES durch die Level-1 und Level-2-Trigger. Der Level-1-Trigger sortiert Reaktionen aus, bei denen im TOF-Detektor weniger als 20 Treffer registriert werden, somit Reaktionen mit einem großen Stoßparameter. Je kleiner der Stoßparameter einer Reaktion ist, desto zentraler treffen die beiden Atomkerne aufeinander. Der Trigger benötigt für die Entscheidung 100 ns, was deutlich kürzer ist als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Reaktionen. Der zweite Trigger selektiert Ereignisse nach ihren identifizierten Leptonen, er fordert relevante Messungen in den Leptonendetektoren RICH und PreShower und zusätzlich Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Diese Triggerabfrage benötigt circa 10  $\mu\text{s}$ .

In der Au+Au-Strahlzeit wurde nur der Level-1-Trigger (PT3-Trigger) verwendet, da bei der durchschnittlich hohen Multiplizität der Kollisionen bei jeder Reaktion mindestens ein Leptonkandidat aufgezeichnet wurde. Zusätzlich wurden Ereignisse aufgezeichnet, bei denen nur fünf Treffer im TOF-Detektor registriert wurden (PT2-Trigger), um einen Vergleich von niedrigen zu hohen Multiplizitäten zu ermöglichen.

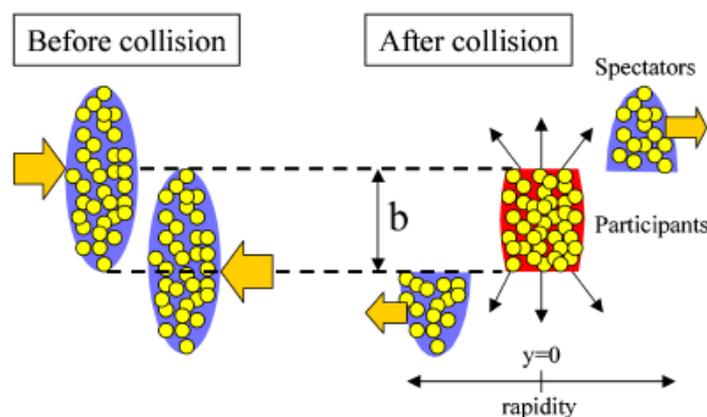
Bei den so akzeptierten Reaktionen werden die Daten, die vorerst in einem Pufferspeicher abgelegt waren, im HLD-(Hades List Data) Format abgespeichert.

# Kapitel 3

## Datenanalyse der Au+Au-Strahlzeit

1994 wurde von einer Arbeitsgruppe, die sich mit Schwerionenexperimenten befasste, der Bau des HADES-Detektors an der GSI vorgeschlagen, mit dem Ziel die Kollision von Goldionen auf ein Gold-Target zu untersuchen. Diese Strahlzeit wurde nun im April des Jahres 2012 erfolgreich durchgeführt.

Nach einer Teststrahlzeit im August 2011 mit dem Kollisionssystem Au+Au bei  $1.24A$  GeV wurden vom 6. April bis 7. Mai 2012 insgesamt 557 Stunden Daten von Gold-Gold-Kollisionen aufgenommen. Das Target bestand, wie bereits in 2.3 beschrieben, aus 15 segmentierten Goldfolien, die mit auf  $1.23$  GeV pro Nukleon beschleunigten geladenen Goldatomen aus der Beschleunigeranlage SIS 18 beschossen wurden. Die Intensität betrug  $1.2 - 1.5 \cdot 10^6$  Ionen pro Sekunde. Die Ereignisse wurden mit einer Triggerrate von  $8$  kHz identifiziert und mit einer Datenrate von  $200$  MByte/s aufgezeichnet. Damit ergab sich ein Datenvolumen von  $140$  TByte, das circa  $7.3 \cdot 10^9$  Kollisionsereignisse enthält. Für die nachfolgende Analyse wurde die gesamte verfügbare Statistik der Au+Au-Strahlzeit verwendet.

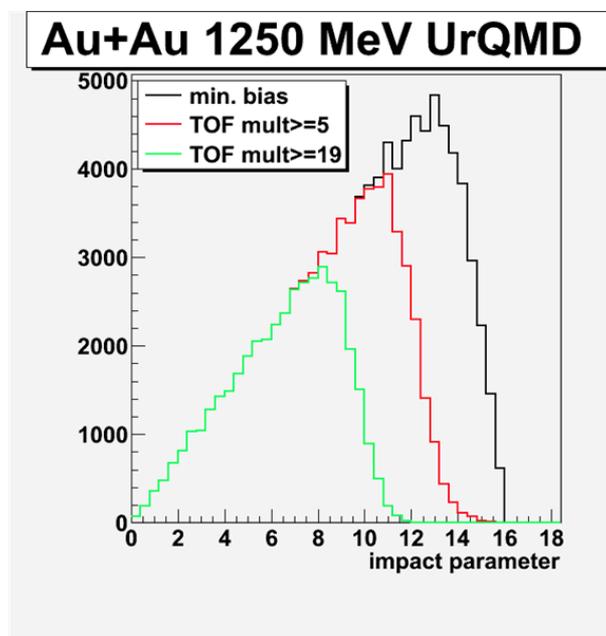


**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision mit den beteiligten Nucleonen. Je kleiner der Stoßparameter  $b$  ist, desto zentraler ist der Stoß und desto mehr Partizipanten nehmen an der Reaktion teil. Die Spektatoren sind diejenigen Nucleonen, die sich im Schwerpunktsystem der Kollision in beide Richtungen ohne eine Wechselwirkung weiterbewegen [46].

In Schwerionenkollisionen ist es von wesentlicher Bedeutung, dass möglichst viele Nukleonen am Stoß beteiligt sind, da zur Untersuchung von Effekten des Mediums viele Partizipanten benötigt werden, die ein Medium ausbilden können. Diejenige Größe, welche die Zentralität eines Stoßes und damit auch die Anzahl der beteiligten Nukleonen charakterisiert, ist der Stoßparameter  $b$ . In der folgenden Abbildung 3.1 ist veranschaulicht, wie eine Schwerionenkollision ablaufen kann.

Der Stoßparameter ist als der Abstand der Schwerpunkte beider an der Kollision beteiligter Atome definiert. Die Nukleonen, welche direkt an der Kollision teilnehmen, werden Partizipanten, die unbeteiligten Nukleonen Spektatoren genannt. Je kleiner der Stoßparameter einer Reaktion ist, desto mehr Partizipanten besitzt sie. Da der Stoßparameter experimentell nicht zugänglich ist, kann diese Größe nur über die Anzahl der entstehenden Reaktionsprodukte, die Multiplizität der Reaktion, ermittelt werden. Über den Vergleich einer Simulation mit verschiedenen Stoßparametern mit den Daten kann ein Rückschluss auf die durchschnittlichen Stoßparameter der Reaktionen gezogen werden.

Um hauptsächlich Ereignisse aufzuzeichnen, die einen geringen Stoßparameter und damit eine hohe Zentralität besitzen, wurde mit dem PT3-Trigger (2.4) gearbeitet. In der folgenden Datenanalyse wird ausschließlich mit Reaktionen gearbeitet, die diese Bedingung erfüllen. In der Abbildung 3.2 ist anhand einer Simulation dargestellt, wie die beiden Trigger die aufgezeichneten Events in Richtung geringerer mittlerer Stoßparameter und damit zentralerer Kollisionen verschieben. Der PT3-Trigger entspricht durch Vergleich mit der Simulation einem Stoßparameter  $b$  zwischen 0 und 9 fm.



**Abbildung 3.2:** Simulation mit UrQMD zur Abhängigkeit des Stoßparameters vom gewählten Trigger. Dabei sind in Schwarz alle Reaktionen mit einbezogen, bei denen überhaupt eine Kollision stattfindet (sogenannte minimum bias events), in Rot sind die Ereignisse eingezeichnet, die dem PT2-Trigger entsprechen und in Grün, die ungefähr dem PT3-Trigger entsprechenden Ereignisse [49].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit von Parametern von der Zentralität der Reaktionen betrachtet. Die Zentralität einer Reaktion lässt sich im Experiment nur über die Multiplizität  $Mult$  der Reaktionsprodukte ermitteln, wofür die Anzahl der registrierten Treffer in den META-Detektoren RPC und TOF verwendet wurde. Es wurden für diese Analyse drei Zentralitätsklassen definiert, in denen jeweils ein Drittel aller Ereignisse, die dem PT3-Trigger entsprechen, liegen. Dafür wurden die Integrale über die Zählrate pro Multiplizität berechnet und die ganzzahligen Grenzen derart festgelegt, dass die Integrale pro Klasse äquivalent sind.

| Zentralitätsklasse | Multiplizität in RPC + TOF |
|--------------------|----------------------------|
| 1                  | $20 \leq Mult < 94$        |
| 2                  | $94 \leq Mult < 138$       |
| 3                  | $138 \leq Mult$            |

**Tabelle 3.1:** Einteilung der in der Analyse verwendeten Multiplizitätsklassen.

### 3.1 Datenkalibrierung

Aus den aufgenommenen Detektorsignalen, wie zum Beispiel der Nummer eines getroffenen Drahtes in einer Drahtkammer oder ein Signal an einem bestimmten Photoelektronenvervielfacher des META-Detektors, die mit der sogenannten DAQ<sup>1</sup> aufgenommen wurden, müssen nun physikalisch verwertbare Daten entstehen. Zunächst werden die aufgenommenen Daten zu sogenannten HLD<sup>2</sup>-Dateien zusammengefasst. Diese Dateien haben eine eindeutige Kennung anhand derer der Aufnahmezeitpunkt festgestellt werden kann. Durch einen Vergleich mit der Datenbank Oracle, in der die aktuellen Detektoreinstellungen und mögliche Detektorausfälle aufgezeichnet werden, können Daten ausgeschlossen werden, die bei instabilen Detektorverhältnissen aufgenommen wurden. Bevor der Impuls, Energieverlust und die Flugzeit der Teilchen bestimmt werden kann, muss die Kalibrierung des Detektors, das heißt die genaue Positionsbestimmung der Subdetektoren, erfolgen, da diese für die genaue Spurrekonstruktion der Teilchen relevant ist. Dafür werden verschiedene Methoden angewandt, die unter anderem in der Dissertation von Schmah [37] beschrieben werden. Unter anderem wird das sogenannte Photo-Alignment verwendet, bei dem um einen Fixpunkt (hier den Magneten) herum beispielshalber die Sektoren einer Ebene der Drahtkammer, die mit markierten Punkten gekennzeichnet sind, fotografiert werden. Die markierten Punkte werden anschließend mit dem Programm Photomodeler zur Übereinstimmung gebracht und dadurch die Position der Sektoren im Raum bestimmt. Mit diesen Positionsinformationen werden anschließend aus den HLD-Files die DST<sup>3</sup>-Dateien berechnet. In diesem Prozess wird die Spur- und Impulsrekonstruktion (siehe 3.1.1-3.1.2) durchgeführt. Auf Grundlage der DST-Dateien und deren enthaltenen Informationen über die rekonstruierten Teilchenspuren wird die Analyse der Kaonen in dieser Arbeit durchgeführt. Die gesamte Statistik

<sup>1</sup>Data AQisition (Datenaufnahme)

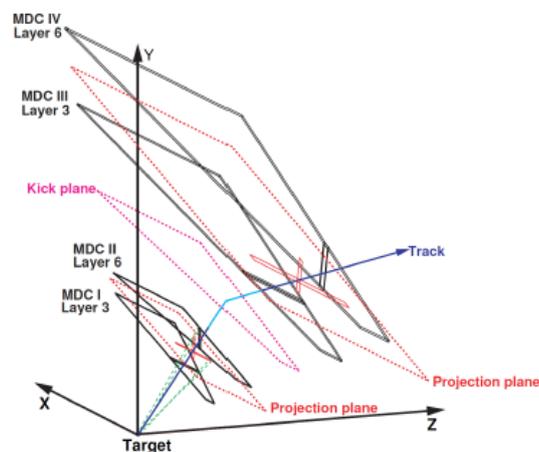
<sup>2</sup>Hades List Data

<sup>3</sup>Data Summary Tapes

der DST-Files der Au+Au-Strahlzeit 2012 umfasst ein Datenvolumen von 140 TByte.

### 3.1.1 Spurrekonstruktion

Zur Spurrekonstruktion sind bei HADES die vier Driftkammern relevant, in denen jeweils eine Teilchenspur Informationen über den Durchstoßpunkt und die Flugrichtung hinterlässt. Aus diesen vier Punkten und Richtungen in den vier Ebenen der Driftkammern wird eine Teilchenspur rekonstruiert. Um zu vermeiden, dass Spuren falschen Durchstoßpunkten zugeordnet werden, wird aus den jeweils inneren MDCs (MDC I/II) und den äußeren MDCs (MDC III/IV) eine Gruppe gebildet, in der ein gerades Spursegment (inneres und äußeres Segment) gebildet wird. Die Spuranpassung an diese beiden Segmente erfolgt mit dem Cluster Finder und dem Segment Fitter. Das Verfahren des Cluster Finders wird in der Abbildung 3.3 dargestellt. Um den Durchstoßpunkt zu rekonstruieren, werden zunächst die ausgelösten Signaldrähte auf eine Ebene projiziert und die Kreuzungspunkte der Drähte mit den meisten Treffern als Punkte der Teilchentrajektorien identifiziert. Für die inneren Driftkammern werden die Drähte auf die Targetregion projiziert, für die äußeren auf den Durchstoßpunkt der inneren Driftkammern. Die Richtung des Durchstoßpunktes entspricht der Richtung zum jeweiligen Projektionsursprung. Zur Spurrekonstruktion wird zuerst vereinfacht angenommen, dass das Magnetfeld zwischen den inneren und äußeren MDCs keine Kreisbahn verursacht, sondern nur einen Knick in der Teilchenbahn. Dieser Knick der Spur wird in der sogenannten Kick-Plane auf die Teilchentrajektorie angewendet.



**Abbildung 3.3:** Das Projektionsverfahren des Cluster Finders mit den vier Drahtkammerebenen MDC I, II, III und IV. Die roten Ebenen sind die Projektionsebenen zwischen dem jeweils inneren und äußeren Segment, die blaue Linie stellt die Teilchentrajektorie dar [48].

### 3.1.2 Impulsbestimmung

Wie bereits erwähnt ist das Magnetfeld zwischen den inneren und äußeren Driftkammern angebracht, um den Impuls der passierenden Teilchen zu bestimmen. Bewegt sich ein Teilchen

mit der Ladung  $q$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  durch ein Magnetfeld  $\vec{B}$ , so wirkt senkrecht zur Geschwindigkeit und zur Magnetfeldrichtung die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$ :

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (3.1)$$

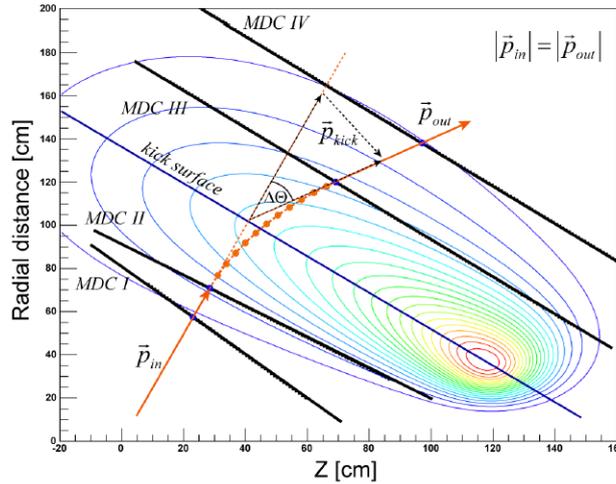
Die Lorentzkraft verändert nur die Richtung, nicht aber den Betrag der Geschwindigkeit und damit des Impulses. Integriert man die Impulsänderung über die gesamte Weglänge  $s$  des Teilchens, so erhält man als Zusammenhang für die gesamte Ablenkung des Impulses  $\Delta\vec{p}_{tot}$ :

$$\Delta\vec{p}_{tot} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q [\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s}. \quad (3.2)$$

Dabei sind  $\vec{p}_{in}$  und  $\vec{p}_{out}$  die in das Magnetfeld ein- und auslaufenden Impulsvektoren, die nur ihre Richtung ändern. Für den Ablenkwinkel  $\theta$ , der in Abbildung 3.4 eingezeichnet ist, besteht folgender Zusammenhang zur Gesamtimpulsablenkung:

$$\sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}_{tot}|}{2|\vec{p}|}, \quad (3.3)$$

dabei ist  $|\vec{p}| = |\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}|$ , da sich der Betrag des Impulses durch die Lorentzkraft nicht ändert. Drei verschiedene Verfahren ermöglichen es nun den Impuls eines Teilchens zu berechnen. Das einfachste Verfahren ist das Kick-Track-Verfahren [37], bei dem angenommen wird, dass die Teilchentrajektorie nur an der Kick-Plane eine Richtungsänderung erfährt. Über diese Methode wird der Ablenkwinkel  $\Delta\theta$  ermittelt, der am Schnittpunkt des einlaufenden und auslaufenden Impulsvektors bestimmt wird. Mit Hilfe des Simulationspaketes GEANT kann die Gesamtimpulsablenkung für verschiedene Wegstrecken und damit über Gleichung 3.2 und 3.3 der Impulsbetrag  $|\vec{p}|$  berechnet werden. Ein etwas aufwendigeres Verfahren ist die Spline-Methode [48]. Dabei wird die Bewegungsgleichung an einigen Punkten (orangefarbene Punkte in der Zeichnung 3.4) zwischen dem inneren und äußeren Segment gelöst. Der damit erhaltene Impulswert wird als Startwert für die dritte und genaueste Methode, das Runge-Kutta-Verfahren, verwendet. Das Runge-Kutta-Verfahren (RK) ist eine Methode, bei der die Bewegungsgleichungen der Lorentzkraft iterativ numerisch gelöst werden. Dabei wird mittels des Startimpulses über die Lösung der Bewegungsgleichung der nächste Spurpunkt extrapoliert. Die Teilchentrajektorie wird somit rekursiv rekonstruiert. Anschließend werden die berechneten mit den gemessenen Spurpunkten verglichen und das Verfahren wird in bis zu elf Optimierungsprozessen wiederholt. Die Güte der rekonstruierten Spur wird in dem  $\chi_{RK}^2$ -Wert ausgedrückt. Mit diesem Verfahren kann die vollständige Teilchentrajektorie von der Targetposition bis zum Treffer im META-Detektor beschrieben werden. Im Vergleich zu den anderen Verfahren zeichnet sich das RK-Verfahren durch seine präzise Rekonstruktion aus, bei der sogar das Magnetfeld im Bereich der Driftkammern berücksichtigt wird, was zu einer deutlichen Verbesserung der Rekonstruktion des Reaktionsvertex führt. Dies ist für die Rekonstruktion von Teilchenzerfällen wichtig, die entfernt vom Target stattfinden.



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der Impulsbestimmung. Dargestellt ist der radiale Abstand in der x-y-Ebene über der z-Achse (Strahlachse). Die geschlossenen Feldlinien stellen die Magnetfeldstärke dar. In Schwarz eingezeichnet sind die vier Ebenen der Driftkammern MDC I - IV, der ein- und auslaufende Impuls, der um den Winkel  $\Delta\theta$  abgelenkt wird, und die Kick Ebene (blau), über die der Ablenkwinkel definiert ist [37].

### 3.1.3 Spurselektion

Eine Teilchenspur, bzw. ein Teilchenkandidat, setzt sich aus einem Treffer im RICH-, META-Detektor und jeweils einem Treffer im inneren und äußeren Segment der MDCs zusammen. Da bei der Analyse von Hadronen kein Treffer im Leptonendetektor RICH vorhanden sein muss, ist dieses Kriterium in der vorliegenden Analyse irrelevant. Eine mögliche Spur wird also aus den drei verbleibenden Komponenten zusammengesetzt. Oft sind aufgrund von Kombinatorik zahlreiche Spuren möglich, verschiedene Treffer in einzelnen Detektoren können mit mehreren Treffern in anderen Detektoren korreliert werden. Daher muss anhand von Spurkriterien ausgewählt werden, welche der möglichen Spuren am wahrscheinlichsten der Realität entspricht. Die erste Beschränkung ist, dass nicht mehrere innere Segmente mit einem äußeren Segment verbunden werden können. Außerdem werden vier Qualitätsparameter für jeden Spurkandidaten berechnet:  $\chi_{inner}^2$  und  $\chi_{outer}^2$  beschreiben die Anpassung des inneren und äußeren Segments an die beiden Treffer in entsprechend MDC I und II bzw. MDC III und IV.  $\chi_{RK}^2$  beschreibt die Anpassung der über die RK-Methode bestimmten Spur an die Messpunkte in den Driftkammern und  $\chi_{META}^2$  beschreibt die Übereinstimmung des Treffers im META-Detektor in Verlängerung zum Treffer im äußeren Segment der Driftkammern. Die beiden Parameter der MDC-Segmente sagen wenig darüber aus, wie wahrscheinlich eine richtige Spurzusammensetzung der Treffer gefunden wurde und werden daher in dieser Analyse nicht sehr eng gesetzt.  $\chi_{RK}^2$  und  $\chi_{META}^2$  sind relevanter für die Auswahl richtiger Spuren und werden daher stärker eingeschränkt. In der Analyse wird für jeden Spurkandidaten das Produkt aus  $\chi_{RK}^2 \cdot \chi_{META}^2$  berechnet und die Spuren werden, beim kleinsten beginnend, nach diesem Produkt geordnet. Falls ein Treffer bereits in einer Spur mit einem kleinen  $\chi^2$ -Produkt verwendet wurde, wird er für die weiteren

Spuren ausgeschlossen. Damit wird eine Mehrfachverwendung von Treffern ausgeschlossen. In der Analyse werden nur die Spurkandidaten mit den kleinsten  $\chi^2$ -Produkten verwendet, wodurch jede Kollision in der Analyse über eindeutige Teilchenspuren verfügt. Durch diese Auswahl wird vermieden, dass mehr Spuren verwendet werden, als in der Realität Teilchen durch den Detektor propagiert sind.

## 3.2 Teilchenidentifizierung

Nachdem die Teilchentrajektorien nun eindeutig identifiziert sind, kann mit Hilfe des berechneten Impulses, der gemessenen Flugzeit und des Energieverlustes der Teilchen eine Identifizierung der Teilchenkandidaten vorgenommen werden. Für die Zuordnung zu einer Teilchenspezies ist die Kenntnis der Masse und der Ladung eines Teilchens notwendig. Diese Größen zur Hadronenidentifizierung können nicht direkt gemessen werden, sondern müssen, wie bereits beschrieben, aus den Messgrößen der Detektoren hergeleitet werden. Die Ladung eines Teilchens ergibt sich beispielsweise aus der Krümmung der Flugbahn im Magnetfeld. Die Flugzeit wird aus der definierten Startzeit im Start-Detektor und der relativ dazu gemessenen Zeit im Flugzeit-Detektor bestimmt. Der Energieverlust der Teilchen wird über die spezifische Energieabgabe der Teilchen in den Drahtkammern ermittelt.

Neutrale Teilchen können im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, da sie im Magnetfeld nicht abgelenkt werden, nicht mit dem Szintillatormaterial der META-Detektoren wechselwirken und auch zu keiner Ionisation der Gasatome in den Drahtkammern führen. Sie können, wie im Falle der  $K_S^0$ , nur über ihre geladenen Zerfallsprodukte rekonstruiert werden.

### 3.2.1 Identifizierung anhand Impuls und Flugzeit

Die Identifizierung der Teilchen erfolgt zuerst über den Zusammenhang zwischen der Flugzeit, bzw. der Geschwindigkeit der Teilchen, deren Impuls und deren Ladung  $q$ . Dafür wird mit Hilfe des in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Runge-Kutta-Verfahrens der Impuls  $p$ , die Polarität  $\frac{q}{|q|}$  der Teilchen und die Länge  $s$  der Teilchenspur berechnet. Die Flugzeit  $\Delta t$  ergibt sich aus der Differenz des Signals  $t_0$  des Start-Detektors und des Zeitsignals  $t_1$  einer der beiden Flugzeitdetektoren RPC oder TOF mit  $\Delta t = t_1 - t_0$ . Damit ergibt sich die Geschwindigkeit, bzw. der Bruchteil  $\beta$  der Lichtgeschwindigkeit  $c$  zu

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{s}{c \Delta t}. \quad (3.4)$$

Daraus lässt sich ebenfalls der relativistische Lorentzfaktor  $\gamma$  der einzelnen Teilchenkandidaten bestimmen:

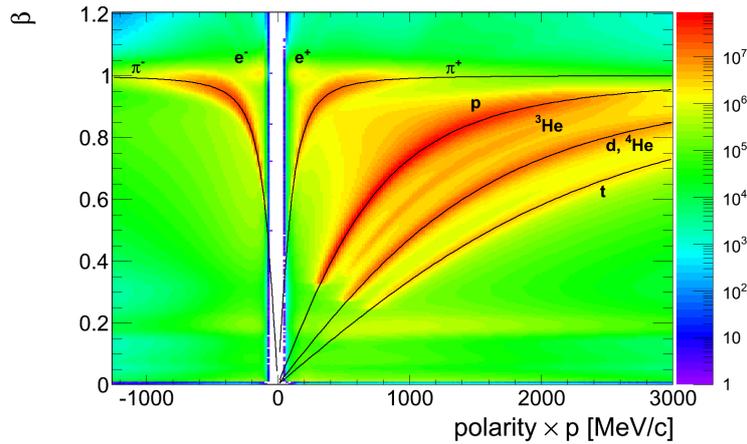
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (3.5)$$

Aus dem berechneten Impuls  $p$ , der über die Flugzeit berechneten Geschwindigkeit  $v$  der Teilchen und dem Lorentzfaktor  $\gamma$  kann über den Zusammenhang

$$p = \gamma m v \quad (3.6)$$

die Masse des Teilchens rekonstruiert werden. Da sich durch Fehler in der Flugzeitmessung Geschwindigkeiten über der Lichtgeschwindigkeit ergeben können, wird stets mit dem Quadrat der Masse gerechnet, da sonst aufgrund eines Wertes von  $\beta > 1$  ein imaginärer Lorentzfaktor und damit eine imaginäre Masse entstehen könnte.

Die Abbildung 3.5 zeigt die typische Darstellung zur Teilchenidentifizierung, bei der bereits die einzelnen Teilchenspezies zu erkennen sind. Hierbei ist die Geschwindigkeit der Teilchen  $\beta$  über den Impuls multipliziert mit der Polarität der Teilchen aufgezeichnet. Die z-Achse stellt dabei die Anzahl der identifizierten Teilchen dar.



**Abbildung 3.5:** Geschwindigkeits-Impuls-Verteilung in dem RPC-Flugzeitdetektor. Aufgetragen ist die Geschwindigkeit  $\beta$  über das Produkt von Polarität (Ladungsvorzeichen) und Impuls der Teilchen. Mit Hilfe von graphischen Schnitten rund um die theoretische Kurve kann eine Teilchenselektion vorgenommen werden.

Der theoretische Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit  $\beta$  und dem Impuls  $p$  bei einer festgelegten Masse  $m$  eines spezifischen Teilchens lautet:

$$\beta = \frac{p}{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p}{m}\right)^2 + 1}}. \quad (3.7)$$

Diese Funktionen sind für die verschiedenen Teilchenspezies ebenfalls in der Abbildung dargestellt und zeigen, dass die erhaltenen Teilchenverteilungen sehr gut mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmen.

In der Auswertung wird zusätzlich die Geschwindigkeits-Impulsverteilung des zweiten Flugzeitdetektors, des TOF-Detektors, beschrieben, die aufgrund einer schlechteren Flugzeitauflösung jedoch nur eine etwas ungenauere Identifizierung der Teilchenspezies erlaubt.

### 3.2.2 Identifizierung anhand Energieverlust in MDC

Neben der Identifizierung über den Impuls und die Flugzeit der Teilchen lassen sich die verschiedenen Teilchenspezies auch über ihren spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke  $dE/dx$  in den Drahtkammern identifizieren. Der Energieverlust der geladenen Teilchen (mit der Geschwindigkeit  $\beta$ ) durch die Wechselwirkung mit den Elektronen des Füllgases wird in diesem Energiebereich unterhalb von 10 GeV durch die Bethe-Bloch-Formel [38] beschrieben:

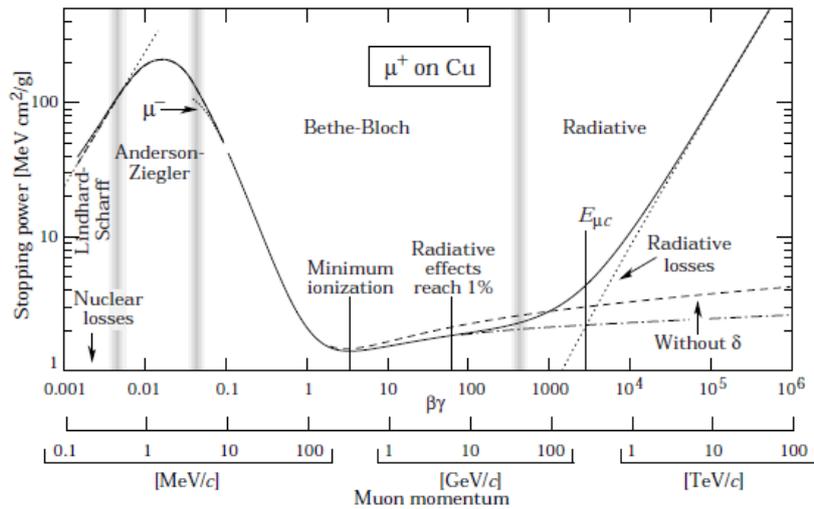
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2c^2 m_e \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (3.8)$$

wobei die Parameter folgendermaßen definiert sind:

$$\begin{aligned} N_A & - \text{Avogadrozahl} \\ r_e & - \text{klassischer Elektronenradius} \\ m_e & - \text{Masse des Elektrons} \\ Z, A & - \text{Ordnungs- und Massenzahl des durchquerten Materials} \\ z & - \text{Ladung des einfallenden Teilchens} \\ T_{max} & - \text{maximaler Energieübertrag beim Stoß} \\ I & - \text{vom Material abhängige Ionisationskonstante} \\ \gamma & - \text{Lorentzfaktor} \\ \delta & - \text{Dichtekorrektureffektor.} \end{aligned} \quad (3.9)$$

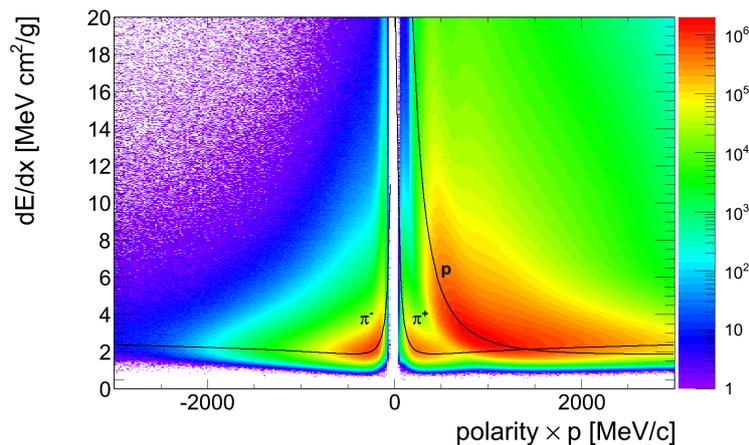
Der maximale Energieübertrag beim Stoß eines Teilchens mit einem Hüllenelektron des Füllgases ist von der Masse des stoßenden Teilchens und in erster Linie von dessen Geschwindigkeit  $\beta$  abhängig. Dadurch lassen sich mit Hilfe des Energieverlustes in den Drahtkammern auch Teilchen eines ähnlichen Impulses, aber verschiedener Massen aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten differenzieren.

In der Abbildung 3.6 ist der spezifische Energieverlust von Myonen in Kupfer in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit dargestellt. Es ist deutlich wie groß die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Geschwindigkeit ist, je nachdem welcher Energieverlustprozess in einem Bereich vorherrschend ist.



**Abbildung 3.6:** Energieverlust pro Wegstrecke für positiv geladene Myonen in Kupfer als Funktion der Geschwindigkeit  $\beta\gamma$ . Dargestellt sind neun Größenordnungen der kinetischen Energie der Myonen und die verschiedenen Prozesse, die zum Energieverlust führen. Die durchgezogene Linie stellt den gesamten Energieverlust dar. Der Bereich in dem die Bethe-Bloch-Formel ihre Gültigkeit besitzt erstreckt sich über  $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ . Die Gültigkeitsbereiche anderer Gleichungen sind mit senkrechten Strichen angedeutet [38].

In der Abbildung 3.7 ist der Energieverlust als Funktion des Impulses in den MDCs dargestellt. Die nach der Bethe-Bloch-Gleichung erwarteten Werte für die Teilchenspezies sind ebenfalls eingezeichnet. Rund um die theoretisch zu erwartenden Werte kann nun je nachdem, welche Teilchen identifiziert werden sollen, ein graphischer Schnitt angewendet werden.



**Abbildung 3.7:** Energieverlust in den Vieldrahtdriftkammern in Abhängigkeit des Teilchenimpulses multipliziert mit der Polarität. Die durchgezogenen Linien stellen die theoretischen Bethe-Bloch-Kurven für die Pionen und Protonen dar, deren Maxima deutlich zu erkennen sind.

### 3.2.3 Rekonstruktion von neutralen Teilchen

Mit den bisherigen Identifizierungsschemata lassen sich nur Teilchen analysieren, die direkt mit dem Detektormaterial wechselwirken. Teilchen, die vor Erreichen des Detektors zerfallen, müssen aus ihren Tochterteilchen rekonstruiert werden. Dafür müssen die Größen Impuls  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  der beiden Tochterteilchen und deren Relativwinkel zueinander  $\theta$ , die über das Runge-Kutta-Verfahren berechnet werden, sowie deren nominelle Ruhemassen  $m_1$  und  $m_2$  bekannt sein. Die invariante Masse  $M_{inv}$  des Mutterteilchens ist damit als das Quadrat der Summe der Viererimpulse  $P_1$  und  $P_2$  der Tochterteilchen definiert, da beim Teilchenzerfall die Erhaltung der Viererimpulse gilt:

$$\begin{aligned} M_{inv}^2 &= (P_1 + P_2)^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2 \\ &= E_1^2 - |\vec{p}_1|^2 + E_2^2 - |\vec{p}_2|^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1\vec{p}_2. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \quad (3.11)$$

lässt sich die invariante Masse des Mutterteilchens folgendermaßen darstellen:

$$M_{inv} = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2) + 2 \left( \sqrt{m_1^2 + \vec{p}_1^2} \sqrt{m_2^2 + \vec{p}_2^2} - |p_1||p_2|\cos\theta \right)}. \quad (3.12)$$

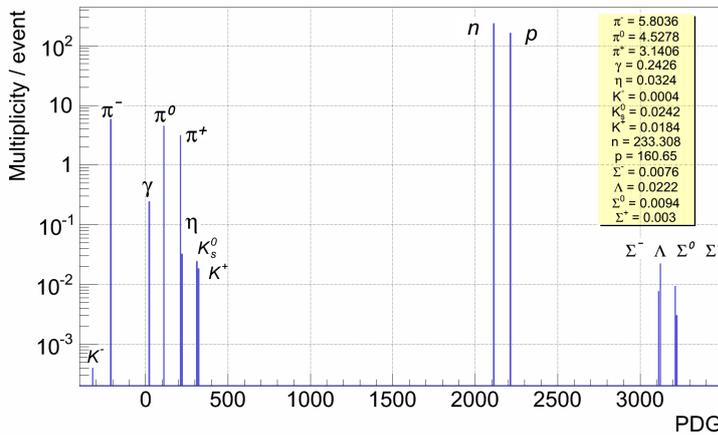
Um Fehler in der invarianten Masse, die durch einen Fehler in der Flugzeitmessung oder durch andere systematische Fehler zustande kommen, zu vermeiden, wird dem identifizierten Teilchen dessen nominelle Masse zugewiesen. Somit wird garantiert, dass die Breite des Teilchens sich allein aus der eigenen Zerfallsbreite und der Impulsauflösung des Detektors zusammensetzt.

## 3.3 Simulation zu Au+Au-Kollisionen mit UrQMD

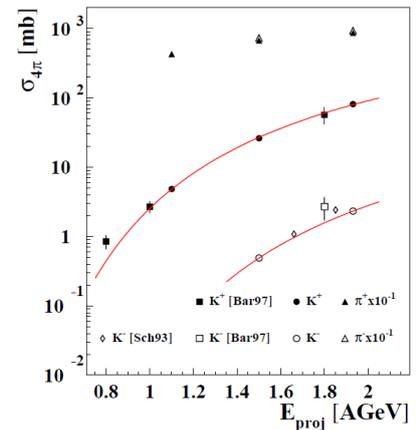
Um die analysierten Daten, die sich aufgrund der Geometrie des Detektors in einer eingeschränkten Akzeptanz befinden und eine beschränkte Rekonstruktionseffizienz besitzen, mit Daten im vollen Raumwinkel zu vergleichen, muss mit einer Simulation gearbeitet werden. Bei dem Experiment HADES gibt es zwei mögliche Simulationspakete, die zur Teilchenproduktion verwendet werden. Zum einen können mit Pluto Teilchen mit einer vorgegebenen Winkel- und Impulsverteilung generiert werden, die dann direkt in reale Daten eingebettet werden können (Track-Embedding-Methode). Zum anderen ermöglicht es das Simulationspaket UrQMD mittels eines Transportmodells eine Schwerionenkollision mikroskopisch zu simulieren. Als Grundlage für die Berechnungen dienen experimentell ermittelte Produktionswirkungsquerschnitte, mit denen die Verteilung und Multiplizität der meisten Teilchen näherungsweise beschrieben werden können. Um von Verteilungen im gesamten Raumwinkel zu mit den experimentellen Daten vergleichbaren Datensätzen zu gelangen, wird das Simulationspaket GEANT<sup>4</sup> verwendet, das den

<sup>4</sup>GEometry ANd Tracking

Detektor nachstellt. Dabei werden die produzierten Teilchen innerhalb des Detektorvolumens propagiert und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren, Energieverluste der Teilchen und die Bahnkrümmung im Magnetfeld simuliert. Mit einer Digitalisierungsmethode werden die entsprechenden Detektorunsicherheiten nachgestellt, die für eine realistische Verbreiterung der simulierten Signale sorgen sollen. Anschließend werden die Simulationsdaten wie die experimentellen Daten in DST-Files gespeichert, die nun äquivalente Parameter für die Analyse bereitstellen. Es lässt sich also im Folgenden dieselbe Analyse für die Simulation wie für das Experiment verwenden. Aus dem Vergleich der Teilchenmultiplizitäten in der Simulation im gesamten Raumwinkel und anschließend nach der Analyse, lassen sich Schlüsse auf die Akzeptanz des Detektors und die Effizienz von Detektor, Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung für die jeweils analysierte Teilchenspezies ziehen. Damit lassen sich die Multiplizitäten der experimentellen Daten auf den gesamten Raumwinkel extrapolieren, wie in der Datenanalyse in 4.1.4 und 4.2.6 näher erläutert wird.



**Abbildung 3.8:** Mit einer UrQMD-Simulation erwartete Hadronenmultiplizitäten bei Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV und einem maximalen Stoßparameter von 9 fm.



**Abbildung 3.9:** Totaler  $K^{+,-}$ -Produktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Strahlenergie, verglichen mit experimentellen Daten (schwarze Punkte) [11].

In Bild 3.8 sind die erwarteten Hadronenmultiplizitäten im gesamten Raumwinkel  $4\pi$  pro Kollision nach dem UrQMD-Transportmodell bei einem maximalen Stoßparameter von 9 fm und Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV dargestellt. Die Multiplizität der negativ geladenen Kaonen  $K^-$  ist bei 1.23A GeV Faktor 100 kleiner als die der positiv geladenen  $K^+$ , wie aus der Abbildung 3.9, dem Vergleich der beiden Wirkungsquerschnitte für  $K^+$  und  $K^-$ , ersichtlich ist [11].

# Kapitel 4

## Kaon-Analyse

In der Analyse dieser Arbeit werden die neutralen und geladenen Kaonen, die in den Au+Au-Kollisionen entstehen, identifiziert. Die Untersuchung der Kaonen ist insofern relevant, da sie die leichtesten Hadronen sind, die ein strange Quark enthalten, das aus der freiwerdenden Energie in der Reaktion entstehen kann. Besonders hervorzuheben ist, dass Kaonen bereits bei  $1.23A$  GeV ( $2.41$  GeV im Schwerpunktsystem) beobachtet werden, da sie aufgrund der Energieerhaltung bei einer reinen Nukleon-Nukleon-Kollision erst ab  $2.55$  GeV im Schwerpunktsystem entstehen können, negativ geladene Kaonen sogar erst ab  $2.86$  GeV. Der Nachweis von Kaonen bei der vorliegenden Energie zeigt somit deutlich, dass eine Schwerionenkollision keine reine Superposition von Nukleon-Nukleon-Stößen ist. Über verschiedene Ansätze, wie in 1.4 beschrieben, können mit der Anzahl der pro Reaktion entstandenen Kaonen und deren Verhältnis zueinander Informationen über den Zustand der Kernmaterie während der Hochdichtephase der Kollision gewonnen werden.

### 4.1 Geladene Kaonen

Die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  entstehen bei der niedrigst möglichen Schwellenenergie über die Kanäle  $NN \rightarrow N\Lambda K^+$  bei  $2.55$  GeV und  $NN \rightarrow NNK^+K^-$  bei  $2.86$  GeV. Sie werden in der Hochdichtephase produziert und ihre Spuren durchlaufen vom Primärvertex aus das Detektorvolumen.

#### 4.1.1 Teilchenidentifikation

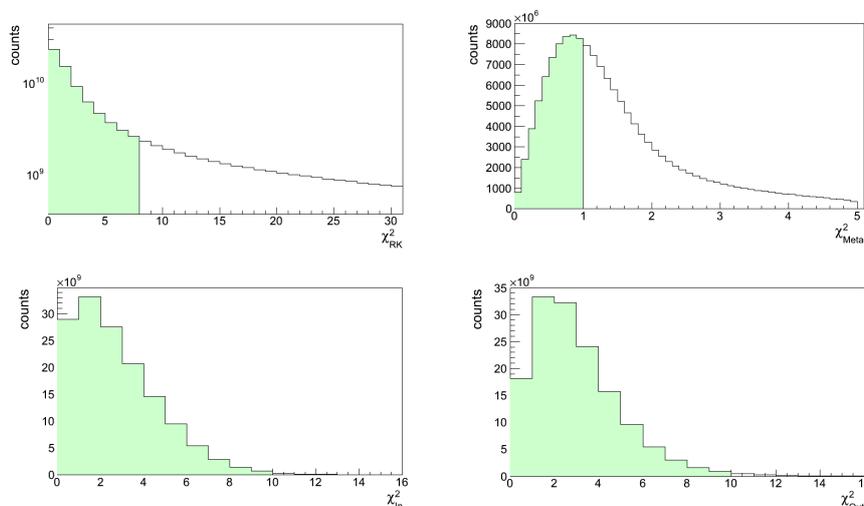
Um aus der Fülle der Teilchenkandidaten, denen jeweils ein Impuls, eine Ladung, eine Spur im Detektor, eine Flugzeit und ein Energieverlust in den MDCs und den Flugzeitdetektoren zugeordnet ist, die Kaonkandidaten auszuwählen, müssen Auswahlkriterien an die Teilchencharakteristika gestellt werden.

## Hadronenauswahl

Bevor die Spurauswahl charakteristisch für Kaonen ausgelegt wird, werden einige allgemein angelegte Funktionen für die Teilchenauswahl abgefragt. So werden nur Reaktionen verwendet, die dem PT3-Trigger entsprechen und somit eine Mindestmultiplizität von 20 Ereignissen im TOF-Detektor erreichen. Des Weiteren werden Reaktionen, die einen Treffer im Veto-Detektor vorweisen, verworfen. Es wird davon ausgegangen, dass dies Ereignisse sind, die keine Kollision mit einem Atom der Targetfolien erfuhr. Zusätzlich wurde eine Funktion eingeführt, die eine korrekte Startzeit der Reaktion im Start-Detektor fordert. Die in der Analyse im Folgenden als Hadronenkandidaten berücksichtigten Teilchen werden mit einer Funktion ausgewählt, die folgende Abfragen tätigt: Die Teilchenspur muss sowohl im inneren als auch im äußeren Segment der MDCs und im META-Detektor einen Treffer besitzen und vom Runge-Kutta-Verfahren (3.1.1) akzeptiert worden sein. Für die Güteparameter der Spur wird bereits verlangt, dass die Spurqualitätsparameter  $\chi_{RK}^2 < 1000$ ,  $\chi_{In}^2 > 0$  und  $\chi_{META}^2 < 5$  sind. Alle Teilchen, die diese Bedingungen erfüllen, werden in der Analyse der  $K^+$ ,  $K^-$  und  $K_S^0$  berücksichtigt.

## Kriterien für die Spurauswahl

Wie bereits in Kapitel 3.1.3 beschrieben wurde, charakterisieren vier Parameter die Qualität der rekonstruierten Spur relativ zu den gemessenen Spurrpunkten.



**Abbildung 4.1:** Schnitte auf Parameter der Spurqualität. Dargestellt sind von links oben nach rechts unten die Parameter  $\chi_{RK}^2 < 7$ ,  $\chi_{META}^2 < 1$ ,  $\chi_{In}^2 < 9$  und  $\chi_{Out}^2 < 9$ . Der grüne Bereich der Histogramme stellt die in der Analyse verwendeten Teilchenkandidaten dar, der weiße Bereich wird verworfen.

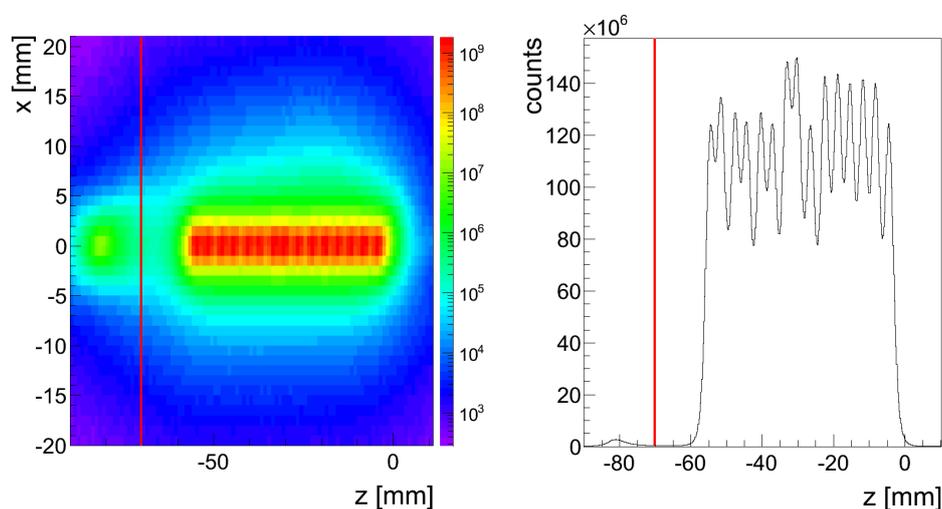
Die Parameter  $\chi_{In}^2$  und  $\chi_{Out}^2$  stellen die Güte des berechneten Spurrpunktes des inneren und äußeren Segments der Drahtkammern zu den real gemessenen Auftreffpunkten dar. Diese Parameter besitzen eine geringe Aussagekraft bezüglich einer im gesamten Detektorvolumen richtig zugeordneten Spur. Sie werden deshalb, wie in Abbildung 4.1 in den beiden unteren Histogrammen

zu sehen, kaum eingeschränkt. Die grünen Bereiche des Histogramms werden in die weitere Analyse mit einbezogen, die weißen Bereiche werden verworfen.

Die beiden anderen Parameter sind weitaus relevanter für die Güte der gesamten Spur, sodass sie enger eingegrenzt werden. Die Anpassung der kompletten rekonstruierten Spur an die gemessenen Punkte wird mit dem Güteparameter  $\chi_{RK}^2$  beschrieben. Die Übereinstimmung des Durchstoßpunktes im Flugzeitdetektor mit dem verlängerten Punkt im äußeren Segment der Driftkammern spiegelt der Parameter  $\chi_{META}^2$  wieder. Die Grenzen, die in der Analyse verwendet wurden, stammen aus einer ersten Optimierung der Schnittparameter, die für einen Teil der Daten der Teststrahlzeit durchgeführt wurde. An dieser Stelle kann durch eine systematischere Optimierung das Signal in nachfolgenden Analysen weiter verbessert werden.

### Bedingungen für den Reaktionsvertex

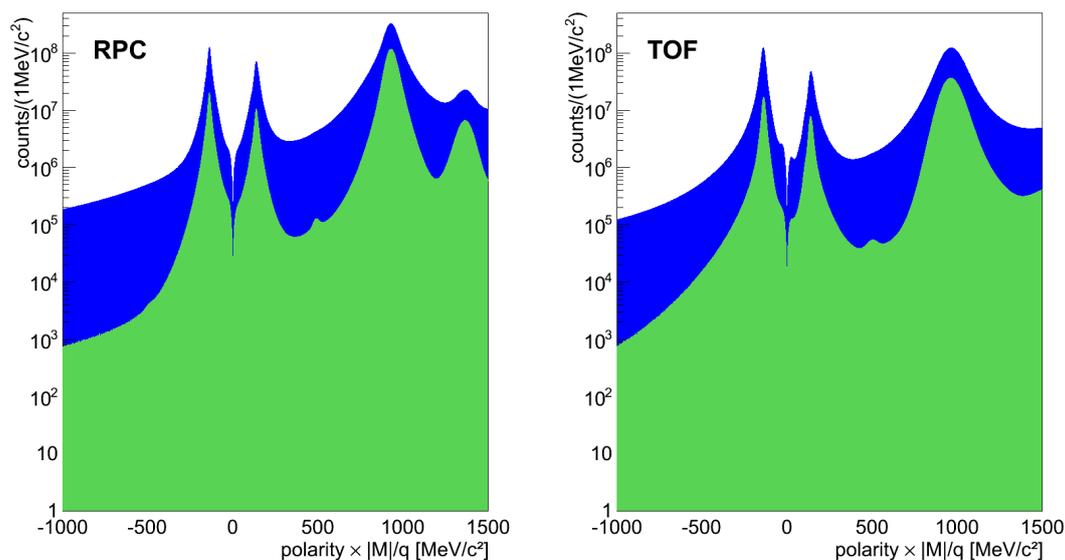
Eine Möglichkeit um aus dem primären Vertex der Kollision stammende Teilchen zu identifizieren, ist eine feste Auswahlbedingung auf den rekonstruierten Reaktionsvertex. Der Reaktionsvertex ist für alle nach dem Schnitt auf die Spurparameter verbliebenen Kandidaten in Abbildung 4.2 in der x-z-Ebene und als Projektion auf die z-Ebene dargestellt. Deutlich sind die 15 Goldfolien des Targets zu erkennen, in denen es zu den Kollisionen kommt. Bei z-Werten unterhalb  $z = -70$  mm des Reaktionsvertex sind Ereignisse zu sehen, die vom Start-Detektor ausgehen und durch den in Rot eingezeichneten Schnitt ausgeschlossen werden. In einer weiterführenden Analyse könnten diese verworfenen Ereignisse bei  $z < -70$  mm als Au+C-Kollisionen untersucht werden.



**Abbildung 4.2:** Reaktionsvertex in x-z Ebene (links) und als Projektion auf die z-Ebene (rechts). Der Schnitt auf den reinen Reaktionsvertex mit den 15 Goldfolien ist in rot eingezeichnet, der Bereich links von der Schnittlinie wird verworfen.

In dem Massenspektrum 4.3 ist nun in grün das resultierende selektierte Spektrum der Teilchenverteilung zu sehen nachdem die Schnitte bezüglich des Reaktionsvertex und der Spurparameter

angewendet wurden. Das blaue Massenspektrum zeigt alle zu Beginn der Analyse verwendeten Hadronenkandidaten. Sowohl im RPC- als auch im TOF-Detektor wird bereits nach diesen Auswahlkriterien ein Peak bei  $500 \text{ MeV}/c^2$  sichtbar, der einer erhöhten Anzahl an durch die Schnitte ausgewählten geladenen Kaonen entspricht. Im hochauflösenderen RPC-Bereich wird bereits eine leichte Ausprägung eines Peaks auf der negativen Seite des Spektrums, ebenfalls bei  $500 \text{ MeV}/c^2$  sichtbar, ein erster Hinweis auf das mögliche Auftreten von negativ geladenen Kaonen  $K^-$  in den Au+Au-Kollisionen.



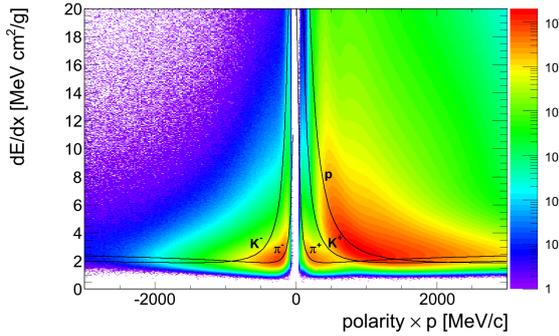
**Abbildung 4.3:** Massenspektrum nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition. Aufgetragen sind die Zählraten über das Produkt von Polarität und rekonstruierter Masse geteilt durch die Ladung des Teilchenkandidaten. Verglichen werden die beiden Spektren der Teilchen, die den RPC-Flugzeitdetektor (links) und den TOF-Detektor (rechts) erreichen.

In der Abbildung 4.3 wird deutlich, dass der RPC-Detektor eine bessere Massenauflösung bietet. Der bereits sichtbare Peak ist deutlich schmäler als der des TOF-Detektors, was in der weiteren Analyse noch quantitativ dargelegt werden wird.

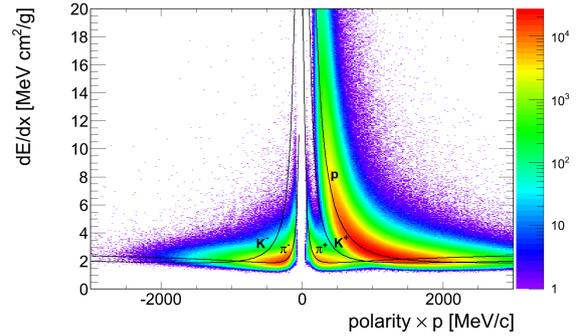
### Auswahlbedingung für den Energieverlust

Für die erste teilchenspezifische Identifizierung wurde der Energieverlust des jeweiligen Kandidaten in den Driftkammern betrachtet, der bereits in der Abbildung 3.7 mit den Bethe-Bloch-Funktionen für geladenen Pionen und Protonen dargestellt wurde. Zwischen den Verteilungen der positiven Pionen und der Protonen liegt die Energieverlustverteilung der  $K^+$ . Um die Bethe-Bloch-Funktion der  $K^+$  soll ein Auswahlbereich gefunden werden, der nicht von Hand graphisch eingezeichnet wird, sondern berechnet werden kann. Die Idee hinter berechenbaren Schnitten in der Energieverlustverteilung ist es, dass die Ergebnisse der Daten mit denen der identischen Analyse für die Simulation verglichen werden. Um eine vergleichbare Schnitteffizienz für die Daten

wie für die Simulation rechtfertigen zu können, müssen äquivalente Sigma-Umgebungen gewählt werden. In der Simulation sind die Teilchenverteilungen deutlich schmaler, wie in Abbildung 4.4 und 4.5 gezeigt ist. Falls nun für die Kaonen die Breite  $\sigma$  der Verteilung ermittelbar ist, kann für Simulation und Daten die gleiche Sigma-Umgebung für den Schnitt gewählt werden, sodass von einer vergleichbaren Schnitteffizienz ausgegangen werden kann.



**Abbildung 4.4:** Energieverlust in den MDCs in Abhängigkeit des Impulses multipliziert mit der Ladung, für die Daten. Eingezeichnet ist die theoretische Bethe-Bloch-Funktion für geladene Kaonen, Pionen und Protonen.

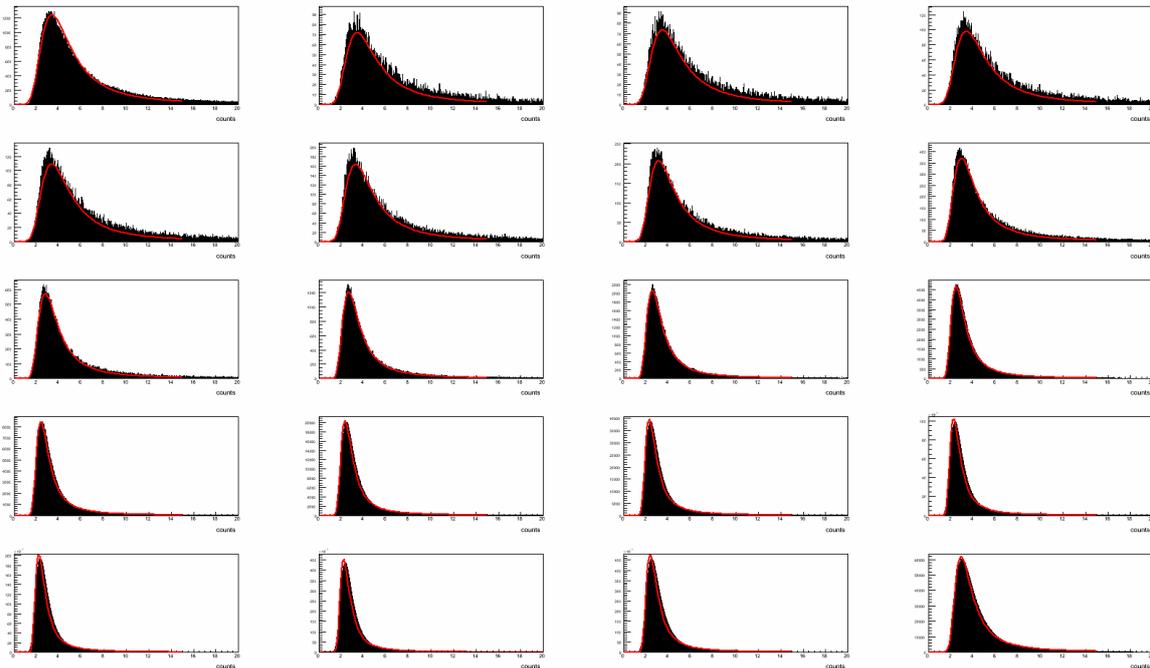


**Abbildung 4.5:** Energieverlust in den MDCs in Abhängigkeit des Impulses multipliziert mit der Ladung, für die Simulation. Eingezeichnet ist die theoretische Bethe-Bloch-Funktion für geladene Kaonen, Pionen und Protonen.

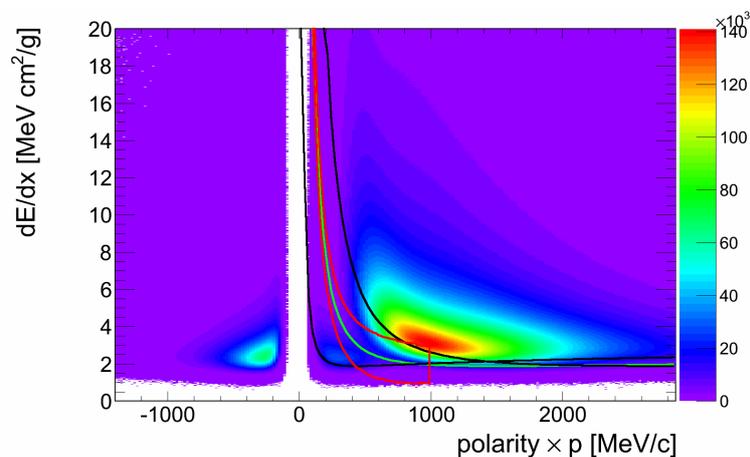
Um die Breite der Kaonenverteilungen zu ermitteln werden die Verteilungen der Pionen und Protonen zur Hilfe genommen und die Breite  $\sigma_K$  der Kaonenverteilung als Mittelwert zwischen der Breite der Pionen  $\sigma_\pi$  und der Breite der Protonen  $\sigma_P$  angenommen:

$$\sigma_K = \frac{\sigma_P + \sigma_\pi}{2}. \quad (4.1)$$

Um für die Protonen auf der positiven Seite eine näherungsweise reine Datenverteilung zu erhalten wird ein Schnitt auf die Masse der Protonen  $m_P$  von  $600 \text{ MeV}/c^2 < m_P < 1200 \text{ MeV}/c^2$  verwendet. Die Verteilung der Pionen wurde für positive und negative Pionen als gleich angenommen. Die Breite wurde mit dem reineren Datensatz der negativen Pionen ermittelt. Dafür wurde das Energieverlustspektrum im Bereich von  $-1000 \text{ MeV}/c^2$  bis  $0 \text{ MeV}/c^2$  in 20 Bereiche geteilt, mit einer Breite von jeweils  $50 \text{ MeV}/c^2$ . Diese Energieverlustbereiche wurden auf die y-Achse, also den Energieverlust, projiziert, woraus sich folgende in Abbildung 4.6 dargestellten Verteilungen ergaben. Die Verteilungen wurden mit Landau-Funktionen gefittet, da diese die Energieverlustbreite am besten wiedergeben, und die erhaltenen Breiten wurden als  $\sigma_\pi$  ausgelesen. Dieselbe Vorgehensweise wurde für die Protonen und die Simulation durchgeführt.



**Abbildung 4.6:** Anpassung von Landaufunktionen an von der Energieverlustposition abhängige Pionenverteilungen. Die Verteilungen der negativ geladenen Pionen wurden von  $-1000$  bis  $0$   $\text{MeV}/c^2$  in Bereiche der Breite  $50$   $\text{MeV}/c^2$  auf die Energieverlustachse projiziert. In Rot ist die Anpassung einer Landau-Funktion an die Energieverlustverteilungen eingezeichnet. Die Breite der jeweiligen Landau-Funktion wurde als  $\sigma_\pi$  ausgelesen.

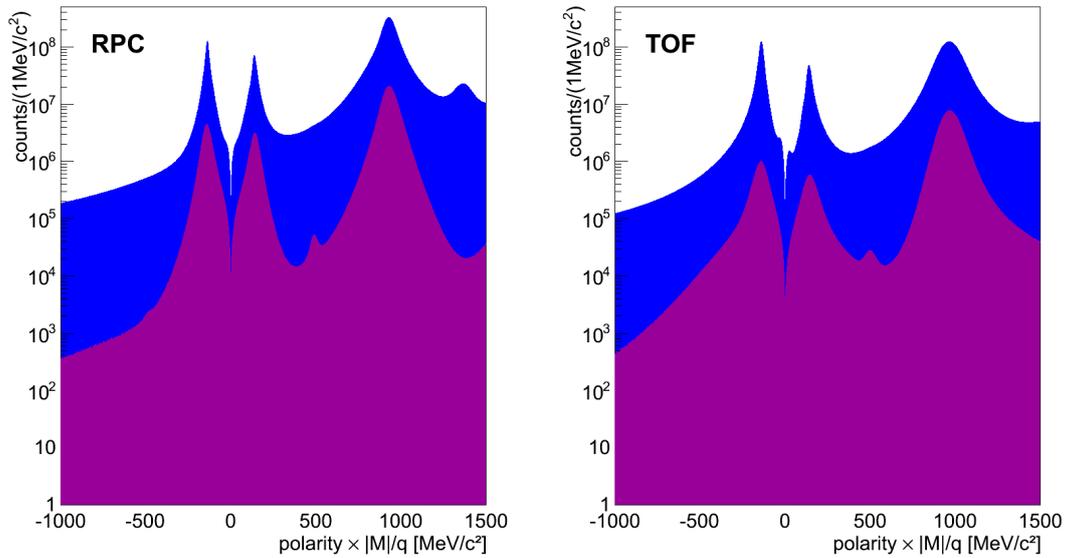


**Abbildung 4.7:** Darstellung des berechneten Energieverlustschnittes in MDC für positive Kaonen für die experimentellen Daten. In Schwarz sind die theoretischen Bethe-Bloch-Energieverlustfunktionen für  $\pi^+$  und Protonen, in Grün für  $K^+$ , eingezeichnet. Der rote Schnitt ergibt sich mit einer  $2 \sigma_K$ -Umgebung um die theoretische Verteilung.

Für die Breite der Kaonen ergibt sich nach 4.1 für jeweils 20 Bereiche eine Breite  $\sigma_K$ . Als Schnitt wurde im Folgenden, wie in der Abbildung 4.7 dargestellt, jeweils für die obere Gren-

ze  $2\sigma_K$  zum Funktionswert der Bethe-Bloch-Funktion addiert, für die untere Grenze  $2\sigma_K$  von der theoretischen Funktion abgezogen. Damit ergab sich der in Rot eingezeichnete Schnitt rund um die Bethe-Bloch-Funktion des  $K^+$ -Energieverlustes. Für die negativ geladenen Kaonen wird derselbe Auswahlbereich verwendet, einzig an der Ordinate gespiegelt.

Wird dieser Schnitt zusätzlich zu den Spur- und Vertex-Schnitten angewendet, so erhält man folgendes Massenspektrum, das in Abbildung 4.8 in Magenta für den RPC- (links) und den TOF-Bereich (rechts) eingezeichnet ist und in dem bereits sehr deutlich der Peak der  $K^+$  zu sehen ist.



**Abbildung 4.8:** Massenspektrum nach Schnitten auf Spurparameter, Reaktionsvertexposition und Energieverlust in MDC (magenta) und ohne Auswahlbedingungen (blau); links für den RPC- und rechts für den TOF-Bereich.

### Zusammenfassung der Auswahlbedingungen

Zusätzlich zu den Bedingungen bezüglich des Energieverlusts in den Drahtkammern werden bei der Analyse Schnitte auf den Impuls der Teilchenkandidaten verwendet, um damit höherenergetischere Teilchen auszuschließen, die die Kaonenverteilung verunreinigen. Es werden jeweils Impulsschnitte von 500, 600, 700, 750, 800, 900 und 1000 MeV/c bei der Analyse verwendet. Je nachdem, ob die Signale auf Signifikanz oder Verhältnis von Signal zu Untergrund (siehe 4.1.2) optimiert werden sollen, werden unterschiedliche Parameter für den Impulsschnitt gewählt.

In der untenstehenden Tabelle 4.1 sind die Schnitte, die für die Analyse der geladenen Kaonen verwendet wurden, aufgelistet. Die Energieverlust- und Spurschnitte wurden fest gewählt, für die Impulsschnitte wurde jedes mögliche Histogramm herausgeschrieben und anschließend die in Signifikanz und Verhältnis von Signal zu Untergrund besten Auswahlkombinationen identifiziert. Zusätzlich wurde in der Analyse jede mögliche Kombination aller Sektoren einzeln und

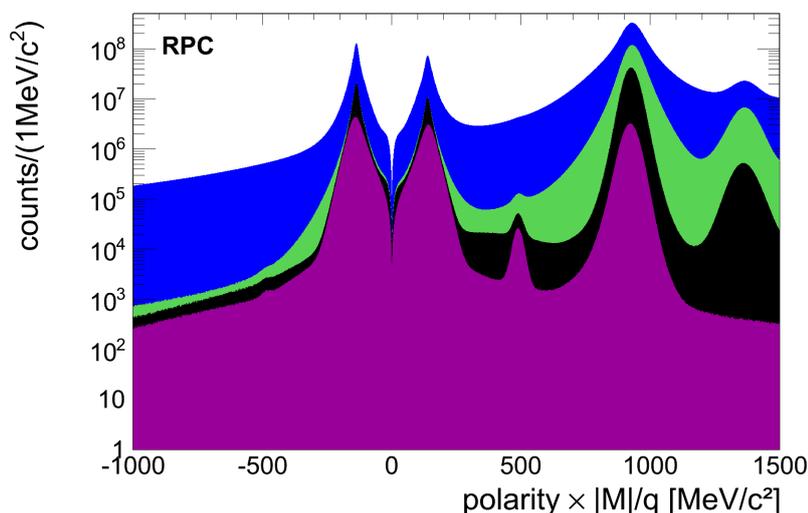
zusammen, sowie die drei Multiplizitätsklassen einzeln und kombiniert, herausgeschrieben, so dass Vergleiche zwischen diesen durchgeführt werden können.

| Schnittparameter      | Wert  |
|-----------------------|---|
| $\chi_{RK}^2$         | $0 < \chi_{RK}^2 < 7$   |
| $\chi_{META}^2$       | $\chi_{META}^2 < 1$   |
| $\chi_{In}^2$         | $0 < \chi_{In}^2 < 9$   |
| $\chi_{Out}^2$        | $0 < \chi_{Out}^2 < 9$  |
| Z(Reaktionsvertex)    | $z > -70$ mm  |
| Energieverlust in MDC | $2\sigma$ -Umgebung um Bethe-Bloch-Funktion                     |
| Impuls                | verschiedene Werte $< 500, 600, 700, 750, 800, 900, 1000$ MeV/c |

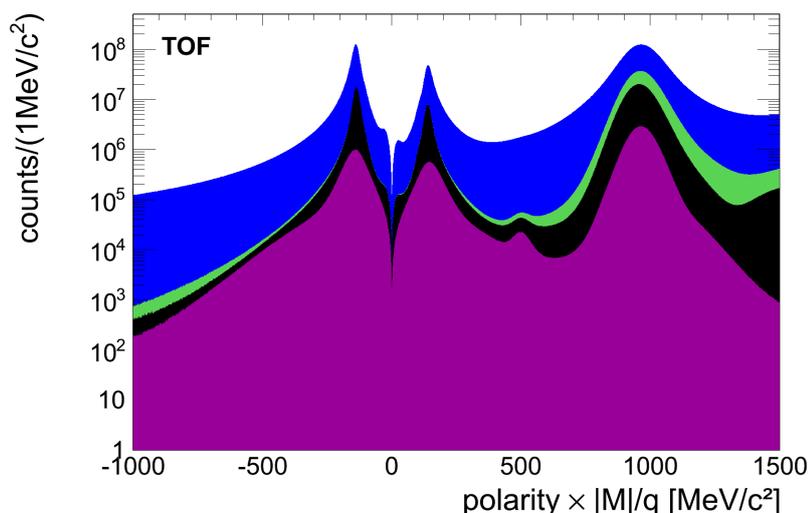
**Tabelle 4.1:** Übersicht über verwendete Parameter und deren Werte für die Kaonenidentifikation.

Werden die oben beschriebenen Schnitte sukzessive angewendet, so erhält man die sichtbare Reduktion des Untergrundes und die Herausbildung des Signals der Kaonen in dem Hadronenspektrum. Für den RPC-Bereich ist dies in Abbildung 4.9 und für den TOF-Bereich in 4.10 dargestellt.

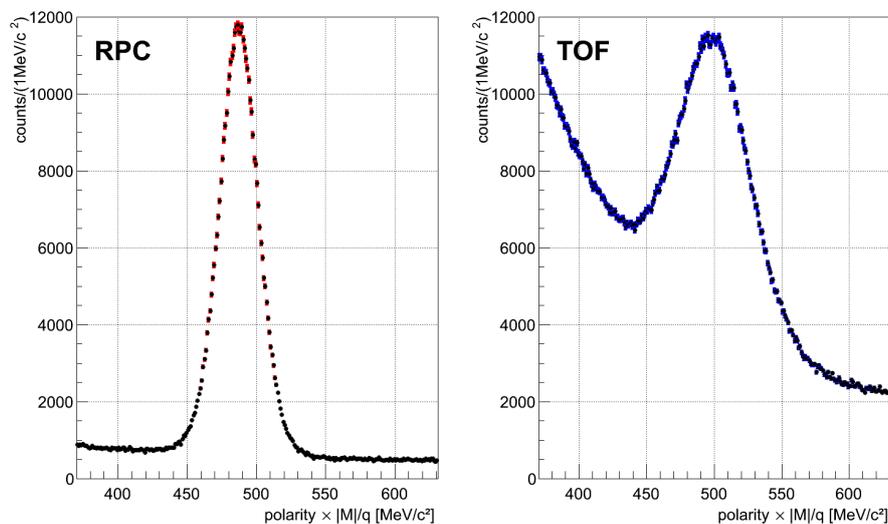
Das blaue Spektrum ist das nach der in 4.1.1 geschilderten Vorauswahl, das grüne Spektrum nach den Schnitten auf Spurqualitätsparameter und z-Position des Reaktionsvertex. Darauf folgen die Spektren nach einem festen Impulsschnitt ( $< 500$  MeV/c) in Schwarz und nach dem Schnitt im Energieverlustspektrum in Magenta.



**Abbildung 4.9:** Massenspektrum in RPC ohne Auswahlbedingungen (dunkelblau) und nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition (grün), Impuls (schwarz) und Energieverlust in den MDCs (magenta). Als festen Wert für den Impulsschnitt wurde in diesem Beispiel  $< 500$  MeV/c angenommen, mit dem das beste Signal zu Untergrundverhältnis erreicht wird.



**Abbildung 4.10:** Massenspektrum in TOF ohne Auswahlbedingungen (dunkelblau) und nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition (grün), Impuls (schwarz) und Energieverlust in den MDCs (magenta). Als festen Wert für den Impulsschnitt wurde in diesem Beispiel  $< 500$  MeV/c angenommen, mit dem das beste Verhältnis von Signal zu Untergrund erreicht wird.

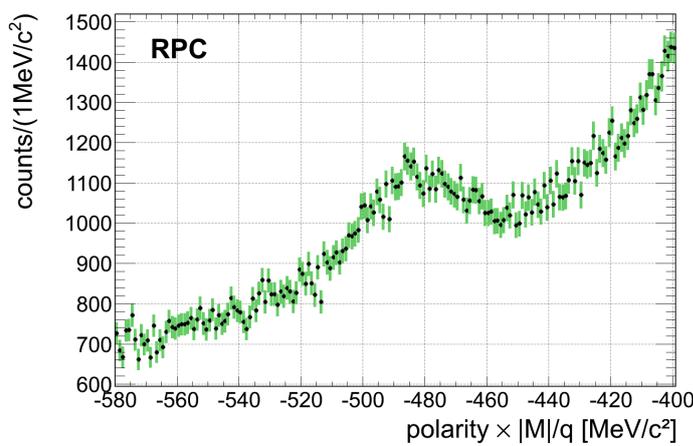


**Abbildung 4.11:** Vergleich des finalen  $K^+$ -Peaks nach allen Schnitten (ausgenommen  $\beta$ -Verteilung) mit einem Impulsschnitt von  $< 500$  MeV/c in RPC (links) und TOF (rechts). Mit den roten und blauen Balken sind die statistischen Fehler der Einträge der einzelnen Bins eingezeichnet.

Vergleicht man die beiden Signale der  $K^+$ , die entweder den TOF- oder den RPC-Detektor mit ihrer Trajektorie erreichen, so erkennt man einen deutlichen Unterschied in der Breite und der Höhe des Signals. Im RPC-Detektor führt eine bessere Zeitauflösung zu einem schmaleren Signal, da die Masse durch die genauere Impulsbestimmung exakter bestimmt werden kann. Durch

eine bessere Teilchenidentifizierung mit den angewendeten Schnitten wird zusätzlich eine erhöhte Reduktion des Untergrundes erreicht. Im TOF-Detektor ist damit das Signal des  $K^-$  nicht sichtbar, sondern von einem breiten Untergrund überdeckt. Diesen Untergrund zu untersuchen und Schnitte zu identifizieren, die ihn weiter reduzieren können, ist die Aufgabe weiterführender Analysen.

Der im RPC-Detektor hervorgetretene Peak der  $K^-$  ist in 4.12 abgebildet. Die grünen Balken sind die statistischen Fehler der einzelnen Bins. Damit wird deutlich, dass es sich bei dem Signal der  $K^-$  nicht um eine rein statistische Fluktuation handeln kann, da die Fehlerbalken klein im Vergleich zu der Absetzung des Peaks vom Untergrund sind.

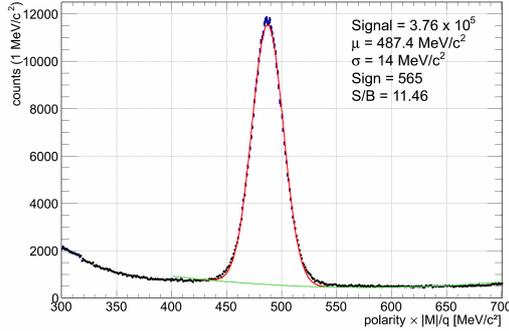


**Abbildung 4.12:** Finaler  $K^-$ -Peak im RPC-Detektor nach allen Schnitten, mit einem Impulsschnitt bei  $< 600 \text{ MeV}/c$ .

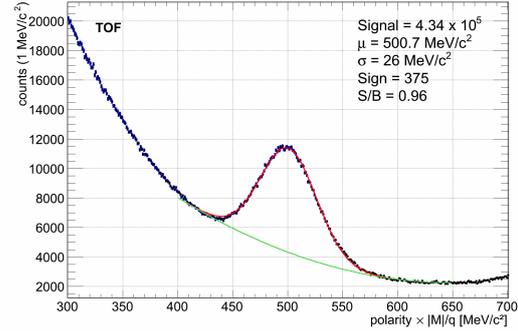
### 4.1.2 Berechnung der Signale

Die Güte eines Signales wird durch die beiden Parameter der Signifikanz  $Sign$  und des Verhältnisses  $S/B$  von Signal  $S$  zu vorhandenem Untergrund  $B$  beschrieben. Das Signal ist in dieser Analyse das Integral  $T$  im  $2\sigma$ -Bereich um den Mittelwert des Gauß-Fits (rot eingezeichnet) des Peaks, von dem das Integral  $B$  der den Untergrund beschreibenden Funktion im selben Bereich abgezogen wird. Somit gilt  $T = S + B$ . Der Untergrund wird sowohl für den TOF- als auch den RPC-Bereich mit einem Polynom 2. Ordnung gefittet, welches in grün dargestellt ist. In 4.13 und 4.14 sind beispielhaft die Anpassung des Peaks und des Untergrundes in das Histogramm eingezeichnet.

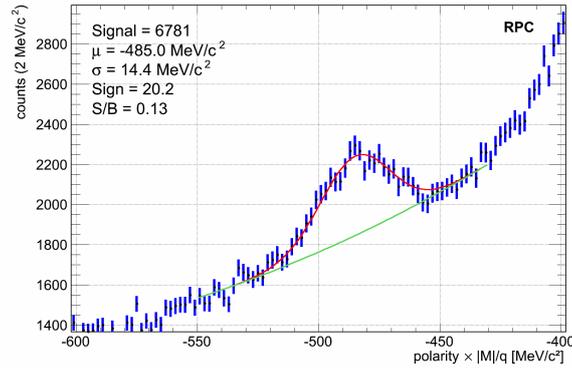
Die Signifikanz  $Sign$  eines Signals ist das Verhältnis aus dem Signal selbst zu seinem statistischen Fehler  $\sigma_S$ :  $Sign = \frac{S}{\sigma_S}$ . Der statistische Fehler  $\sigma_X$  bei einer Zählrate  $X$  ist allgemein  $\sigma_X = \sqrt{X}$ . Da sich das Signal  $S$  aus dem gesamten Integral  $T$  und dem Integral des Untergrundes  $B$  zusammensetzen ergibt sich für den statistischen Fehler  $\sigma_S = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_B^2} = \sqrt{S + 2B}$ . In der Tabelle 4.2 sind die resultierenden Signale für  $K^+$  und  $K^-$  verschiedener Schnittkombinationen, die die besten Werte für  $S/B$  bzw.  $Sign$  aufweisen, mit den Mittelwerten der Masse und der Breite  $\sigma$  des Peaks aufgelistet.



**Abbildung 4.13:** Finaler Peak der  $K^+$  für den besten  $S/B$ -Wert im RPC-Detektor; gefittet ist der Peak zusammen mit dem Untergrund mit der Überlagerung einer Gauß-Funktion und eines Polynoms 2. Ordnung (rot) und der Untergrund allein (grün).



**Abbildung 4.14:** Finaler Peak der  $K^+$  für den besten  $S/B$ -Wert im TOF-Detektor; gefittet ist der Peak zusammen mit dem Untergrund mit der Überlagerung einer Gauß-Funktion und eines Polynoms 2. Ordnung (rot) und der Untergrund allein (grün).



**Abbildung 4.15:** Finaler Peak der  $K^-$  für den besten  $S/B$ -Wert im RPC-Detektor, gefittet ist der Peak zusammen mit dem Untergrund mit der Überlagerung einer Gauß-Funktion und eines Polynoms 2. Ordnung (rot) und der Untergrund allein (grün).

Aus den 14 verwendeten Schnittkombinationen ergeben sich damit für TOF und RPC einzeln berechnet mittlere Massenpositionen und Breiten der Signale von

$$M(K^+) = 488.8 \pm 0.7 \text{ MeV}/c^2 \text{ und } \sigma(K^+) = 17.4 \pm 2.2, \text{ für RPC} \quad (4.2)$$

$$M(K^+) = 501.6 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2 \text{ und } \sigma(K^+) = 28.7 \pm 1.6, \text{ für TOF.} \quad (4.3)$$

Die beiden Massen weisen eine Differenz auf, die auf die noch nicht endgültige Kalibrierung der Flugzeit des TOF-Detektors zurückzuführen ist.

Für das  $K^-$ -Signal konnte zwar die Breite bestimmt werden, die Massenposition der  $K^-$  konnte jedoch nicht genau identifiziert werden, da für die Anpassung einer Gauß-Funktion an den Peak auf dem vorherrschenden Untergrund ein festgelegter Mittelwert der Gauß-Funktion notwendig

war. Der Mittelwert  $M(K^-)$  wurde für die Fits auf  $485.0 \text{ MeV}/c^2$  festgesetzt. Für die mittlere Breite des  $K^-$ -Signals ergab sich

$$\sigma(K^-) = 14.8 \pm 0.8, \text{ für RPC.} \quad (4.4)$$

|             | Schnitt                                  | Signal            | $S/B$ | $Sign$ | Mittelwert<br>[ $\text{MeV}/c^2$ ] | $\sigma$ [ $\text{MeV}/c^2$ ] |
|-------------|--|-------------------|-------|--------|------------------------------------|-------------------------------|
| $K^+$ , RPC | ohne $dE/dx$<br>$p < 500 \text{ MeV}/c$  | $5.12 \cdot 10^5$ | 2.08  | 511    | 487.6                              | 14.1                          |
| $K^+$ , RPC | ohne $dE/dx$<br>$p < 1000 \text{ MeV}/c$ | $2.14 \cdot 10^6$ | 0.83  | 792    | 498.6                              | 21.3                          |
| $K^+$ , RPC | $p < 500 \text{ MeV}/c$                  | $3.76 \cdot 10^5$ | 11.46 | 566    | 487.4                              | 14.3                          |
| $K^+$ , RPC | $p < 1000 \text{ MeV}/c$                 | $1.37 \cdot 10^6$ | 5.54  | 1003   | 489.6                              | 20.0                          |
| $K^+$ , TOF | ohne $dE/dx$<br>$p < 500 \text{ MeV}/c$  | $5.87 \cdot 10^5$ | 0.36  | 299    | 500.9                              | 26.7                          |
| $K^+$ , TOF | ohne $dE/dx$<br>$p < 800 \text{ MeV}/c$  | $1.18 \cdot 10^6$ | 0.34  | 413    | 501.7                              | 30.3                          |
| $K^+$ , TOF | $p < 500 \text{ MeV}/c$                  | $4.34 \cdot 10^5$ | 0.96  | 375    | 500.7                              | 25.7                          |
| $K^+$ , TOF | $p < 800 \text{ MeV}/c$                  | $8.46 \cdot 10^5$ | 0.68  | 463    | 501.8                              | 28.6                          |
| $K^-$ , RPC | $p < 600 \text{ MeV}/c$                  | $6.78 \cdot 10^3$ | 0.13  | 10.2   | 485.0                              | 14.4                          |
| $K^-$ , RPC | $p < 900 \text{ MeV}/c$                  | $9.99 \cdot 10^3$ | 0.10  | 21.8   | 485.0                              | 16.2                          |

**Tabelle 4.2:** Übersicht über die Schnittkombinationen, die für  $K^+$  und  $K^-$  zu den jeweils besten Signifikanzen oder  $S/B$ -Verhältnissen führen.

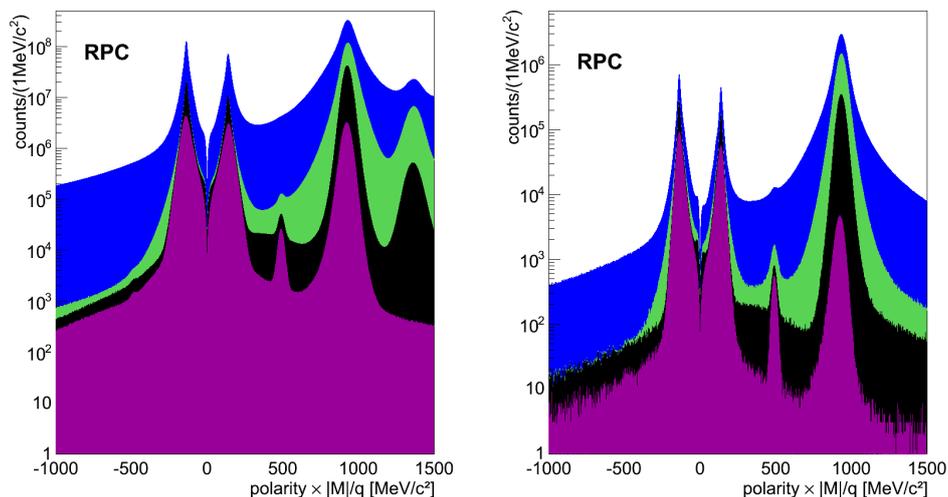
### 4.1.3 Vergleich von Simulation und Daten

Wie bereits angeschnitten wurde, werden die berechneten Signale anhand von Analysen simulierter Reaktionen auf die Effizienz und räumliche Akzeptanz der Detektoren und die Effizienz der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung korrigiert. Um ein Gefühl für die Verlässlichkeit der Simulation zu bekommen, werden die Massenspektren mit denselben Auswahlbedingungen für die Daten und die Simulation verglichen. In der ersten Abbildung 4.16 ist das resultierende Massenspektrum im RPC-Detektor nach der reinen Hadronenauswahl und anschließend der spezifischen Kaonenschnitte links für die Daten und rechts für die Simulation gezeigt.

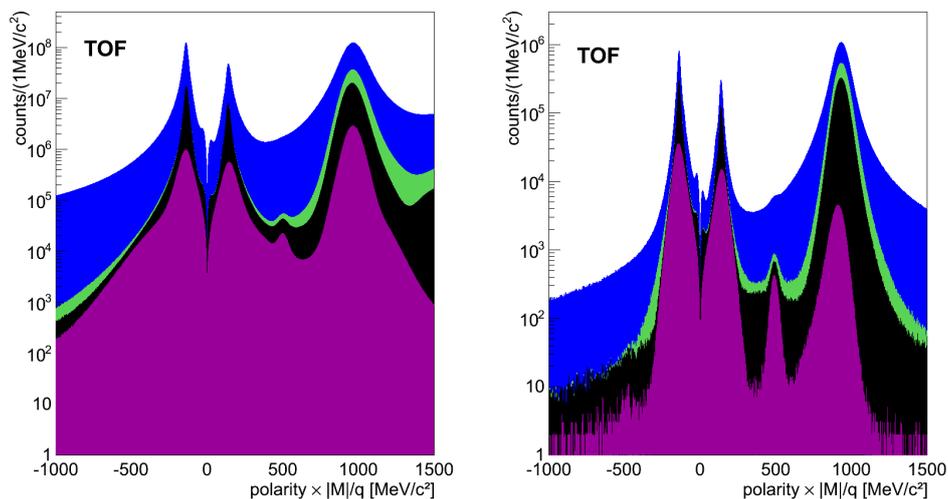
In der Simulation ist bereits vor jeglichen Auswahlkriterien ein  $K^+$ -Peak zu erkennen. Die Auswahlbedingung an Spurparameter, Reaktionsvertex, Impuls und Energieverlust in den Drahtkammern vermindert in der Simulation deutlich mehr Untergrund als in den Daten, der Peak ist klarer zu erkennen und das Verhältnis von Signal zu Untergrund ist in der Simulation augenscheinlich größer als in den Daten.

Ein ähnliches Bild ergibt sich für das Massenspektrum im TOF-Detektor 4.17. Auch hier reduzieren die Auswahlbedingungen den Untergrund in der Simulation weit mehr als in den Daten,

in der Simulation ist sogar im Bereich von  $-500 \text{ MeV}/c^2$  ein  $K^-$ -Signal zu erkennen. Nach der letzten Auswahlbedingung ist in der Simulation im Bereich um das  $K^+$ -Signal kaum noch eine Verunreinigung durch andere Teilchenspezies vorhanden, während in den Daten der Peak zwar ebenso klar zu erkennen ist, der Untergrund aber immer noch die Verteilung dominiert.

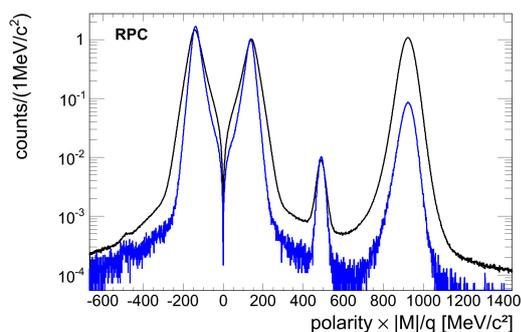


**Abbildung 4.16:** Vergleich des Massenspektrums für Simulation (rechts) und Daten (links) ohne Auswahlbedingungen (dunkelblau) und nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition (grün), Impuls (schwarz) und Energieverlust in den MDCs (magenta) in RPC. Als festen Wert für den Impulsschnitt wurde in diesem Beispiel  $< 750 \text{ MeV}/c$  angenommen.

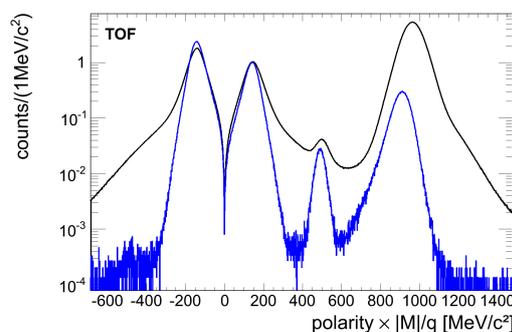


**Abbildung 4.17:** Vergleich des Massenspektrums für Simulation (rechts) und Daten (links) ohne Auswahlbedingungen (dunkelblau) und nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition (grün), Impuls (schwarz) und Energieverlust in den MDCs (magenta) in TOF. Als festen Wert für den Impulsschnitt wurde in diesem Beispiel  $< 750 \text{ MeV}/c$  angenommen.

Vergleicht man die finalen Massenspektren (in den vorherigen Abbildungen in magenta dargestellt) der Daten und der Simulation direkt miteinander, so lässt sich feststellen, dass das Problem des höheren Untergrundes in den Daten vor allem im TOF-Bereich deutlich ist. Die beiden Spektren für den RPC-(links) und TOF-Bereich (rechts) sind jeweils auf das Maximum des  $\pi^+$ -Peaks normiert. Im RPC-Bereich bleiben damit nach den Auswahlkriterien beinahe gleich viele  $K^+$  relativ zu deren Anzahl in der Simulation vorhanden. Dennoch ist der Untergrund im Bereich des Kaonensignals in der Simulation geringer als in dem Datenspektrum. Im TOF-Bereich ist das Signal in der Simulation klar aus dem Untergrund herausgearbeitet, während es in den Daten ein geringes Verhältnis von Signal zu Untergrund besitzt. Auf der negativen Seite des Massenspektrums ist ebenfalls der breite Untergrund in den Daten zu sehen, der trotz der Auswahlkriterien bestehen bleibt und ein mögliches  $K^-$ -Signal vollkommen überdeckt.

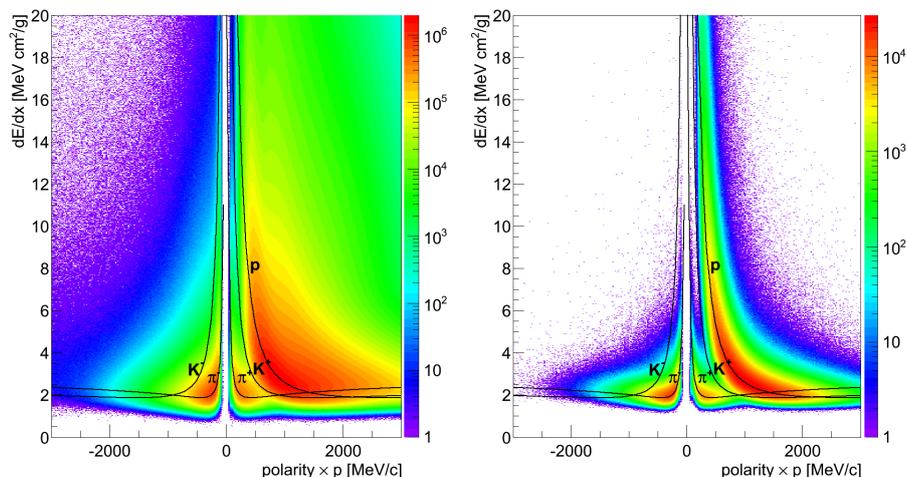


**Abbildung 4.18:** Vergleich des Massenspektrums für Simulation (blau) und Daten (schwarz) nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition, Impuls ( $< 750$  MeV/c) und Energieverlust in den MDCs in RPC. Simulation und Daten wurden anhand des positiven Pionenpeaks normiert.



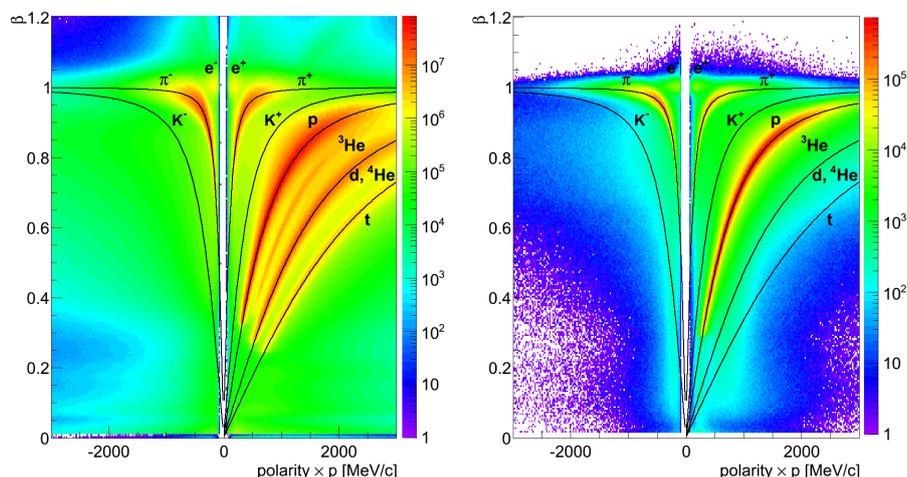
**Abbildung 4.19:** Vergleich des Massenspektrums für Simulation (blau) und Daten (schwarz) nach Schnitten auf Spurparameter und Reaktionsvertexposition, Impuls ( $< 750$  MeV/c) und Energieverlust in den MDCs in TOF. Simulation und Daten wurden anhand des positiven Pionenpeaks normiert.

Ein Grund dafür, dass die Schnitte bei der Simulation eine deutlichere Untergrundreduzierung bewirken als bei den Daten zeigen die folgenden zwei Vergleiche des Energieverlusts in den Drahtkammern und der Geschwindigkeitsverteilung in den Daten (links) und der Simulation (rechts). Die Verteilungen sind jeweils bei der Simulation deutlich schmäler für jede Teilchenspezies, dadurch ist die Identifizierung präziser und es wird weniger falsch identifizierter Untergrund nach den Auswahlkriterien beibehalten.



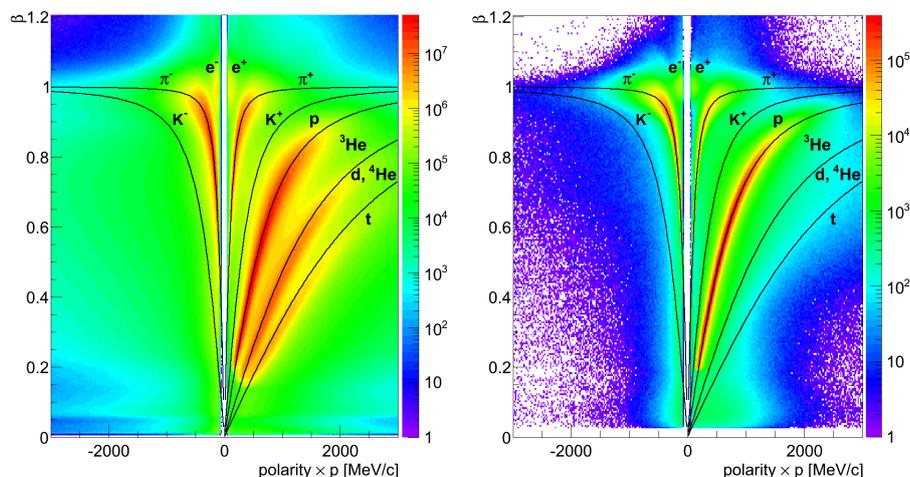
**Abbildung 4.20:** Energieverlust in den MDCs in Abhängigkeit des Impulses multipliziert mit der Ladung in den Daten (links) und der Simulation (rechts).

Bei der Flugzeitverteilung  $\beta$  über den Impuls der Teilchen wird ebenso sichtbar, dass in der Simulation die Breite der Teilchenverteilungen deutlich schmäler ist, weshalb die Teilchenidentifizierung präziser durchgeführt werden kann. Zusätzlich sind in der Simulation keine Teilchenspezies schwerer als Protonen implementiert, was die Identifikation von Protonen und damit ihren Ausschluss deutlich einfacher macht.

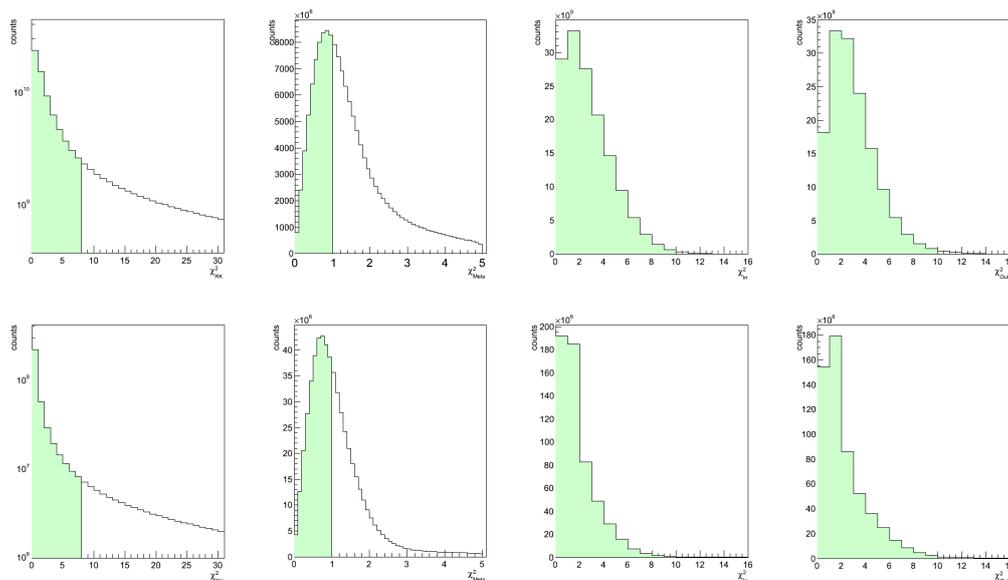


**Abbildung 4.21:** Flugzeitspektrum der Daten (links) und Simulation (rechts) in RPC. Aufgetragen ist die relativistische Geschwindigkeit  $\beta$  über das Produkt von Impuls und Polarität.

Der Vergleich der Breiten der identifizierbaren Teilchen im RPC- und TOF-Detektor zeigt deutlich, dass die Verteilungen im RPC-Bereich schmäler sind und damit die Untergrundreduktion durch die Auswahlbedingungen effizienter ist.



**Abbildung 4.22:** Flugzeitspektrum der Daten (links) und Simulation (rechts) in TOF. Aufgetragen ist die relativistische Geschwindigkeit  $\beta$  über das Produkt von Impuls und Polarität.



**Abbildung 4.23:** Vergleich der Spurqualitätsparameter von Daten (oben) und Simulation (unten). Dargestellt sind von links nach rechts die verwendeten Parameter  $\chi^2_{RK}$ ,  $\chi^2_{META}$ ,  $\chi^2_{inner}$  und  $\chi^2_{outer}$ .

Zuletzt wird der Vergleich der Spurqualitätsparameter in Simulation und Daten in Abbildung 4.23 gezeigt. Die Spurqualitätsparameter fallen in der Simulation etwas besser aus als in den Daten. Betrachtet man beispielshalber die Verteilung des  $\chi^2_{META}$ -Parameters, so fällt die Verteilung in der Simulation schneller zu größeren Werten hin ab, als in den Daten. Damit bleiben durch die festen Auswahlparameter mehr Spuren in der Simulation erhalten als in den Daten. In folgenden Analysen müssen diese Auswahlparameter so gewählt werden, dass prozentual dieselbe Anzahl

von Spuren in Daten wie Simulation beibehalten werden, um eine Effizienz- und Akzeptanzkorrektur anhand der Simulation rechtfertigen zu können.

Aus diesen Vergleichen lässt sich der Schluss ziehen, dass mit dem derzeitigen Stand der Simulation eine Akzeptanz- und Effizienzkorrektur zwar durchgeführt werden kann, die Ergebnisse aber mit einer gewissen Vorsicht betrachtet werden sollten. Die Unterschiede in Daten und Simulation wurden in dieser Analyse nur rein qualitativ betrachtet, in zukünftigen Arbeiten sollten die Differenzen quantitativ ausgearbeitet werden und entweder die Simulation den Datenverteilungen angepasst oder die Auswahlbedingungen für Simulation und Daten auf eine äquivalente prozentuale Reduktion der Teilchenkandidaten festgelegt werden.

#### 4.1.4 Multiplizitäten

Um nun aus den absoluten Signalen, die die Anzahl der nach einer bestimmten Schnittkombination rekonstruierten Kaonen im Detektorvolumen darstellen, eine Aussage über die im gesamten  $4\pi$ -Raumvolumen vorhandenen Kaonen zu treffen, muss mit Hilfe der Simulation extrapoliert werden. Idealerweise werden hierbei die beiden notwendigen Korrekturen der Akzeptanz und Effizienz getrennt betrachtet, da sie untereinander korreliert sein können. Um diese zu erreichen, wird die Akzeptanzkorrektur nach der GEANT-Simulation bestimmt, da hier die simulierten Teilchen bereits das begrenzte Detektorvolumen mit dem ebenfalls die Rekonstruktionsmöglichkeiten einschränkenden Magnetfeld durchlaufen haben. Die Effizienzkorrektur setzt sich anschließend aus der Detektoreffizienz, Rekonstruktionseffizienz der Spur und der Effizienz der Schnitte zusammen, die in dieser Reihenfolge nach der Spurrekonstruktion und nach dem Durchlaufen der gesamten Analyse festgestellt werden.

In dieser Analyse wurde, um eine erste Abschätzung der Teilchenmultiplizitäten zu erhalten, die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur in einem Schritt durchgeführt, die Simulation wurde nur nach Durchlaufen der gesamten Analyse betrachtet. Da bei der Simulation bekannt ist, wieviele Kaonen zu Beginn im gesamten Raumwinkel vorhanden waren, lässt sich somit mit der Anzahl der resultierenden Kaonen in der Simulation nach dem Durchlaufen des Detektors und den angewendeten Schnitten auf die Effizienz der Schnitte, des Detektors, der Rekonstruktion durch die Spurberechnung und die Akzeptanz des Detektors schließen. Bei der UrQMD-Simulation von Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV mit einem maximalen Stoßparameter von 9 fm wird von folgenden Multiplizitäten der Kaonen ausgegangen:

|         | Multiplizität |
|---------|---------------|
| $K^+$   | 0.0184        |
| $K^-$   | 0.0004        |
| $K_S^0$ | 0.0242        |

**Tabelle 4.3:** In der UrQMD-Simulation verwendete Multiplizitäten der Kaonen bei einem maximalen Stoßparameter von 9 fm.

Die Extrapolationsmethode soll anhand eines Beispiels erläutert werden. In den 10000 Files der Simulation mit jeweils 1000 simulierten Reaktionen befinden sich im gesamten Raumwinkel  $1.84 \cdot 10^5 K^+$ . Nach dem Schnitt auf die Spurparameter, den Energieverlust und den Impuls bei  $< 500 \text{ MeV}/c$  befinden sich davon noch  $4.89 \cdot 10^3 K^+$  in dem ausgewählten Histogramm. Da bei der Strahlzeit nur fünf der sechs Sektoren einwandfrei Daten lieferten und einer nur eine vernachlässigbare Anzahl von Ereignissen beisteuerte, wurde in der Simulation die Anzahl der Kaonen nur in fünf der sechs Sektoren betrachtet. Der Korrekturfaktor, mit dem im Folgenden die Signale der experimentellen Daten extrapoliert werden müssen, beträgt  $F = \frac{4.89 \cdot 10^3}{1.84 \cdot 10^5} = 2.66 \cdot 10^{-2}$ . Das Signal desselben Schnittes im Experiment beträgt  $3.76 \cdot 10^5 K^+$ . Dividiert man dieses Signal durch den Korrekturfaktor  $F$  für die Akzeptanz und Effizienz, so erhält man ein dem gesamten Raumwinkel und einem 100% effizienten Detektor entsprechendes Signal von  $1.41 \cdot 10^7 K^+$ . Die experimentelle Anzahl der  $K^+$  pro Reaktion ergibt sich mit der Gesamtzahl der Reaktionen von  $7.02 \cdot 10^9$  damit zu  $\frac{1.41 \cdot 10^7}{7.02 \cdot 10^9} = 2.01 \cdot 10^{-3}$ . Dieses Verfahren wurde für den RPC-Bereich für jeweils sieben unterschiedliche Impulsschnitte für Schnitte mit und ohne  $dE/dx$ -Auswahl angewendet. Die gesamte Multiplizität ergibt sich als Mittelwert dieser 14 Werte zu  $(1.79 \pm 0.31) \cdot 10^{-3} K^+/\text{Reaktion}$ . Dasselbe Verfahren wird mit dem Signal im TOF-Detektor verwendet, mit denselben Schnitten. Hierbei ergibt sich eine Multiplizität von  $(1.25 \pm 0.23) \cdot 10^{-3} K^+/\text{Reaktion}$ .

Gesamt berechnet sich damit die Multiplizität der  $K^+$  in dieser Analyse zu

$$(1.52 \pm 0.38) \cdot 10^{-3} K^+/\text{Reaktion}. \quad (4.5)$$

Für die negativ geladenen Kaonen wird dasselbe Verfahren angewendet. Das Signal in der Simulation und den Daten wird in ebenfalls 14 Auswahlkombinationen berechnet, die sich aus jeweils sieben unterschiedlichen Impulsschnitten zusammensetzen, einmal mit und ohne Energieverlustschnitt. Hier ergibt sich als Mittelwert der Multiplizitäten der  $K^-$  im RPC-Bereich

$$(4.51 \pm 0.99) \cdot 10^{-5} K^-/\text{Reaktion}. \quad (4.6)$$

## 4.2 Neutrale Kaonen

Die neutralen Kaonen  $K^0$  und  $\overline{K}^0$  der Masse  $m = 497.61 \text{ MeV}/c^2$  zerfallen über die schwache Wechselwirkung, weshalb im Detektor die Zerfallsteilchen der schwachen Eigenzustände  $K_S^0$  und  $K_L^0$  beobachtet werden. Mit einer mittleren Zerfallslänge von 15.34 m zerfällt das  $K_L^0$  in den überwiegenden Fällen außerhalb des HADES-Detektors, der während der Datenaufnahme zusammengeschoben eine Länge von circa 3.5 Metern besitzt. Die Zerfallsprodukte des  $K_L^0$  können damit nicht nachgewiesen werden. Das  $K_S^0$  hingegen besitzt eine mittlere Zerfallslänge von 2.68 cm, weshalb seine Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden können. Da die neutralen Kaonen in jeweils 50% der Fälle als  $K_S^0$  und  $K_L^0$  vorliegen, kann aus der rekonstruierten Anzahl von  $K_S^0$  durch Verdoppeln die Gesamtzahl der erzeugten neutralen Kaonen ermittelt werden.

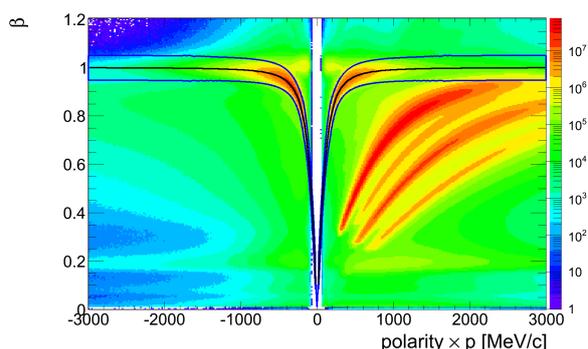
Die beiden häufigsten Zerfallskanäle des  $K_S^0$  sind

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^-, 69.2\% \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0, 30.7\%. \end{aligned} \quad (4.7)$$

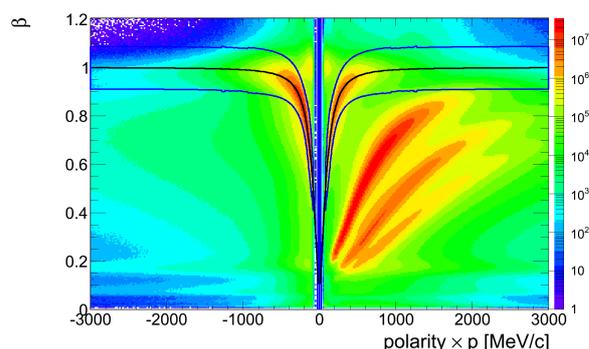
Da neutrale Teilchen im Detektor nicht nachgewiesen werden können, wird ausschließlich der erste Kanal, bei dem das  $K_S^0$  in geladene Pionen zerfällt, rekonstruiert. Die Herausforderung ist es nun für jede Reaktion die jeweils positiv und negativ geladenen Pionen zu identifizieren, deren invariante Masse zu berechnen und im Folgenden aus diesen kombinierten Pionenpaaren jene herauszufiltern, die nicht direkt im Reaktionsvertex entstanden, sondern dem Zerfall eines neutralen Kaons entsprungen sind.

### 4.2.1 Identifizierung von Pionen

Für die Analyse der neutralen Kaonen wurden zu Beginn die in Kapitel 3.1.3 und 4.1.1 bereits beschriebenen Bedingungen an Spur- und Hadronenkandidaten gestellt, bei denen die verwendeten Teilchenkandidaten nach deren Produkt aus  $\chi_{RK}^2 \cdot \chi_{META}^2$  mit dem kleinsten Wert beginnend geordnet werden. Der erste Schritt der Identifizierung von  $K_S^0$  ist es, ein möglichst reines Signal der  $\pi^+$  und  $\pi^-$  aus den gesamten bei der Reaktion entstandenen Hadronenkandidaten herauszufiltern. Dafür werden Auswahlkriterien für die Position im Geschwindigkeitsspektrum in Abhängigkeit des Impulses getroffen. Für diese Bedingungen wurden die Verteilungen für die Pionen in jeweils 150 Bereiche von -3000 bis 0  $\text{MeV}/c^2$  und von 0 bis 3000  $\text{MeV}/c^2$  geteilt und diese auf die  $\beta$ -Achse projiziert. Die Verteilungen für die  $\pi^-$  und  $\pi^+$  wurden mit Gauß-Funktionen gefittet und die Breiten  $\sigma_{\pi^-}$  und  $\sigma_{\pi^+}$  der Funktionen für jeweils 150 Bereiche ausgelesen. Die Umgebung für die Auswahlbedingungen entstanden nun in einer  $2.5\sigma$ -Umgebung um die theoretische Funktion  $\beta(p)$  (3.7), wie in Abbildung 4.24 und 4.25 für die beiden Bereiche RPC und TOF des Flugzeitdetektors dargestellt ist. Die Flugzeitspektren sind für Teilchenkandidaten nach den Spurqualitätsbedingungen  $0 < \chi_{RK}^2 < 100$ ,  $\chi_{META}^2 < 2$  und  $0 < \chi_{In}^2$  gezeigt.

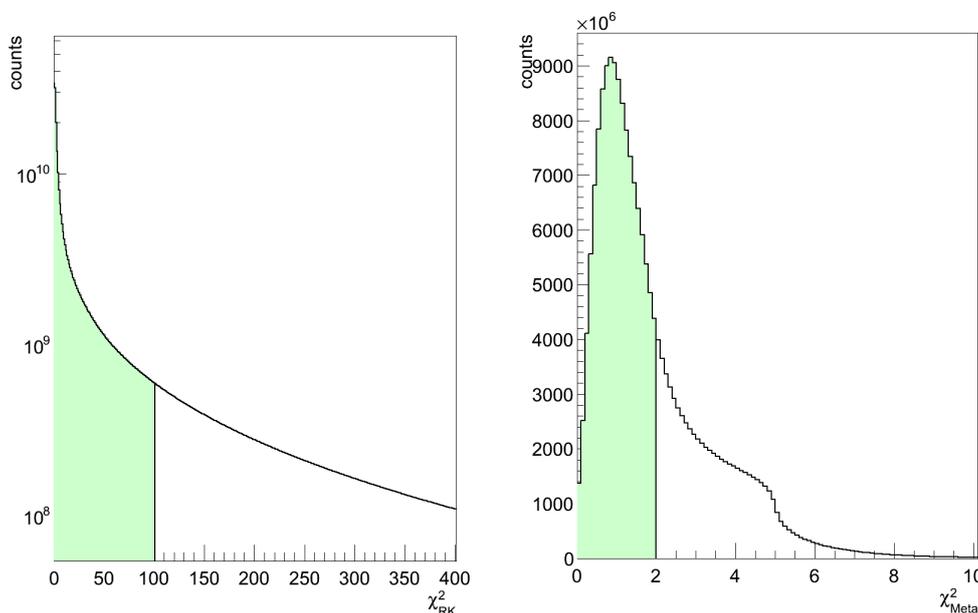


**Abbildung 4.24:** Flugzeitspektrum mit berechneten Schnitten (blau) in einer  $2.5\sigma$ -Umgebung um die theoretische Funktion der  $\pi^+$  und  $\pi^-$  (schwarz) im RPC-Detektor.



**Abbildung 4.25:** Flugzeitspektrum mit berechneten Schnitten (blau) in einer  $2.5\sigma$ -Umgebung um die theoretische Funktion der  $\pi^+$  und  $\pi^-$  (schwarz) im TOF-Detektor.

Zusätzlich zu dem Schnitt auf die Geschwindigkeit der Teilchen wird eine Bedingung an die Spurqualitätsparameter  $\chi_{RK}^2$ ,  $\chi_{META}^2$ ,  $\chi_{In}^2$  und  $\chi_{Out}^2$  gestellt, wie in Abbildung 4.26 für  $\chi_{RK}^2$  und  $\chi_{META}^2$  dargestellt. Um die  $\pi^+$  zusätzlich noch von  $K^+$ - und Protonenanteilen zu befreien, wird auf der positiven Seite des Impulsspektrums noch ein Schnitt auf die Masse  $m_{\pi^+} < 300 \text{ MeV}/c^2$  und den Impuls  $p_{\pi^+} < 1000 \text{ MeV}/c$  angewendet.



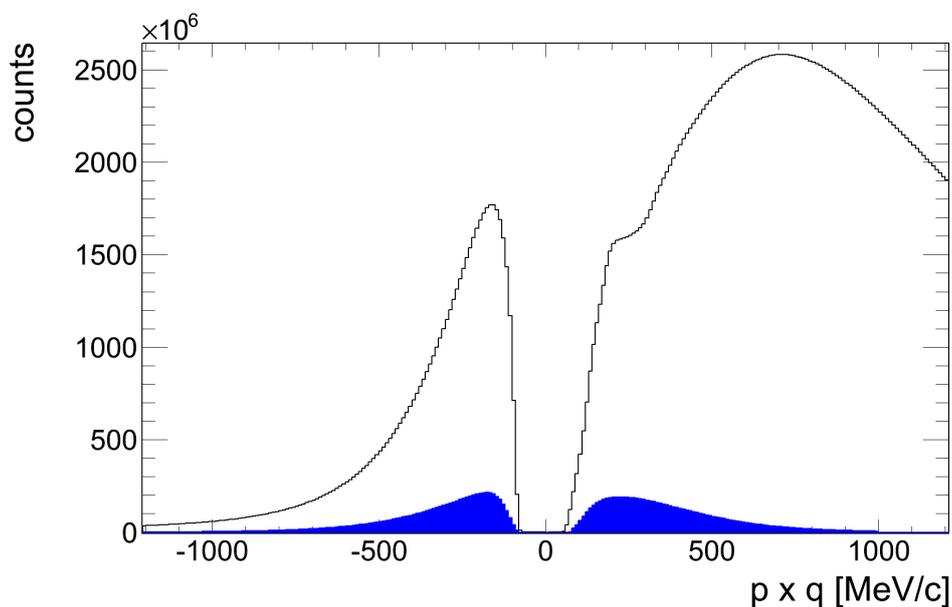
**Abbildung 4.26:** Spurqualitätsparameter  $\chi_{RK}^2$  (links) und  $\chi_{META}^2$  (rechts) mit verwendeten Auswahlbedingungen (grüne Fläche) für geladene Pionen.

Die auf die Pionen angewendeten Schnitte sind zur Übersicht in der Tabelle 4.4 aufgelistet.

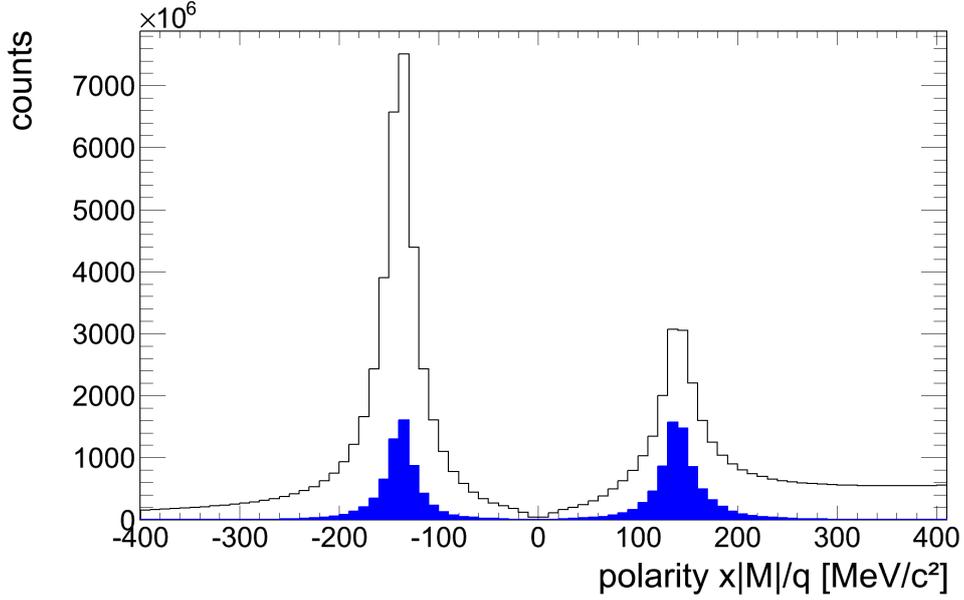
| Schnittparameter   | Wert  |
|--------------------|---|
| $\chi_{RK}^2$      | $0 < \chi_{RK}^2 < 100$                     |
| $\chi_{META}^2$    | $\chi_{META}^2 < 2$                         |
| $\chi_{In}^2$      | $0 < \chi_{In}^2$                           |
| $\chi_{Out}^2$     | $0 < \chi_{Out}^2$                          |
| Flugzeitverteilung | 2.5 $\sigma$ -Umgebung um $\beta$ -Funktion |
| $m$                | $m(\pi^+) < 300 \text{ MeV}/c^2$            |
| $p$                | $p(\pi^+) < 1000 \text{ MeV}/c$             |

**Tabelle 4.4:** Übersicht über verwendete Parameter und deren Werte für die Pionenidentifizierung.

Die Verteilungen im Impuls- und Massenspektrum für die Pionen sind vor (schwarz) und nach (blau) den Auswahlbedingungen in den Abbildungen 4.27 und 4.28 gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Verteilungen geringer werden, die Teilchenauswahl jedoch nach den Schnitten eine reinere Pionenverteilung ist. Besonders auf der positiven Seite des Impulsspektrums wird dadurch ein Großteil der niederenergetischen Protonen herausgefiltert. Die Reinheit der Pionen ist eine wichtige Bedingung für die weiterführende Analyse, da nur Pionpaare zu einer invarianten Masse der  $K_S^0$ -Kandidaten kombiniert werden dürfen.



**Abbildung 4.27:** Impulsverteilung der negativ und positiv geladenen Pionen vor (schwarz) und nach (blau) den Identifizierungsschnitten. Bei den  $\pi^+$  ist eine deutliche Verschiebung des Peaks zu niedrigeren Impulsen hin zu erkennen, die durch den Ausschluss von Protonenanteilen erzielt wird.



**Abbildung 4.28:** Massenspektrum der negativ und positiv geladenen Pionen vor (schwarz) und nach (blau) den Identifizierungsschnitten.

#### 4.2.2 Invariante Masse

Die als  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Kandidaten identifizierte Spuren besitzen jeweils einen Impuls  $p$ , eine Masse  $m$  und einen Viererimpuls  $P$ . In der Analyse wird zuerst ein  $\pi^-$  in der Reaktion gesucht. Wird ein Hadron als solches identifiziert, so werden die verbliebenen Teilchen nach einem  $\pi^+$  durchsucht, das den Auswahlbedingungen entspricht. Alle möglichen Kombinationen von  $\pi^-$  und  $\pi^+$  werden zu Paaren vereint. Dabei werden die beiden Spuren mit Hilfe ihrer Viererimpulse  $P_{\pi^+}$  und  $P_{\pi^-}$  addiert. Die neue Spur mit dem kombinierten Viererimpuls wird als Mutterteilchen der beiden Pionen und somit als Kandidat für ein  $K_S^0$  angesehen. Die invariante Masse der beiden Pionen, die aus dem Zerfall des  $K_S^0$  stammen, ist die Masse des Mutterteilchens und wird nach Gleichung 4.8 berechnet.

$$M_{inv} = \sqrt{(m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^-}^2) + 2 \left( \sqrt{m_{\pi^+}^2 + \vec{p}_{\pi^+}^2} \sqrt{m_{\pi^-}^2 + \vec{p}_{\pi^-}^2} - |p_{\pi^+}| |p_{\pi^-}| \cos \theta \right)}. \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.29 wird das Massenspektrum der so berechneten invarianten Masse aller  $\pi^+\pi^-$ -Paare dargestellt. In dieser unselektierten Kombination ist noch kein Hinweis auf ein Signal bei der Masse des  $K_S^0$  von  $497.6 \text{ MeV}/c^2$  zu erkennen. Die meisten kombinierten Pionen haben keinerlei Korrelation und stammen direkt aus der primären Teilchenproduktion der Kollision. Nach Vorhersagen der UrQMD-Simulation ist die Wahrscheinlichkeit einer Pionenproduktion um mehr als Faktor 100 höher als die einer  $K_S^0$ -Produktion. Um Pionpaare zu identifizieren, die nicht im primären Vertex erzeugt wurden, sondern aus einem Teilchenzerfall stammen, müssen weitere Auswahlbedingungen angewendet werden.

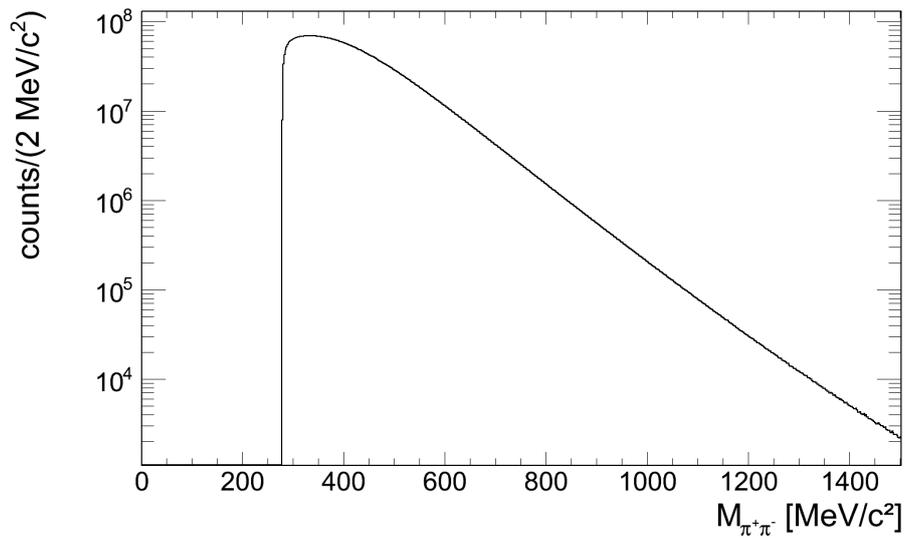


Abbildung 4.29: Invariantes Massenspektrum der kombinierten  $\pi^+\pi^-$ -Paare.

### 4.2.3 Auswahlkriterien der Zerfallstopologie

Um Auswahlbedingungen für Zerfallsteilchen treffen zu können, muss die vorliegende Geometrie 4.30 der Teilchenspuren zueinander betrachtet werden.

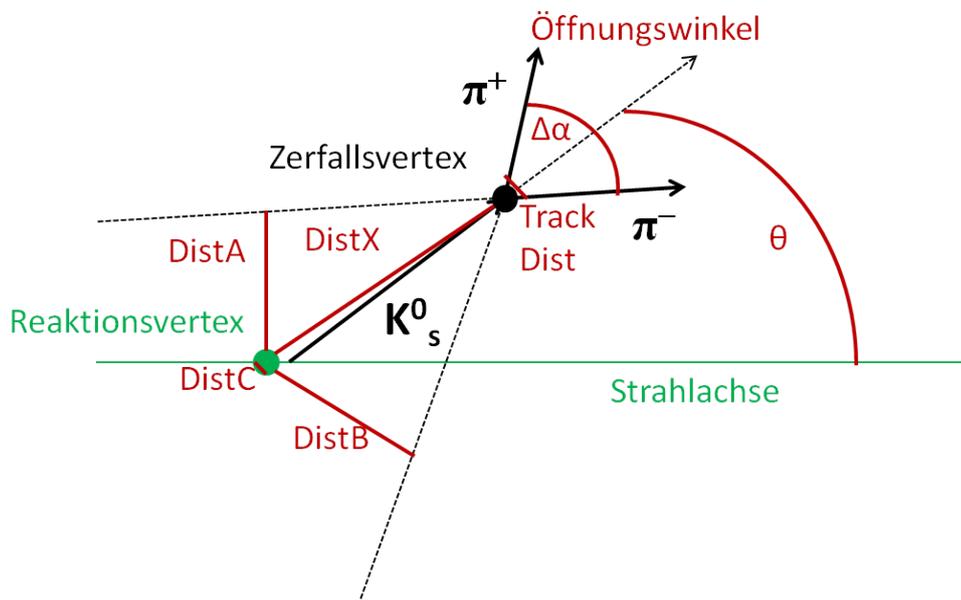


Abbildung 4.30: Zerfallstopologie des Zerfalls  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Eingezeichnet sind die Parameter des Zerfallsprozesses, die für die Auswahl relevanter Ereignisse eingeschränkt werden.

Die Zerfallstopologie ist durch den Reaktionsvertex, an dem die Kollision des Goldions mit einem Goldatom der Targetfolie stattfindet, und den Zerfallsvertex, an dem das im Reaktionsvertex

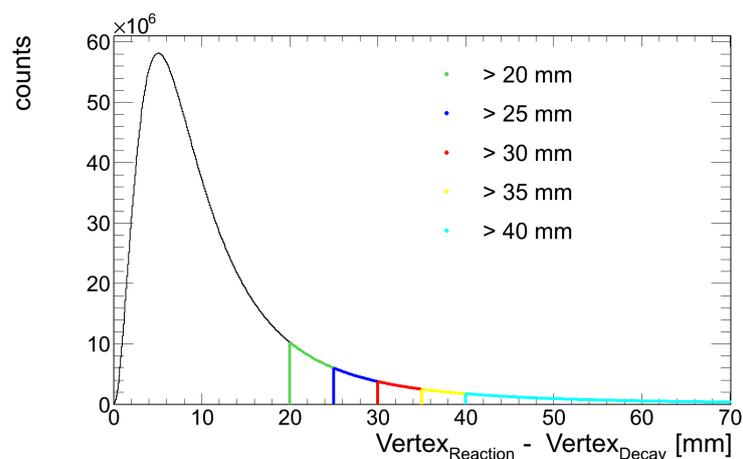
entstandene  $K_S^0$  zerfällt, charakterisiert. Ebenfalls eingezeichnet ist die Strahlachse (grün) und die Spuren der beteiligten Teilchen (schwarz). Die Spur des  $K_S^0$  propagiert von dem Reaktionsvertex aus, die beiden Spuren der Pionen haben ihren Ursprung im Zerfallsvertex, lassen sich aber in Richtung des Reaktionsvertex verlängern (durchbrochene Linien). In dieser Analyse dienen folgende Parameter als charakterisierend für die Zerfallstopologie:

| Schnittparameter              | Bedeutung  | verwendete Werte        |
|-------------------------------|--|-------------------------|
| $DistX$                       | Abstand des rekonstruierten Zerfallsvertex vom Reaktionsvertex           | > 20, 25, 30, 35, 40 mm |
| $DistA, DistB$                | Abstand der Pionspuren vom Reaktionsvertex                               | > 10, 20 mm             |
| $DistC$                       | Minimaler Abstand der rekonstruierten Kaonspur vom Reaktionsvertex       | < 8 mm                  |
| $TrackDist$                   | Minimaler Abstand der beiden Pionspuren voneinander                      | < 7, 10 mm              |
| Öffnungswinkel $\Delta\alpha$ | Öffnungswinkel zwischen den beiden Pionspuren                            | > 20°                   |
| Polarwinkel $\theta$          | Polarwinkel der rekonstruierten Kaonspur                                 | > 10°                   |
| Transversale Masse $M_t$      | Differenz $M_t$ von der nominellen Kaonmasse (497.6 MeV/c <sup>2</sup> ) | > 50 MeV/c <sup>2</sup> |

**Tabelle 4.5:** Übersicht über verwendete Zerfallstopologieparameter und deren Werte für die Identifizierung der  $K_S^0$ .

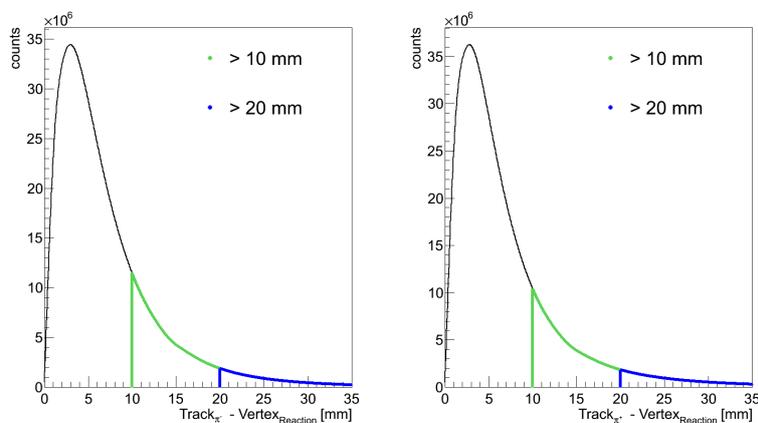
In der Tabelle 4.5 sind bereits die Werte angegeben, die in der Analyse für die Auswahl der Pionspuren und der rekonstruierten Kaonspur verwendet wurden. Die Werte stammen sowohl aus einer ersten Optimierung des  $K_S^0$ -Signals für Simulationsdaten, als auch aus Erfahrungswerten vorheriger Analysen von rekonstruierten neutralen Teilchen [35, 37]. Es wurde jede mögliche Kombination dieser Schnitte in der Endanalyse herausgeschrieben. Damit ist es möglich die Auswirkung der einzelnen Schnitte hintereinander zu betrachten und die Entwicklung der Signifikanz und des  $S/B$ -Verhältnisses zu untersuchen.

Der Schnitt  $DistX$  auf die Entfernung des Zerfallsvertex zum Reaktionsvertex ist einer der wichtigsten Schnitte, da er verhindert, dass Pionen als Tochterteilchen identifiziert werden, die aus dem primären Vertex stammen. Falls ein Mindestabstand der beiden Vertices voneinander gefordert wird, so sinkt die Wahrscheinlichkeit primäre Pionen als Tochterteilchen eines  $K_S^0$  auszuwählen.



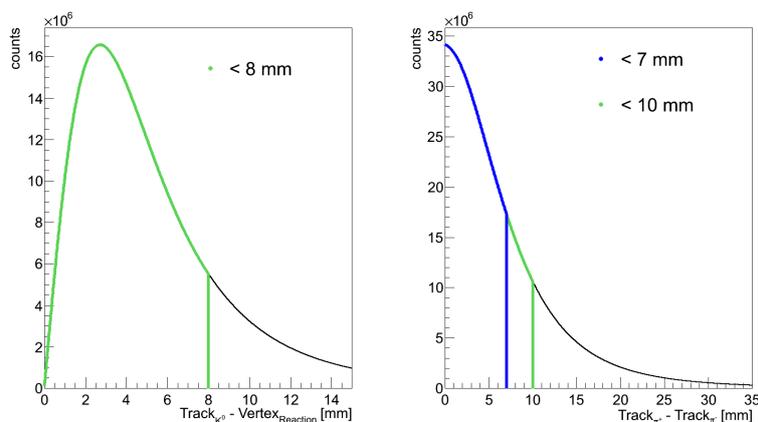
**Abbildung 4.31:** Abstand des Zerfallsvertex zum Reaktionsvertex mit den fünf angewendeten Parameterwerten 20 mm (grün), 25 mm (blau), 30 mm (rot), 35 mm (gelb) und 40 mm (türkis).

Die Bedingung  $DistA$ ,  $DistB$  an die Pionenspuren, mindestens eine Entfernung von 10 mm zum Reaktionsvertex zu besitzen, schließt ebenfalls Pionen aus, die aus dem Reaktionsvertex stammen.



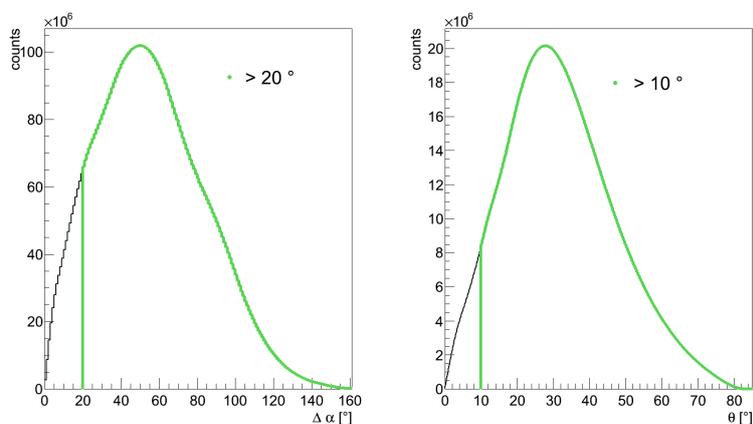
**Abbildung 4.32:** Abstand der  $\pi^-$ - (links) und  $\pi^+$ - (rechts) Spuren zum Reaktionsvertex mit dem weiter gewählten Schnitt  $> 10$  mm (grün) und dem engeren Schnitt  $> 20$  mm (blau).

Die Bedingung eines maximalen Abstands beider Pionspuren ( $TrackDist$ ) selektiert Pionen, die aus dem gleichen Zerfall eines Mutterteilchens stammen. Im besten Fall ist der Abstand beider Pionspuren null, da sie einen gemeinsamen Vertex besitzen. Der Schnitt auf einen maximal möglichen Abstand  $DistC$  der rekonstruierten Kaonspur zum Reaktionsvertex legt fest, dass das Mutterteilchen bei einer Reaktion im Targetbereich entstanden ist und keinen anderen Ursprungsvortex besitzt.



**Abbildung 4.33:** Abstand der  $K_S^0$ -Spur zum Reaktionsvertex (links) mit dem gewählten Parameterbereich in grün und Abstand der beiden Pionspuren zueinander (rechts) mit den beiden Parameterbereichen von  $< 7$  mm (blau) und  $< 10$  mm (grün).

Die Winkeleinschränkung von  $\theta$  soll Spuren mit einem kleinen Polarwinkel ausschließen, da unter kleinen Winkeln die Rekonstruktionseffizienz stark abfällt. Falls der Öffnungswinkel der Pionspuren zu gering ist, lässt sich der Zerfallsvertex nicht mit der notwendigen Präzision rekonstruieren, weshalb kleine Öffnungswinkel ebenfalls ausgeschlossen werden.



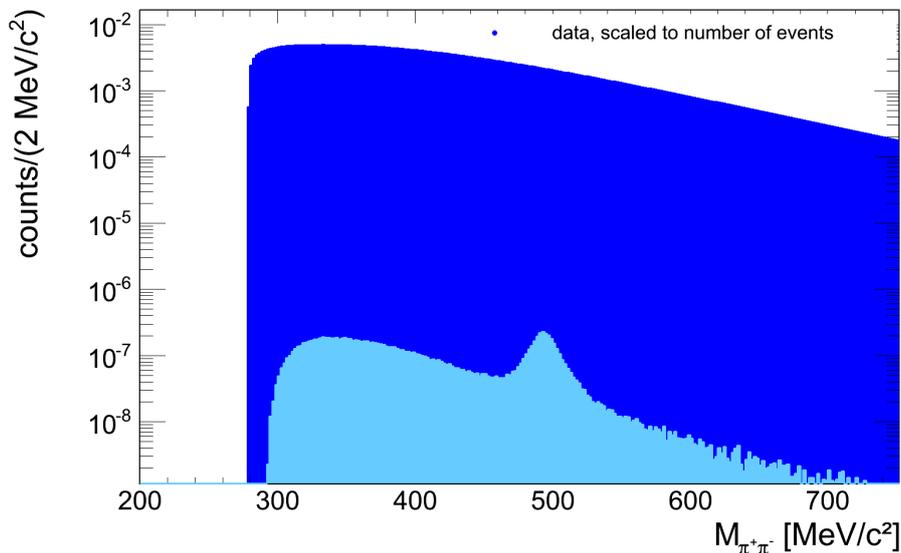
**Abbildung 4.34:** Öffnungswinkel  $\Delta\alpha$  der Pionspuren (links) mit dem in grün gewählten Bereich von  $> 20^\circ$  und Polarwinkel der rekonstruierten  $K_S^0$ -Spur (rechts) mit dem in grün gewählten Winkelbereich von  $> 10^\circ$ .

Die verschiedenen geometrischen Parameter werden in der Analyse eigens berechnet, mit Hilfe der Lorentzvektoren der Pionen, des zusammengesetzten Lorentzvektors des Kaons und des Reaktionsvertex jeder einzelnen Reaktion. Die Anwendung von einzelnen Auswahlkriterien auf die  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und die  $K_S^0$ -Spuren bringen in den Daten keine ausreichende Reduktion des Untergrundes, sodass kein  $K_S^0$ -Peak im invarianten Massenspektrum zu sehen ist. Erst die simultane

Anwendung der verschiedenen Schnitte auf die Kandidaten arbeitet durch eine starke Unterdrückung des Untergrundes primärer Pionenpaare ein sichtbares Signal heraus, wie in 4.2.4 gezeigt wird.

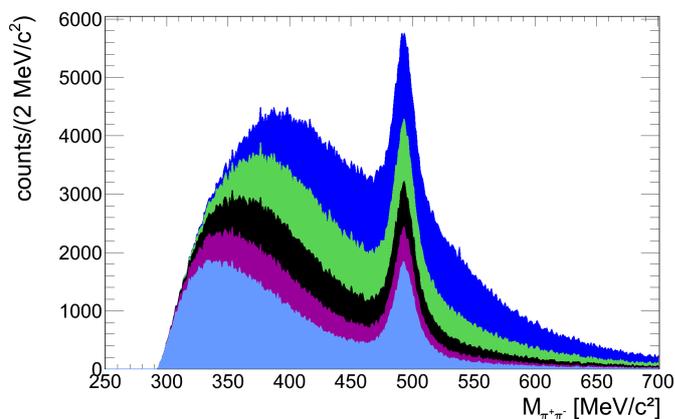
#### 4.2.4 Berechnung der Signale

Werden nun alle im vorherigen Kapitel beschriebenen Auswahlkriterien verwendet, so kann aus dem breiten Untergrund ein Signal herausgearbeitet werden, das im invarianten  $\pi^-\pi^+$ -Massenspektrum an der Position der Masse des neutralen  $K_S^0$  liegt, wie in der Abbildung 4.35 zu sehen ist. Dabei wurden alle Auswahlkriterien aus Tabelle 4.5 verwendet, wobei für die variablen Parameter  $DistX > 40$  mm,  $DistA, B > 10$  mm und  $TrackDist < 7$  mm gewählt wurde.



**Abbildung 4.35:** Invariantes Massenspektrum vor (dunkelblau) und nach (hellblau) den Zerfallstopologiebedingungen. Beide Spektren sind auf die Gesamtanzahl der aufgenommenen Ereignisse skaliert, sodass direkt die Reduktion der Zählraten deutlich wird. Im invarianten Massenspektrum der  $\pi^+\pi^-$ -Paare nach den Auswahlbedingungen ist ein klares Signal bei einer Masse von etwas unter  $500 \text{ MeV}/c^2$  zu sehen, was der Masse der  $K_S^0$  entspricht.

Der Einfluss der verschiedenen Topologieschnitte wird begreifbar, wenn nur ein Parameter verändert wird, wie in Abbildung 4.36 gezeigt. Hierbei wird deutlich, dass mit steigendem Wert für den Topologieparameter  $DistX$  das Verhältnis von Signal zu Untergrund ( $S/B$ ) immer weiter gesteigert wird, dadurch aber das Signal geringer wird und die Signifikanz  $Sign$  ebenfalls teilweise sinkt. Die Wahl der Schnitte hängt nun davon ab, ob die Signifikanz oder die Reinheit des Signals optimiert werden soll. Die Definitionen von Signal,  $S/B$  und  $Sign$  sind wie in Kapitel 4.1.2 im  $2\sigma$ -Bereich um den Mittelwert der Gauß-Funktion definiert.

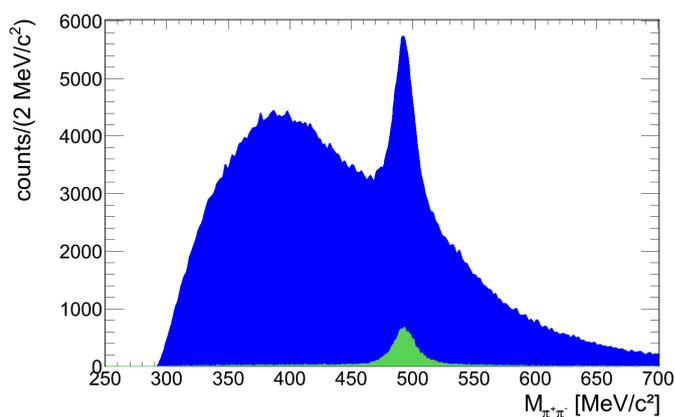


**Abbildung 4.36:** Invariantes Massenspektrum mit verschiedenen Werten für die Zerfallsvertexbedingung  $DistX$ : 20 mm (blau), 25 mm (grün), 30 mm (schwarz), 35 mm (lila), 40 mm (hellblau). Die weiteren Werte sind auf  $DistA, B > 10$  mm und  $TrackDist < 10$  mm festgelegt.

| Schnitt $DistX$     | Signal           | $S/B$ | $Sign$ |
|---------------------|------------------|-------|--------|
| Blau<br>> 20 mm     | $7.4 \cdot 10^4$ | 0.52  | 124    |
| Grün<br>> 25 mm     | $6.1 \cdot 10^4$ | 0.84  | 134    |
| Schwarz<br>> 30 mm  | $5.0 \cdot 10^4$ | 1.32  | 140    |
| Lila<br>> 35 mm     | $4.0 \cdot 10^4$ | 1.90  | 140    |
| Hellblau<br>> 40 mm | $3.1 \cdot 10^4$ | 2.60  | 134    |

**Tabelle 4.6:** Auflistung der verwendeten Werte für den Schnitt  $DistX$  mit den zugehörigen  $K_S^0$ -Signalen,  $S/B$ -Verhältnissen und Signifikanzen.

Ein weiterer Schnitt, der variiert wurde, ist der Abstand der beiden Pionenspuren zum Reaktionsvertex. Hier wurden die Werte 10 und 20 mm verwendet, die, wie in Abbildung 4.37 zu sehen ist, eine deutliche Veränderung des Signals bewirken.

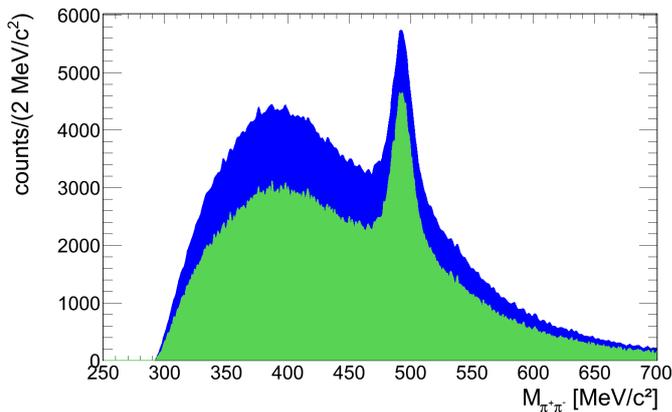


**Abbildung 4.37:** Invariantes Massenspektrum mit verschiedenen Werten für die Zerfallsvertexbedingung  $DistA, B$ : 20 mm (blau), 10 mm (grün). Die weiteren Werte sind auf  $DistX > 20$  mm und  $TrackDist < 10$  mm festgelegt.

| Schnitt $DistA, B$ | Signal           | $S/B$ | $Sign$ |
|--------------------|------------------|-------|--------|
| Blau<br>> 10 mm    | $7.4 \cdot 10^4$ | 0.52  | 124    |
| Grün<br>> 20 mm    | $1.4 \cdot 10^4$ | 12.14 | 110    |

**Tabelle 4.7:** Auflistung der verwendeten Werte für den Schnitt  $DistA, B$  mit den zugehörigen  $K_S^0$ -Signalen,  $S/B$ -Verhältnissen und Signifikanzen.

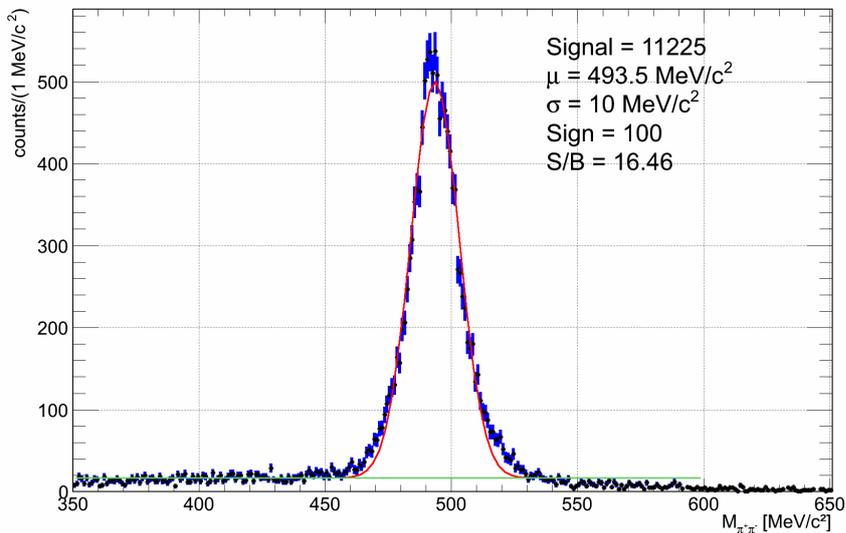
Die dritte variable Auswahlbedingung in der Zerfallstopologie, der Abstand zwischen der aus den Pionspuren rekonstruierten Kaonspur und dem primären Vertex  $TrackDist$  wurde zwischen den Werten 7 und 10 mm variiert. Der Einfluss der Schnittwahl ist bei festgehaltenen weiteren Parametern in Abbildung 4.38 gezeigt. Auch hier wird durch eine enger gewählte Bedingung das  $K_S^0$ -Signal reiner.



**Abbildung 4.38:** Invariantes Massenspektrum mit verschiedenen Werten für die Zerfallsvertexbedingung  $TrackDist$ : 10 mm (blau), 7 mm (grün). Die weiteren Werte sind auf  $DistX > 20 \text{ mm}$  und  $DistA, B > 10 \text{ mm}$  festgelegt.

| Schnitt<br>TrackDist | Signal           | $S/B$ | Sign |
|----------------------|------------------|-------|------|
| Blau<br>< 10 mm      | $7.4 \cdot 10^4$ | 0.52  | 124  |
| Grün<br>< 7 mm       | $6.4 \cdot 10^4$ | 0.7   | 128  |

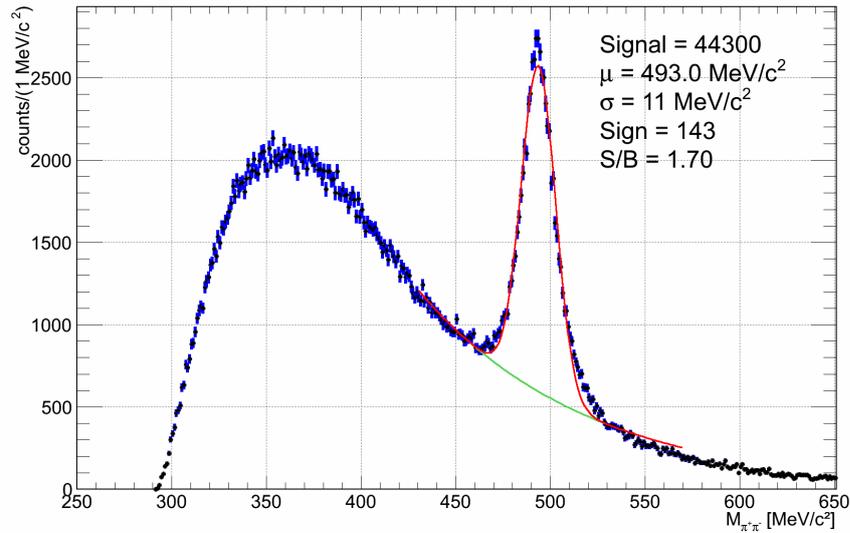
**Tabelle 4.8:** Auflistung der verwendeten Werte für den Schnitt  $TrackDist$  mit den zugehörigen  $K_S^0$ -Signalen,  $S/B$ -Verhältnissen und Signifikanzen.



**Abbildung 4.39:** Invariantes Massenspektrum der  $\pi^+ \pi^-$ -Paare mit dem größten  $S/B$ -Wert. In Rot ist die Superposition aus Gauß- und Polynomfunktion 0. Ordnung eingezeichnet, in Grün der reine Untergrund als Polynom 0. Ordnung. Die blauen Balken stellen die statistischen Fehler der einzelnen Bins dar.

Durch die Kombination der verschiedenen Topologiewerte wurden 20 verschiedene invariante Massenspektren erzeugt, in denen ein deutliches  $K_S^0$ -Signal zu sehen ist. Der Peak wurde in jedem dieser Histogramme mit einer Gauß-Funktion und der Untergrund in Histogrammen mit einem weiten Schnitt auf  $DistA, B > 10$  mm mit einer Exponentialfunktion angepasst.

In den Spektren mit einem Schnitt von  $DistA, B > 20$  mm wurde der geringe verbleibende Untergrund mit einem Polynom 0. Ordnung angepasst. Beispielshalber sind von beiden Fällen die Spektren mit der größten Signifikanz in Abb. 4.40 und dem größten Verhältnis von Signal zu Untergrund in Abb. 4.39 dargestellt.



**Abbildung 4.40:** Invariantes Massenspektrum der  $\pi^+ \pi^-$ -Paare mit der höchsten Signifikanz. In Rot ist die Superposition aus Gauß- und Exponentialfunktion eingezeichnet, in Grün der reine Untergrund als Exponentialfunktion. Die blauen Balken stellen die statistischen Fehler der einzelnen Bins dar.

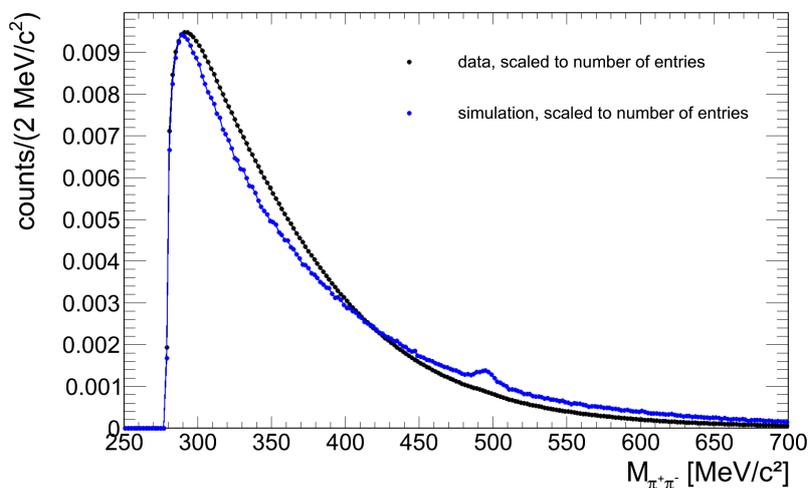
Mit diesen 20 verschiedenen Kombinationen der Auswahlkriterien ergibt sich für die Position des Kaonsignals ein Mittelwert der Peakposition und einer mittleren Breite von

$$M(K_S^0) = 493.2 \pm 0.4 \text{ MeV}/c^2 \text{ und } \sigma(K_S^0) = 10.8 \pm 1.0. \quad (4.9)$$

### 4.2.5 Vergleich von Simulation und Daten

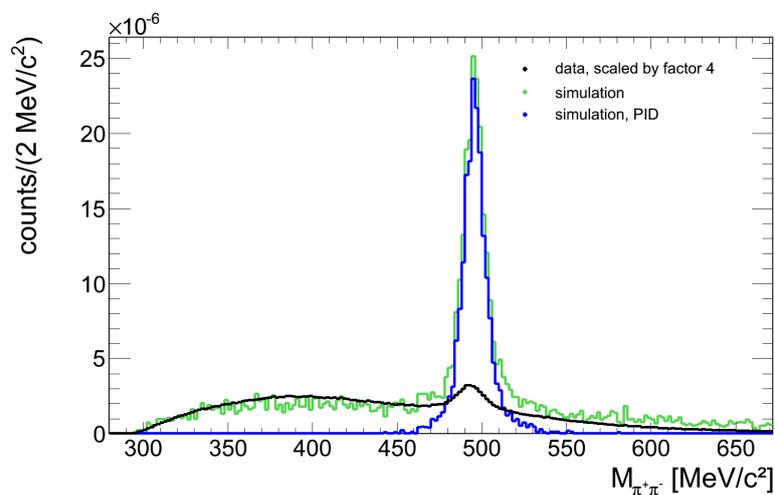
Bevor mit Hilfe der Simulation die Multiplizität der neutralen Kaonen berechnet wird, werden die Unterschiede zwischen Simulation und Daten dargestellt. Wie sich die DST-Files der Simulation ergeben, wurde bereits in Kapitel 3.3 beschrieben. Die erste Abbildung zeigt in Blau ein invariantes Massenspektrum der Simulation und in Schwarz das mit derselben Analyse erzeugte Massenspektrum der Daten. Als Auswahlbedingungen wurde für den Abstand der Pionspuren  $DistA, B > 5$  mm, für  $DistX > 15$  mm und für  $TrackDist < 6$  mm gewählt. Mit dieser Kombination sieht man in der Simulation bereits ein deutliches Signal, in den Daten ist im Gegenzug kein Anzeichen eines Peaks zu erkennen. Dieser Unterschied in derselben Analyse zeigt deutlich, dass nicht von einer Entsprechung der Simulation zu den vorliegenden Daten ausgegangen

werden kann.



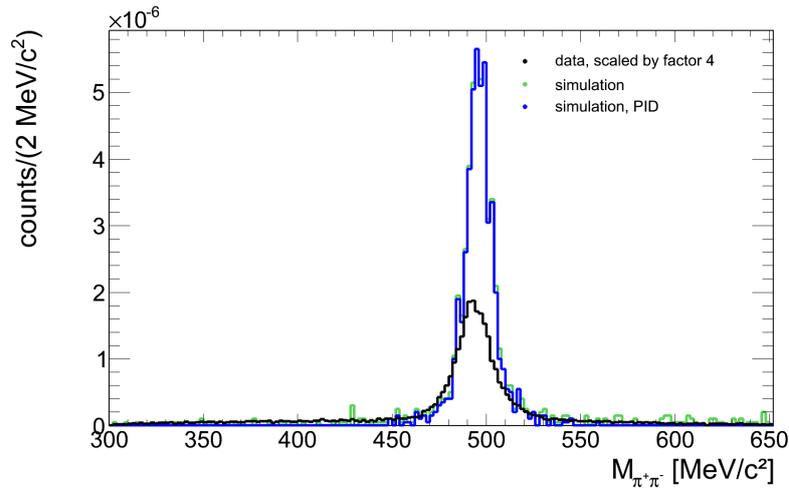
**Abbildung 4.41:** Invariantes Massenspektrum für Simulation und Daten im Vergleich mit ausgewählten weit gefassten Auswahlbedingungen.

Ein weiterer Vergleich von Simulation und Daten lässt sich mit dem  $K_S^0$ -Signal nach zwei topologischen Schnittkombinationen durchführen.



**Abbildung 4.42:** Invariantes Massenspektrum für Simulation mit und ohne Abfrage der Teilchenidentifikation und Daten im Vergleich. Alle Spektren sind auf die Anzahl aller Ereignisse skaliert, das heißt für die Daten durch  $7 \cdot 10^9$  für die Simulation durch  $1 \cdot 10^7$  geteilt. Das schwarze Spektrum stellt die Daten dar, die mit dem Faktor 4 multipliziert wurden. Das blaue und grüne Spektrum sind aus der Simulation hervorgegangen, wobei beim blauen Spektrum zusätzlich noch die **P**article **I**Dentification (PID) abgefragt wurde, wodurch nur Pionenpaare enthalten sind, die wirklich aus  $K_S^0$ -Zerfällen stammen. Die verwendeten Parameter sind  $DistX > 20 \text{ mm}$ ,  $DistA, B > 10 \text{ mm}$  und  $TrackDist < 10 \text{ mm}$ .

Es ist deutlich in beiden Spektren 4.42 und 4.43 zu sehen, dass der Anteil der rekonstruierten Kaonen, die in einem Peak sichtbar werden, für die Simulation deutlich höher ist als für die Daten. Falls das Datensignal mit dem Faktor vier multipliziert wird, liegt es dennoch unter dem  $K_S^0$ -Anteil pro Reaktion, der in der Simulation vorliegt. In Abbildung 4.42 wird ebenfalls deutlich, dass der Untergrund durch falsch identifizierte  $\pi^+\pi^-$ -Paare in der Simulation geringer ausfällt, da die Identifizierung der Teilchen mit derselben Analyse eine reinere  $\pi^+\pi^-$ - und damit  $K_S^0$ -Stichprobe ergibt.



**Abbildung 4.43:** Invariantes Massenspektrum für Simulation mit und ohne Abfrage der Teilchenidentifikation und Daten im Vergleich. Alle Spektren sind auf die Anzahl aller Ereignisse skaliert. Das schwarze Spektrum stellt die Daten dar, die mit dem Faktor 4 multipliziert wurden. Das blaue und grüne Spektrum sind aus der Simulation hervorgegangen, wobei beim blauen Spektrum zusätzlich noch die **P**article **I**dentification (PID) abgefragt wurde, wodurch nur Pionenpaare enthalten sind, die wirklich aus  $K_S^0$ -Zerfällen stammen. Die verwendeten Parameter sind  $DistX > 20$  mm,  $DistA, B > 20$  mm und  $TrackDist < 10$  mm.

Diese Betrachtungen lassen klar erkennen, dass die Simulation den Daten deutlich angepasst werden muss, damit eine Berechnung über die Effizienz der Auswahlbedingungen, der Spurrekonstruktion sowie Effizienz und Akzeptanz des Detektors in der Simulation Rückschlüsse auf die Multiplizität von Teilchen in den Daten zulässt. Dennoch soll im nächsten Kapitel mit Hilfe des derzeitigen Standes der Simulation eine erste Berechnung der Multiplizität der neutralen Kaonen in den Au+Au-Kollisionen durchgeführt werden.

#### 4.2.6 Multiplizitäten

Die Berechnung der Multiplizität wird nach demselben Prinzip, wie bereits im Kapitel 4.1.4 für die geladenen Kaonen, durchgeführt. Dafür werden die 20 verschiedenen Schnittkombinationen sowohl für die Simulation als auch für die Daten durchgeführt. Da in der Strahlzeit nur fünf der

sechs Sektoren einwandfrei funktionierten, wurde bei der Simulation ebenfalls ein Sektor ausgeschlossen, um eine vergleichbare Anzahl an rekonstruierbaren Zerfallsprozessen zu gewährleisten. In der Simulation ist bekannt, wie viele  $K_S^0$  zu Beginn in den Dateien vorhanden waren. Bei 10 Millionen Ereignissen und einer Multiplizität von  $0.0242 K_S^0/\text{Reaktion}$  wird abgefragt, wieviele der  $2.42 \cdot 10^5$  Kaonen nach den Auswahlkriterien im Detektor rekonstruiert wurden. Das Verhältnis dieser detektierten Teilchen zu den ursprünglich im gesamten Raumwinkel vorhandenen Kaonen ist der sogenannte Korrekturfaktor. In den Daten wird mit Hilfe des Fits einer Funktion an den Untergrund und einer Gauß-Funktion an den Peak das Signal berechnet. Das Signal ist das Integral im  $2\sigma$ -Bereich um den Mittelwert des Peaks der Fitfunktion des gesamten Spektrums, von dem das Integral des Untergrundes im selben Bereich subtrahiert wird. Die Anpassungen der Funktionen sind in den zwei Beispielen 4.39 und 4.40 dargestellt.

Die Signale der Datenspektren werden durch den Korrekturfaktor, der über die Simulationspektren berechnet wurde, dividiert. Damit ergeben sich näherungsweise die Multiplizitäten der neutralen Kaonen unter Korrektur der Akzeptanz des Detektors und Effizienz von Detektor, Spur-rekonstruktion und Auswahlbedingungen. Der Mittelwert der  $K_S^0$  pro Kollision ergibt sich damit mit der Standardabweichung der 20 verschiedenen Spektren zu  $(5.11 \pm 0.54) \cdot 10^{-4} K_S^0/\text{Reaktion}$ . Nun muss berücksichtigt werden, dass der rekonstruierte Zerfall in zwei geladene Pionen nur in 69.3 % der Zerfällen eines  $K_S^0$  eintritt. Damit, korrigiert um diesen Faktor, ist die extrapolierte Multiplizität der  $K_S^0$

$$(7.38 \pm 0.78) \cdot 10^{-4} K_S^0/\text{Reaktion}. \quad (4.10)$$

Davon ausgehend, dass neutrale Kaonen in 50% der Fälle im Zustand der  $K_S^0$  und in 50% als  $K_L^0$  vorliegen, lässt sich damit die Multiplizität der gesamten neutralen Kaonen mit

$$(1.48 \pm 0.16) \cdot 10^{-3} K^0/\text{Reaktion} \quad (4.11)$$

angeben. Bei der Angabe dieser Zahlen muss berücksichtigt werden, dass die Methode, mit der Simulation die Effizienz- und Akzeptanzkorrektur durchzuführen, durch Differenzen in der Wirkung der Auswahlkriterien auf Teilchenkandidaten in Simulation und Daten derzeit keine verlässliche Angabe ergibt. Dafür wird in weiterführenden Arbeiten die Teilchenverteilung und Rekonstruktionseffizienz der Simulation, derjenigen der Daten angepasst werden.

## 4.3 Systematische Untersuchungen

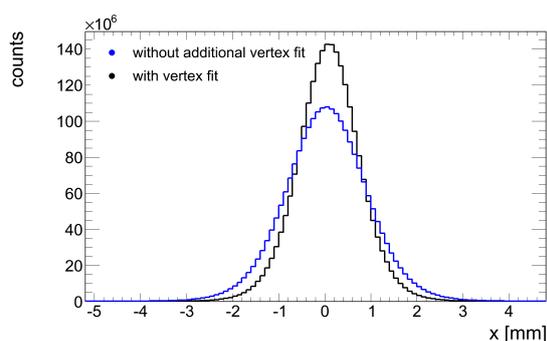
In diesem Abschnitt sollen einige systematische Betrachtungen präsentiert werden, die beispielsweise die Verbesserung der analysierten Daten durch die aufeinanderfolgenden Datengenerationen sowie Fortschritte in der Spurrekonstruktion darstellen. Ebenso wurden, stellvertretend für weitergehende Analysen, einige Größen in Abhängigkeit der Reaktionszentralität untersucht.

### 4.3.1 Verbesserungen im Tracking

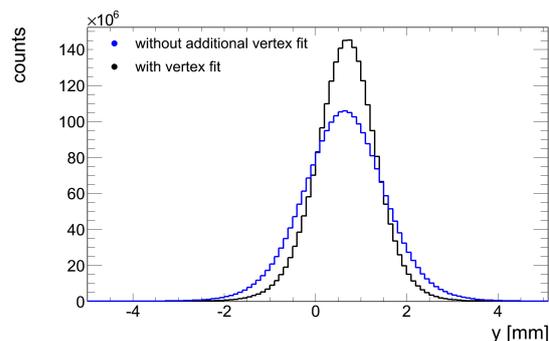
#### Zusätzlicher Fit des Reaktionsvertex

Hier soll die Veränderung der Positionsangabe des primären Vertex mit und ohne zusätzlich eingeführtem Fit dargestellt werden. Für den nachträglichen Fit der Vertexposition einer Reaktion wurde zunächst aus den vorhandenen Spuren ein Mittelwert für deren Reaktionsvertexposition bestimmt. In mehreren Iterationsschritten, in denen das Fenster, in welchem Vertexpositionen der Spuren zugelassen sind, immer weiter eingeschränkt wurde, wurde der Fehler der Vertexposition minimiert. Anschließend wurden mit der verbesserten Vertexposition die Teilchenspuren neu gefittet [50]. In Kapitel 4.3.3 wird deutlich werden, wieso die exakte Kenntnis der Position des Reaktionsvertex essentiell für die Identifizierung neutraler Kaonen ist.

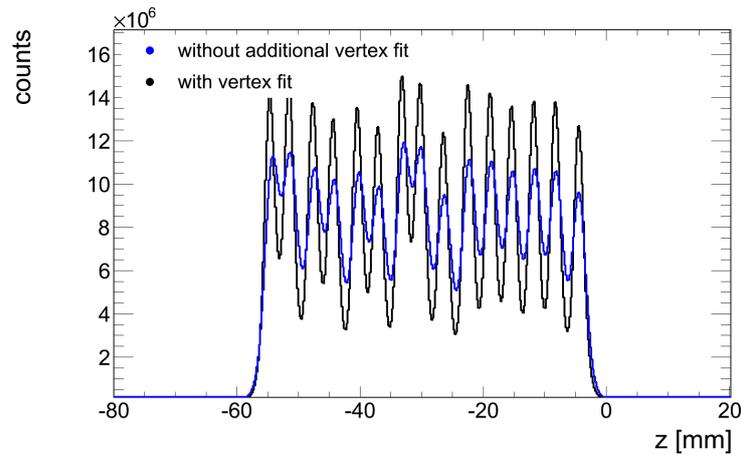
In den Abbildungen 4.44 und 4.45 ist die x- und y-Position des Reaktionsvertex dargestellt. Das blaue Histogramm stellt die Verteilung ohne zusätzlichen Fit des Vertex dar, das schwarze Histogramm die deutlich schmalere Verteilung mit nachträglichem Fit.



**Abbildung 4.44:** x-Position des Reaktionsvertex abhängig vom verwendeten Fitverfahren. Das blaue Histogramm stellt die Verteilung ohne zusätzlichen Fit dar, das schwarze Histogramm wurde mit einem zusätzlichen Fit erzeugt und zeigt eine deutlich schmalere Verteilung.



**Abbildung 4.45:** y-Position des Reaktionsvertex abhängig vom verwendeten Fitverfahren. Das blaue Histogramm stellt die Verteilung ohne zusätzlichen Fit dar, das schwarze Histogramm wurde mit einem zusätzlichen Fit erzeugt und zeigt eine deutlich schmalere Verteilung.



**Abbildung 4.46:** Z-Position des Reaktionsvertex abhängig vom Fitverfahren. Das blaue Histogramm stellt die Verteilung ohne zusätzlichen Fit dar, das schwarze Histogramm wurde mit einem zusätzlichen Fit erzeugt und zeigt eine deutlich präzisere Verteilung und damit eine klarere Trennung der einzelnen Targetsegmente.

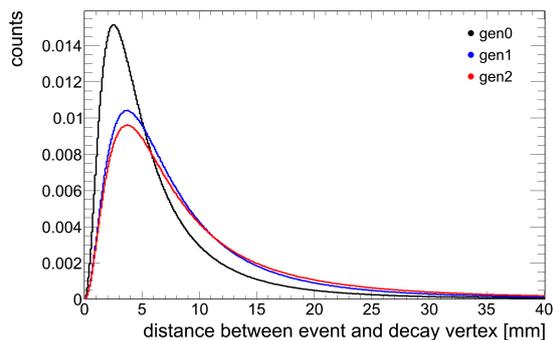
Durch die Verbesserung in der Verteilung des Reaktionsvertex kann bei einem Schnitt auf beispielshalber den Abstand des Zerfallsvertex zum Reaktionsvertex eine höhere Genauigkeit erzielt werden und damit primär produzierte Teilchen deutlicher von Zerfallsteilchen getrennt werden.

### Verbesserung in der Rekonstruktion des sekundären Vertex

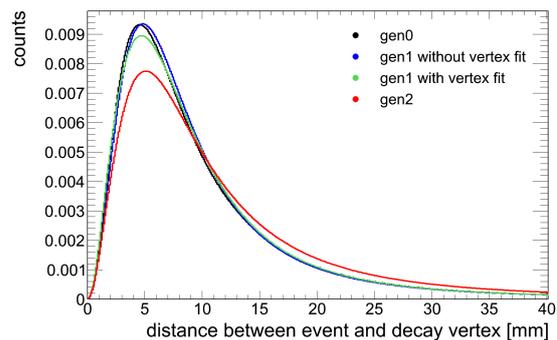
In Kapitel 4.3.3 wird deutlich, welcher Unterschied zwischen verschiedenen Datengenerationen zutage tritt. Hier sollen nur die Unterschiede in den Parametern, die den Zerfallsvertex eines Teilchens beschreiben betrachtet werden. Während der vorliegenden Analysearbeit lagen drei verschiedene Generationen der DST-Files vor: Generation 0 (gen0), Generation 1 (gen1) und Generation 2 (gen2), mit der die Endanalyse durchgeführt wurde. In den folgenden Abbildungen sind zwei verschiedene Parameter in der Simulation und in den Daten mit jeweils drei verschiedenen Datengenerationen dargestellt. Der erste Parameter ist der Abstand des rekonstruierten Zerfallsvertex eines Teilchens (hier  $K_S^0$ ) zum Reaktionsvertex. Dieser Parameter ist ein Kriterium, ob ein Teilchen direkt aus dem primären Vertex stammt oder erst durch einen Zerfall entstanden ist.

Der zweite Parameter ist der Abstand der Tochterteilchen ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) zum Reaktionsvertex. Auch durch diesen Wert lassen sich primäre Pionen, die einen geringen Abstand zum primären Vertex aufweisen, von sekundär entstandenen Pionen unterscheiden.

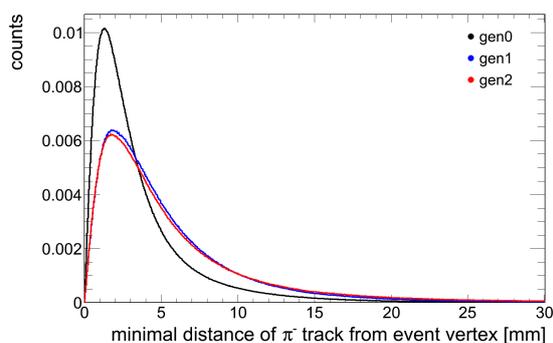
Für beide Parameter wählt man bei der Identifizierung von  $K_S^0$ -Mesonen einen gewissen Abstand, unterhalb dessen man die Teilchenspuren als mögliche an einem  $K_S^0$ -Zerfall beteiligte ausschließt. Damit werden nur Teilchen oberhalb eines Parameterwertes mit in die Berechnung der invarianten Masse der  $K_S^0$  einbezogen. In den Abbildungen 4.47- 4.50 lässt sich erkennen, dass in der Regel mit steigender Datengeneration mehr Kandidaten bei größeren Abständen vorliegen, was damit eine Rekonstruktion des Mutterteilchens wahrscheinlicher macht, da mehr  $K_S^0$ -Kandidaten erhalten bleiben.



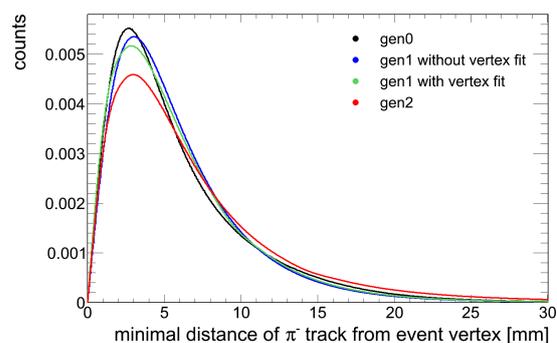
**Abbildung 4.47:** Abstand zwischen Reaktionsvertex und Zerfallsvertex in Abhängigkeit der Simulationsgeneration.



**Abbildung 4.48:** Abstand zwischen Reaktionsvertex und Zerfallsvertex in Abhängigkeit der Datengeneration. Bei gen1 (blau) ist noch kein zusätzlicher Fit des Vertex integriert, bei gen1 (grün) ist der Fit implementiert.



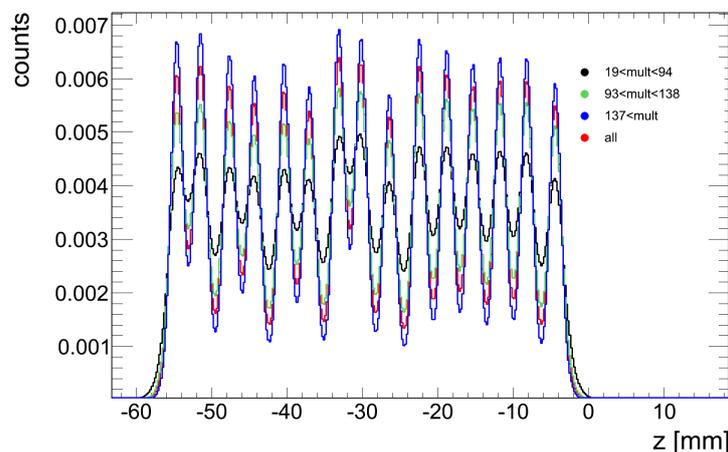
**Abbildung 4.49:** Minimaler Abstand zwischen der Spur des Tochterteilchens und des Reaktionsvertex in Abhängigkeit der Simulationsgeneration.



**Abbildung 4.50:** Minimaler Abstand zwischen der Spur des Tochterteilchens und des Reaktionsvertex in Abhängigkeit der Datengeneration. Bei gen1 (blau) ist noch kein zusätzlicher Fit des Vertex integriert, bei gen1 (grün) ist der Fit implementiert.

### 4.3.2 Zentralitätsabhängigkeiten

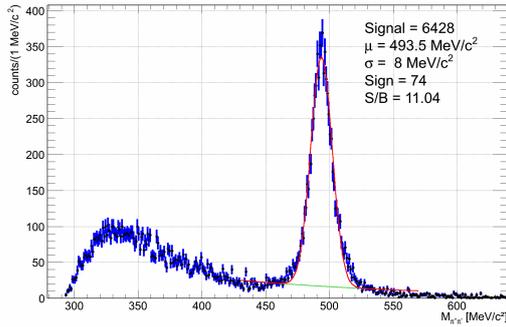
Mit den zu Beginn des 3. Kapitels definierten Multiplizitätsklassen kann nun beispielshalber die in Abbildung 4.51 dargestellte Z-Position des Reaktionsvertex in Abhängigkeit der Reaktionszentralität betrachtet werden.



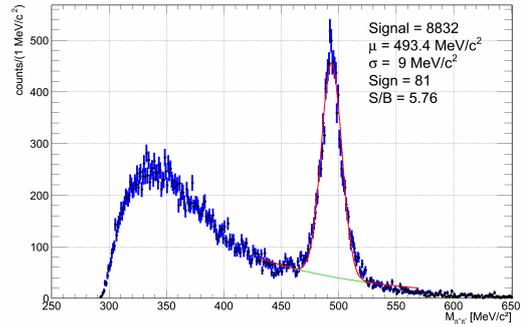
**Abbildung 4.51:** Z-Position des Reaktionsvertex in Abhängigkeit von der Zentralität der Kollision. Das rote Histogramm zeigt den mit allen Ereignissen rekonstruierten Primärvertex. Das schwarze, grüne und blaue Histogramm zeigen den Primärvertex rekonstruiert mit Ereignissen der aufsteigenden Zentralitätsklassen. Alle Histogramme sind auf die Anzahl ihrer Einträge normiert.

Es ist erkennbar, dass der Reaktionsvertex umso präziser rekonstruiert werden kann, je höher die Multiplizität einer Reaktion war. Je größer die Anzahl der produzierten Teilchen, desto mehr Spuren stehen zur Verfügung um auf den Reaktionsvertex extrapoliert zu werden und dadurch resultiert mit mehr Ortsinformationen ein geringerer Rekonstruktionsfehler. Unter diesem Gesichtspunkt ist es am günstigsten Reaktionen hoher Multiplizitäten zu untersuchen, da dort die vom Reaktionsvertex abhängige Geometrie am besten bekannt ist. Dies ist vor allem für die Rekonstruktion von Teilchenzerfällen im Detektor relevant. Leider wird durch diese Forderung auch die Datenanzahl eingeschränkt und teilweise wird dadurch die Statistik zu gering um eine aussagekräftige Analyse zu ermöglichen. Deshalb wurden in dieser Analyse alle Reaktionen des PT3-Triggers verwendet.

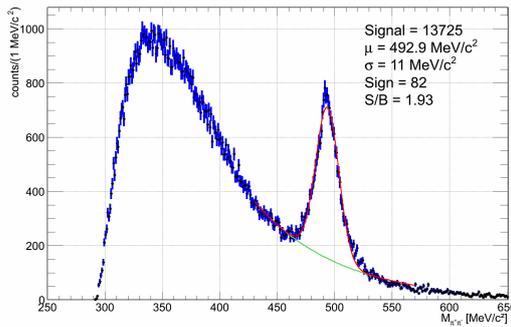
Eine interessante Betrachtung ist die Abhängigkeit der Kaonensignale von der jeweiligen Multiplizität der Kollision. Für eine erste Analyse wurden unkorrigierte Massenspektren in den drei definierten Multiplizitätsklassen ausgewertet. Die  $K_S^0$ -Signale sind in 4.52- 4.54 für drei verschiedene Multiplizitätsbereiche mit der Anpassung einer Gauß-Funktion für das Signal und einem Polynom 2. Ordnung für den Untergrund gezeigt. In der Tabelle 4.9 ist zusammengefasst, wie sich die Anzahl der rekonstruierten  $K_S^0$  über die Zentralität der Kollision verändert. Es wird deutlich, dass bei höherer Multiplizität mehr neutrale Kaonen produziert und anschließend detektiert werden. Ebenso wird deutlich, dass die Fehlidentifizierung von unkorrelierten Pionenpaaren bei niedrigen Multiplizitäten geringer ist, da weniger Teilchenspuren vorhanden sind, die falsch zugeordnet werden können, und somit klarer zwischen primären und sekundären Teilchen unterschieden werden kann.



**Abbildung 4.52:** Invariantes Massenspektrum der  $K_S^0$  für periphere Kollisionen mit  $20 \leq Mult < 94$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist  $DistX > 40$  mm,  $DistA, B > 10$  mm und  $TrackDist < 7$  mm.



**Abbildung 4.53:** Invariantes Massenspektrum der  $K_S^0$  für Kollisionen mittlerer Zentralität mit  $94 \leq Mult < 138$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist  $DistX > 40$  mm,  $DistA, B > 10$  mm und  $TrackDist < 7$  mm.



**Abbildung 4.54:** Invariantes Massenspektrum der  $K_S^0$  für zentrale Kollisionen mit  $138 \leq Mult$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist  $DistX > 40$  mm,  $DistA, B > 10$  mm und  $TrackDist < 7$  mm.

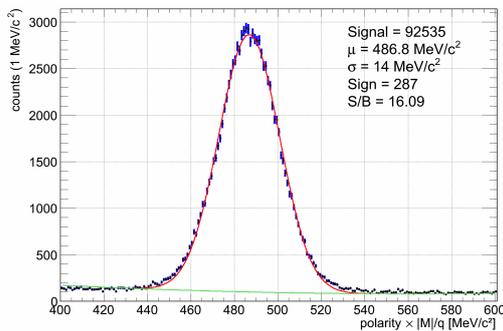
| Multiplizität        | Signal            | $S/B$ | $Sign$ |
|----------------------|-------------------|-------|--------|
| $20 \leq Mult < 94$  | $6.4 \cdot 10^3$  | 11.0  | 74     |
| $94 \leq Mult < 138$ | $8.8 \cdot 10^3$  | 5.8   | 81     |
| $138 \leq Mult$      | $13.7 \cdot 10^3$ | 1.9   | 82     |

**Tabelle 4.9:** Auflistung der  $K_S^0$ -Signale,  $S/B$ -Verhältnisse und Signifikanzen für die drei verwendeten Multiplizitätsklassen.

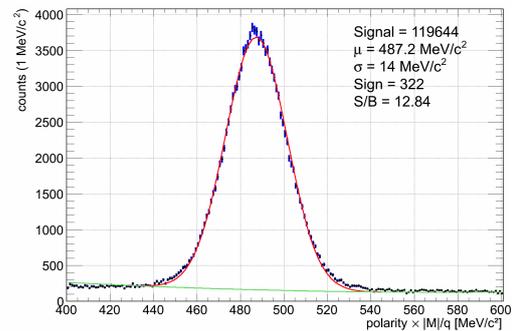
Für einen qualitativen Vergleich muss die korrigierte Anzahl der produzierten  $K_S^0$  anschließend durch die Anzahl der Partizipanten jeder Reaktion geteilt werden und somit der Anteil der  $K_S^0$  an der Gesamtheit aller produzierten Teilchen betrachtet werden. Dafür muss mittels eines Vergleichs der Simulation mit der Teilchenmultiplizität der Daten zunächst die mittlere Zahl der Partizipanten einer Kollision für jede Zentralitätsklasse ermittelt werden. Ist dies möglich, so kann aus dem Anteil der Strangeness enthaltenden Teilchen an der gesamten Teilchenproduktion ein Schluss hinsichtlich der Abhängigkeit der Strangeness-Produktion von der Größe des Kollisionssystems und damit der Hochdichtephase gezogen werden. Für den aussagekräftigen Vergleich mit einer Simulationsrechnung ist häufig die alleinige Betrachtung der höchsten Zentralitätsklasse notwendig, da in der Simulation mit einem Stoßparameter von 0 fm gerechnet wurde. Bei der theoretischen Berechnung des Teilchenverhältnisses von  $K^0/K^+$  mit der relativistischen Trans-

portrechnung RBUU [19], das in Abbildung 1.5 dargestellt ist, wurde beispielshalber mit zentralen Kollisionen gerechnet. So dürfen für den direkten Vergleich, der eine Aussage über die Steifheit der Kernzustandsgleichung zulässt, nur experimentelle Daten der höchsten Zentralitätsklasse verwendet werden.

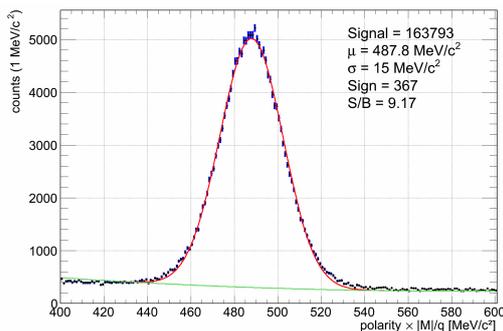
Betrachtet man die Abhängigkeit der  $K^+$ -Produktion von der Zentralität einer Reaktion, so wird erkennbar, dass umso mehr positiv geladene Kaonen entstehen, je höher die gesamte Multiplizität einer Reaktion ist. Äquivalent zu den neutralen Kaonen sinkt das Verhältnis von Signal zu Untergrund bei höherer Multiplizität, da bei einer steigenden Spuranzahl die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifizierung einer Teilchentrajektorie zunimmt.



**Abbildung 4.55:** Massenspektrum der  $K^+$  für periphere Kollisionen mit  $20 \leq Mult < 94$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist nach allen Auswahlbedingungen mit dem Impulsschnitt  $p < 500$  MeV/c.



**Abbildung 4.56:** Massenspektrum der  $K^+$  für Kollisionen mittlerer Zentralität mit  $94 \leq Mult < 138$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist nach allen Auswahlbedingungen mit dem Impulsschnitt  $p < 500$  MeV/c.

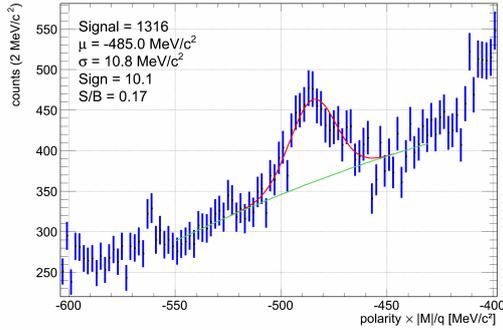


**Abbildung 4.57:** Massenspektrum der  $K^+$  für zentrale Kollisionen mit  $138 \leq Mult$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist nach allen Auswahlbedingungen mit dem Impulsschnitt  $p < 500$  MeV/c.

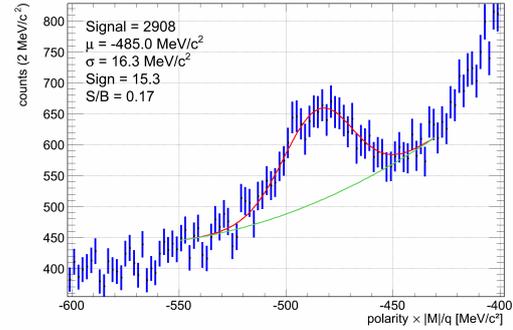
| Multiplizität        | Signal            | $S/B$ | $Sign$ |
|----------------------|-------------------|-------|--------|
| $20 \leq Mult < 94$  | $9.3 \cdot 10^4$  | 16.1  | 287    |
| $94 \leq Mult < 138$ | $12.0 \cdot 10^4$ | 12.8  | 322    |
| $138 \leq Mult$      | $16.4 \cdot 10^4$ | 9.2   | 367    |

**Tabelle 4.10:** Auflistung der  $K^+$ -Signale,  $S/B$ -Verhältnisse und Signifikanzen für die drei verwendeten Multiplizitätsklassen.

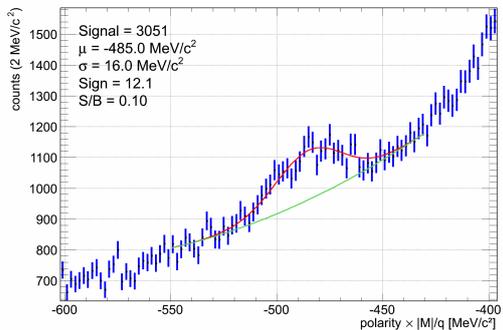
Trotz der geringen Statistik der  $K^-$ -Signale lassen sich selbst die negativ geladenen Kaonen in Abhängigkeit der Reaktionszentralität betrachten. Hier liegt dasselbe Bild wie bei den  $K_S^0$ - und  $K^+$ -Mesonen vor. Das Signal steigt mit der Zentralität einer Kollision und das Verhältnis von Signal zu Untergrund sinkt entsprechend. Das Signal ist durch die klarere Identifizierung bei niedriger Teilchenmultiplizität schmaler als bei einem geringen Stoßparameter.



**Abbildung 4.58:** Massenspektrum der  $K^-$  für periphere Kollisionen mit  $20 \leq Mult < 94$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist nach allen Auswahlbedingungen mit dem Impulsschnitt  $p < 600$  MeV/c.



**Abbildung 4.59:** Massenspektrum der  $K^-$  für Kollisionen mittlerer Zentralität mit  $94 \leq Mult < 138$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist nach allen Auswahlbedingungen mit dem Impulsschnitt  $p < 600$  MeV/c.

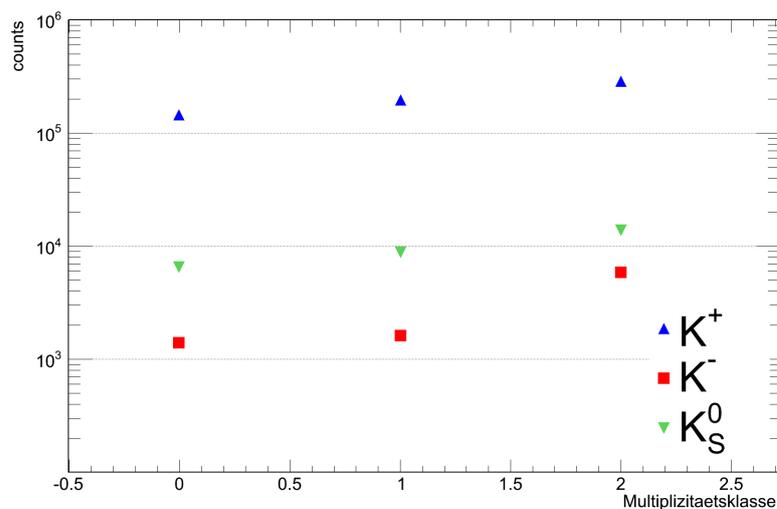


**Abbildung 4.60:** Massenspektrum der  $K^-$  für zentrale Kollisionen mit  $138 \leq Mult$ . Die hierfür verwendete Schnittkombination ist nach allen Auswahlbedingungen mit dem Impulsschnitt  $p < 600$  MeV/c.

| Multiplizität        | Signal           | $S/B$ | Sign |
|----------------------|------------------|-------|------|
| $20 \leq Mult < 94$  | $1.3 \cdot 10^3$ | 0.2   | 10   |
| $94 \leq Mult < 138$ | $2.9 \cdot 10^3$ | 0.2   | 15   |
| $138 \leq Mult$      | $3.1 \cdot 10^3$ | 0.1   | 12   |

**Tabelle 4.11:** Auflistung der  $K^-$ -Signale,  $S/B$ -Verhältnisse und Signifikanzen für die drei verwendeten Multiplizitätsklassen.

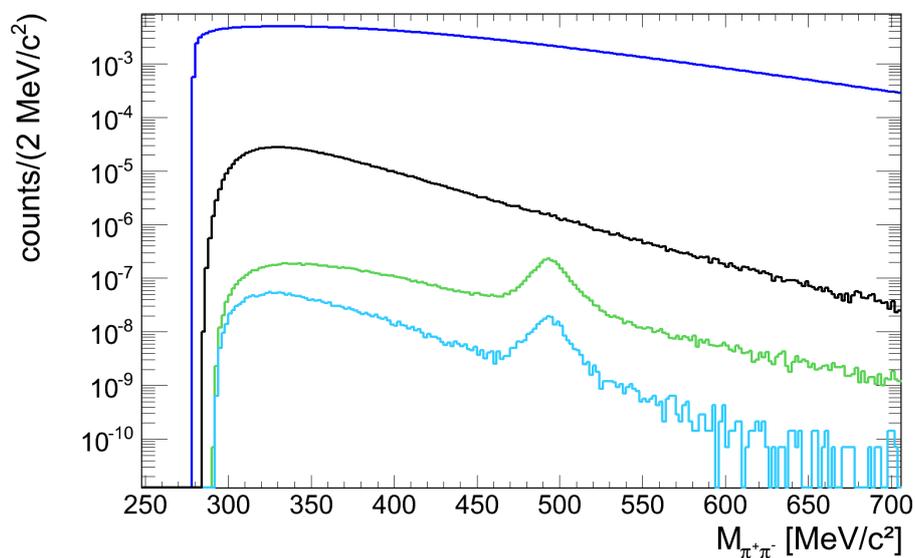
Zusammenfassend ist die Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit der Kaonenproduktion in Abbildung 4.61 dargestellt, in der die Signale der unkorrigierten Spektren für die drei verschiedenen K-Mesonen über die Multiplizitätsklassen aufgetragen sind. Die Signale aller Kaonen steigen mit der Multiplizitätsklasse an. Für eine quantitative Aussage müssen die Signale jedoch noch auf Akzeptanz und Effizienz korrigiert und durch die mittlere Anzahl der Partizipanten der Kollisionen der jeweiligen Multiplizitätsklasse dividiert werden.



**Abbildung 4.61:** Unkorrigierte Signale der  $K_S^0$  (grün) und  $K^{+,-}$  (blau, rot)-Mesonen in Abhängigkeit der jeweiligen Multiplizitätsklasse.

### 4.3.3 Vergleich der Datengenerationen

In einer Übersichtsdarstellung 4.62 soll veranschaulicht werden, wie sich die fortschreitenden Datengenerationen, die für die Analyse zur Verfügung standen, auf die Rekonstruktion der neutralen Kaonen auswirkten.

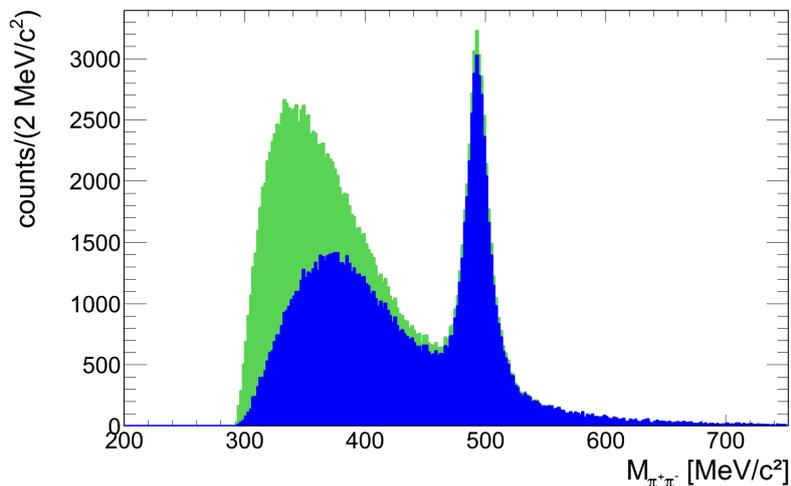


**Abbildung 4.62:** Invariantes Massenspektrum nach Anwendung aller Auswahlbedingungen auf Pionenpaare und sekundäre Zerfälle im Vergleich von gen0 (schwarz), gen1 (hellblau) und gen2 (grün). Das blaue Spektrum ist das reine invariante Massenspektrum aller identifizierten Pionenpaare in der zweiten Datengeneration. Alle Spektren sind ungefähr mit der Gesamtzahl der verwendeten Reaktionen normiert.

In Blau ist das invariante Massenspektrum aller Pionenpaare der 2. Datengeneration eingezeichnet, normiert auf die Gesamtanzahl der Reaktionen. Darunter ist das schwarze Spektrum der 0. Datengeneration dargestellt, in dem noch kein Signal zu erkennen ist. Die Auswahlkriterien der drei verschiedenen reduzierten Spektren lassen sich nicht exakt vergleichen, da im Laufe der Analyse einige Schnitte etwas variiert wurden. Dennoch lässt sich erkennen, dass mit ähnlichen Analysemethoden die verwendete Datengeneration einen großen Anteil an der erfolgreichen Identifizierung der  $K_S^0$  besitzt. Die 1. Datengeneration ist in hellblau dargestellt und liegt unter der letzten 2. Datengeneration. Es mussten zur Signalidentifizierung weitaus mehr Ereignisse ausgeschlossen werden als in der nachfolgenden Generation. Das Signal ist in dem grünen Spektrum (gen2) am größten, durch Verbesserung der Rekonstruktion des Zerfallsvertex und des Reaktionsvertex ließen sich mehr Pionenpaare als Tochterteilchen eines Kaonzerfalls identifizieren. Neben der Verbesserung der Rekonstruktion des Reaktionsvertex wurde ebenfalls die Rekonstruktion von sekundären Zerfällen optimiert (4.3.1). Dafür wurden Spuren, die vorerst bei der Projektion auf den Reaktionsvertex ausgeschlossen wurden, nochmals in die Spurrekonstruktion mit einbezogen und auf eine mögliche Spur, die aus einem Zerfallsvertex hervorgeht, hin geprüft. Dadurch werden weitaus weniger Spuren mit einem sekundären Vertex verworfen und das  $K_S^0$ -Signal konnte von Generation 1 zu Generation 2 durch eine höhere Iterationszahl der auf Zerfallsvertizes spezialisierten Spuranpassungen optimiert werden.

#### 4.3.4 Weitergehende Untersuchung des Signals der neutralen Kaonen

Die Signale der Kaonen wurden sowohl im gesamten Detektorvolumen, wie bisher in der Analyse verwendet, als auch in den sechs Sektoren einzeln betrachtet. Darüber hinaus wurden Pionenpaare betrachtet, deren Pionen in verschiedenen Sektoren detektiert werden.



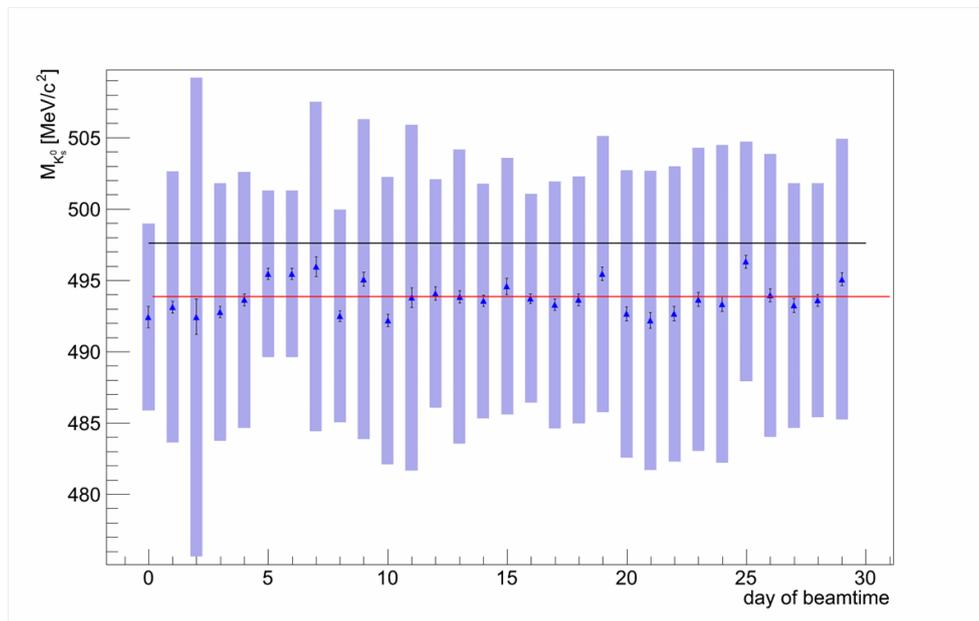
**Abbildung 4.63:** Invariantes Massenspektrum mit äquivalenten Auswahlbedingungen für Pionenpaare in allen Sektoren (grün) und Pionenpaaren, die in unterschiedlichen Sektoren detektiert wurden (blau).

In der Darstellung 4.63 sind invariante Massenspektren gezeigt, die mit einer identischen Schnittkombination erstellt wurden, aber unterschiedliche Bedingungen an die angesprochenen Detek-

torbereiche stellen. Das grüne Spektrum wurde mit allen vorhandenen Pionenpaaren erstellt, unabhängig von dem Sektor, in dem sie detektiert wurden. Das blaue Spektrum, dessen Untergrund an Pionenpaaren niedrigerer invarianter Masse deutlich geringer ist, enthält nur Pionenpaare deren Spuren in verschiedenen Sektoren registriert wurden. Das Signal selbst wurde durch diese Auswahlbedingung nur geringfügig reduziert. Daraus lässt sich der Schluss ziehen, dass Pionenpaare, die aus einem  $K_S^0$ -Zerfall stammen, mit einer deutlich höheren Wahrscheinlichkeit in unterschiedlichen Sektoren identifiziert werden. Diese Beobachtung kann in weitergehenden Analysen berücksichtigt und eventuell als weitere Auswahlbedingung verwendet werden.

Um aus den rekonstruierten Kaonen Informationen über den Verlauf der Strahlzeit im April 2012 zu erhalten, wurde die Analyse für Daten der ersten DST-Generation tageweise durchgeführt. Es wurde der Mittelwert des Peaks der  $K_S^0$  ermittelt, wie in der Abbildung 4.64 gezeigt ist. Die Mittelwerte schwanken von Tag zu Tag der Strahlzeit, liegen jedoch kontinuierlich unter dem nominellen Wert der PDG<sup>1</sup> von 497.6 MeV/c<sup>2</sup> [38]. Die blauen Balken zeigen die  $\sigma$ -Breite der jeweils an das  $K_S^0$ -Signal angepassten Gauß-Funktion. Die Breite des Signals lässt eventuell Rückschlüsse auf den Zustand der Detektoren zu. Je weniger Ausfälle der Detektoren zu verzeichnen waren, desto genauer lassen sich die Spuren rekonstruieren und desto schmaler wird damit das Signal des  $K_S^0$ -Mesons.

Erste Vermutungen weisen auf einen Zusammenhang der Lage des  $K_S^0$ -Peaks zur jeweiligen anliegenden Magnetfeldstärke hin. Möglicherweise lässt sich somit die Analyse der neutralen Kaonen für die Datenkalibrierung rückverwenden.



**Abbildung 4.64:** Verlauf des Mittelwertes des Gauß-Fits des  $K_S^0$ -Peaks über die Tage der Strahlzeit. Eingezeichnet ist der Mittelwert der Daten der Kaonmasse (rot) und der nominelle Wert (schwarz). Die schwarzen Fehler sind die Fehler des Massenmittelwertes und die blauen Balken die zugehörigen  $\sigma$ -Breiten des Gauß-Peaks.

<sup>1</sup>Particle Data Group [38]



# Kapitel 5

## Ergebnisse und Diskussion

### 5.1 Teilchenproduktionsraten

Im vorangegangenen Kapitel 4 wurden die Analysemethoden mit ihren verschiedenen Auswahlkriterien zur Teilchenrekonstruktion der geladenen und neutralen Kaonen vorgestellt. Nun sollen die anhand der durchgeführten Analyse gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst werden.

Analysiert wurden die  $7.3 \cdot 10^9$  Au+Au-Ereignisse der 2. Datengeneration, die in der Strahlzeit im April 2012 mit dem HADES-Detektor aufgezeichnet wurden. Die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  wurden mit Hilfe von Auswahlbedingungen auf die Qualität der Teilchenspur, den Energieverlust der Teilchen in den Drahtkammern und den Teilchenimpuls aus dem Untergrund des Massenspektrums herausgearbeitet.  $K^+$  konnten in beiden Bereichen der Flugzeitdetektoren identifiziert werden,  $K^-$  nur im RPC-Bereich, der sich durch eine bessere Flugzeit- und damit Impulsauflösung, verglichen zum TOF-Bereich, auszeichnet. Identifiziert werden konnten maximal  $3.56 \cdot 10^6$   $K^+$  im TOF- und RPC-Bereich zusammen und  $1.07 \cdot 10^4$   $K^-$  im RPC-Bereich.

Die neutralen Kaonen wurden aus ihren Zerfallsprodukten, einer  $\pi^+$ - und einer  $\pi^-$ -Spur rekonstruiert. Die Pionen wurden mit Auswahlkriterien auf Spurrekonstruktionsqualität, deren Geschwindigkeit im Impulsspektrum und für die  $\pi^+$  zusätzlich deren Masse und Impuls identifiziert. Die Tochterteilchen eines  $K_S^0$ -Zerfalls wurden mit Bedingungen an deren Zerfallstopologie identifiziert, womit ein  $K_S^0$ -Signal von  $7.13 \cdot 10^4$  identifiziert werden konnte.

Mit Hilfe eines simulierten Datensatzes, basierend auf den UrQMD- und GEANT-Simulationspaketen, der für Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV vorlag, wurden, unter Anwendung derselben Analyse auf die simulierten Daten, die in den Daten identifizierten Kaonen auf die Detektorakzeptanz sowie die Effizienz des Detektors, der Spurrekonstruktion und der Identifizierungskriterien hin korrigiert. Damit ergaben sich die extrapolierten Zählraten der Kaonen im gesamten Raumwinkelbereich. Normiert auf die Gesamtanzahl der registrierten Kollisionen ergaben sich damit die im Folgenden abgebildeten Teilchenzählraten pro Ereignis.

|         | Multiplizität                  |
|---------|--------------------------------|
| $K^+$   | $(1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$  |
| $K^-$   | $(4.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$  |
| $K_S^0$ | $(7.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$  |
| $K^0$   | $(1.5 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$ |

**Tabelle 5.1:** Multiplizitäten der geladenen und neutralen Kaonen.

Da die schwachen Eigenzustände der neutralen Kaonen  $K_L^0$  und  $K_S^0$  jeweils in 50% der Fälle vorliegen, lässt sich von der Multiplizität der  $K_S^0$  auf die der gesamten neutralen Kaonen schließen. Die Multiplizitäten wurden jeweils für unterschiedliche Kombinationen von Auswahlkriterien berechnet: 14 verschiedene Zusammenstellungen der Identisierungskriterien für geladene Kaonen und 20 verschiedene für neutrale Kaonen. Die Standardabweichung der verschiedenen resultierenden Multiplizitäten steht für statistische und systematische Fehler der Teilchenraten, die unter anderem das fehlerbehaftete Fitverfahren des Signals widerspiegeln.

In Tabelle 5.2 sind die Mittelwerte der Massen  $M$  und die Breiten der Peaks  $\sigma$  aufgeführt, die aus der Anpassung von Gauß-Funktionen an die Massenspektren erhalten wurden. Die prozentuale Abweichung  $\Delta M$  von der im Particle Physics Booklet mit  $493.68 \text{ MeV}/c^2$  [38] angegebenen Masse beträgt bis zu 1.6 %. Deutlich ist der Unterschied der Breite der Kaonensignale zwischen dem RPC- und dem TOF-Bereich des Detektors zu erkennen, sie erhöht sich von  $17.4 \text{ MeV}/c^2$  auf  $28.7 \text{ MeV}/c^2$  im TOF-Detektor. Die Masse der negativen Kaonen konnte nicht bestimmt werden, da die Anpassung einer Gauß-Funktion an den Peak aufgrund des dominierenden Untergrundes einen festgelegten Mittelwert erforderte. Somit ist der Fehler nicht angegeben und es kann keine aussagekräftige prozentuale Abweichung berechnet werden.

|             | $M [\text{MeV}/c^2]$ | $\sigma [\text{MeV}/c^2]$ | $\Delta M$ |
|-------------|----------------------|---------------------------|------------|
| $K^+$ , RPC | $488.8 \pm 0.7$      | $17.4 \pm 2.2$            | 1.0%       |
| $K^+$ , TOF | $501.6 \pm 0.5$      | $28.7 \pm 1.6$            | 1.6 %      |
| $K^-$ , RPC | 485.0                | $14.8 \pm 0.8$            |            |
| $K_S^0$     | $493.2 \pm 0.4$      | $10.8 \pm 1.0$            | 0.9 %      |

**Tabelle 5.2:** Masse  $M$  und Breite  $\sigma$  der Signale der geladenen und neutralen Kaonen und deren Abweichung  $\Delta M$  von der nominellen Masse.

## 5.2 Teilchenverhältnisse

Sind nun die verschiedenen Teilchenraten bekannt, so lassen sich die Verhältnisse der produzierten Kaonen angeben. Wie in Kapitel 1.1.2 erläutert, lassen sich aus dem Verhältnis von neutralen Kaonen zu positiv geladenen Kaonen Schlüsse auf die Symmetrieenergie der Zustandsgleichung von Kernmaterie in hohen Dichtebereichen ziehen. Der derzeitige Wert lässt jedoch aufgrund der



jeweiligen Standardabweichungen berechneten Fehlern in eine Übersicht der mit UrQMD vorhergesagten Teilchenverhältnisse für Stoßparameter von 0 fm (lila) und einem maximalen Stoßparameter von 9 fm (orangefarben) eingezeichnet. Zusätzlich ist in Rot ein Fit des statistischen Modells eingezeichnet. Die gemessenen Werte liegen in der Größenordnung der theoretischen Werte. Durch die bereits genannten Differenzen zwischen Daten und Simulation lassen sich jedoch aus den experimentellen Verhältnissen noch keine physikalisch relevanten Schlüsse ziehen.

### 5.3 Ausblick

Die vorliegende Analyse hat gezeigt, dass sowohl die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$ , als auch die neutralen Kaonen  $K_S^0$  in Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV mit dem HADES-Detektor rekonstruiert werden können. Es wurden vorläufige Teilchenmultiplizitäten und Produktionsverhältnisse der drei verschiedenen Kaonenspezies berechnet. In der Analyse zeigte sich jedoch, dass die Simulation, mit deren Hilfe die Daten auf die Detektorakzeptanz und die Effizienz von Detektor, Spurrekonstruktion und Auswahlbedingungen korrigiert werden, in vielen Fällen nicht ausreichend mit den experimentellen Verteilungen übereinstimmt.

Die Simulation muss daher in der Fortführung der Kaonenanalyse verbessert werden. Dies wird durch eine realistische Verbreiterung der Detektorsignale erreicht. Die Breiten der Detektorsignale werden aus Informationen der Datensätze für die jeweiligen Detektorkomponenten ausgelesen und anschließend als Parameter für die Detektordarstellung der Simulation verwendet.

Um Korrelationen in der Korrektur der Akzeptanz des Detektors und der Effizienz von Detektoren, Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung zu entkoppeln, müssen diese in einer zukünftigen Analyse der Simulationsdaten getrennt voneinander vorgenommen werden. Die Akzeptanzkorrektur wird nach der GEANT-Simulation bestimmt, welche die erzeugten Teilchen entsprechend ihres Impulses und ihrer Teilchenspezies durch die Simulation eines realistischen Detektorvolumens propagiert. Die Rekonstruktions-, Detektor- und Identifizierungseffizienz der Teilchen wird nach der gesamten Analyse bestimmt, bei der die Teilchenspuren analog zu den Daten rekonstruiert und mit Auswahlkriterien auf deren physikalische Eigenschaften hin selektiert werden. Eine weitere Methode mit der die Daten in Zukunft auf die Akzeptanz und Effizienz korrigiert werden können ist die Track-Embedding-Methode, bei der simulierte Teilchen direkt in reale Daten eingebettet werden.

Für die  $K_S^0$ -Analyse kann in der Fortführung der Analyse eine systematische Optimierung der Auswahlparameter der Zerfallstopologie durchgeführt werden, mit der die idealen Auswahlbedingungen für eine Maximierung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund oder der Signifikanz erreicht werden kann. Für die Analyse der negativen Kaonen sollte vor allem die Herkunft des Untergrundes untersucht werden, der im TOF-Bereich das  $K^-$ -Signal überdeckt.

In der  $K^+$ -Analyse basieren die Werte für die Auswahl der Spurqualitätsparameter für die vorliegende Analyse auf einer Optimierung der Simulation der Au+Au-Teststrahlzeit. Eine systematische Optimierung der Auswahlparameter kann, auf die Datenverteilungen angewendet, eine deutliche Verbesserung der Signifikanz des  $K^+$ -Signals bewirken.

Die Fehlerangaben der Multiplizitäten basieren derzeit auf der Standardabweichung der Signale nach verschiedenen Kombinationen der Auswahlparameter. In einer weiterführenden Analyse sollten die Fehler jedes einzelnen Schrittes der Teilchenauswahl bestimmt werden und durch Fehlerfortpflanzung kombiniert werden. Alle möglichen Fehlerquellen, beispielshalber die Anpassung einer Funktion an ein vorhandenes Spektrum, sollten detailliert analysiert und jeweils eine Fehlerabschätzung durchgeführt werden.

In Kapitel 4.3.2 wurde gezeigt, dass die Analyse aller drei Kaonenspezies in Abhängigkeit der verschiedenen Reaktionszentralitäten möglich ist. Diese Betrachtung muss durch die feste Einführung von Multiplizitätsklassen und die Analyse der mittleren Anzahl von Partizipanten in den jeweiligen Zentralitätsklassen optimiert werden. Zudem sollten die Zentralitätsbetrachtungen für die auf Effizienz und Akzeptanz korrigierten Daten durchgeführt werden.

Sind diese Anforderungen an eine optimierte Analyse erfüllt, so können aus dem Vergleich des experimentellen  $K^0/K^+$ -Teilchenverhältnisses mit der Theorie Schlüsse auf die Steifigkeit der Zustandsgleichung der Kernmaterie gezogen werden. Ebenso können aus dem Vergleich der verschiedenen Teilchenproduktionsraten mit Modellrechnungen Hinweise auf die thermodynamischen Eigenschaften der Hochdichtephase erhalten werden. Die Produktionsrate von Strangeness enthaltenden Teilchen wird Informationen über die Produktionsmechanismen von Seltsamkeit und deren Propagation durch das Medium in Schwerionenkollisionen liefern.



# Literaturverzeichnis

- [1] G. Aad et al. *Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC*. Phys. Lett. B 716, 1-29 (2012). 2
- [2] T. Meyer-Kuckuk. *Kernphysik: Eine Einführung*. Vieweg+Teubner Verlag, 7. Aufl. (2002). 2
- [3] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. Utb Verlag, 1. Aufl. (2007). 2
- [4] [http://www.isgtw.org/sites/default/files/Standard\\_model\\_infographic.png](http://www.isgtw.org/sites/default/files/Standard_model_infographic.png) (11.03.2013). 3
- [5] A. Andronic et al. *Hadron Production in Ultra-relativistic Nuclear Collisions: Quarkyonic Matter and a Triple Point in the Phase Diagramm of QCD*. Nucl. Phys. A 837, 65 (2010). 4
- [6] P. Braun-Munzinger, J. Stachel. *The quest for the quark-gluon plasma*. Nature 448, 302-309 (2007). 5
- [7] H. Satz. *The Quark-Gluon Plasma. A Short Introduction*. Nucl. Phys. A 862-863, 4-12 (2011). 5
- [8] L. McLerran. *Quarkyonic Matter and the Revised Phase Diagramm of QCD*. Nucl. Phys. A 830, 709C - 712C (2009). 5
- [9] J. Steinheimer, J. Randrop. *Spinodal density enhancements in simulations of relativistic nuclear collisions*. arXiv:1302.2956 (2013). 5
- [10] M. Buballa et al. *Inhomogeneous Chiral Symmetry Breaking Phases*. Phys. Atom. Nucl. 75, 732-734 (2012). 5
- [11] F. Uhlig. *Systematische Untersuchung der Emission geladener Teilchen in Ni+Ni-Reaktionen bei SIS-Energien*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt (2003). 40
- [12] R. Stock. *Particle Production in High-Energy Nucleus Nucleus Collisions*. Phys. Rept. 135, 259 - 315 (1986). 6

- [13] W. Trautmann, H. Wolter. *Elliptic Flow and the Symmetry Energy at Supra-Saturation Density*. Int. J. Mod. Phys. E21, 1230003 (2012). 7
- [14] X. Lopez, Y.J. Kim, N.Hermann et al. *Isospin dependence of relative yields of  $K^+$  and  $K^0$  mesons at 1.528A GeV*. Phys. Rev. C 75, 011901(R) (2007). 6, 17
- [15] L.W. Chen. *Nuclear matter symmetry energy and the symmetry energy coefficient in the mass formular*. Phys. Rev. C 83, 044308 (2011). 6
- [16] C. Fuchs. *Kaon production in heavy ion reactions at intermediate energies*. Prog. Part. Nucl. Phys. 56, 1-103 (2006). 8
- [17] G. Ferini, M. Colonna, T. Gaitanos, M. Di Toro. *Aspects of particle production in isospin asymmetric matter*. Nucl. Phys. A 762, 147-166 (2005). 8
- [18] M. Di Toro et al. *Probing the Nuclear Symmetry Energy with Heavy Ion Collisions*. J. Phys. G 37, 083101 (2010). 8, 9
- [19] C. Fuchs, H. Wolter. *The relativistic Landau-Vlasov method in heavy-ion collisions*. Nucl. Phys. A 589, 732-756 (1995). 8, 79
- [20] Q. Li, M. Bleicher. *Probing the density dependence of the symmetry potential in intermediate energy heavy ion collisions*. J. Phys. G 31, 1359 (2005). 7
- [21] Q. Li, M. Bleicher. *Probing the equation of state with pions*. J. Phys. G 32, 151-164 (2006). 7
- [22] M.Bleicher, E. Bratkovskaya, S. Vogel, X. Zhu. *Transverse Pressure and Strangeness Dynamics in Relativistic Heavy Ion Reactions*. J. Phys. G 31, 709-716 (2005). 7
- [23] M.B. Tsang et al. *Isotopic Dependence of the Nuclear Caloric Curve*. Phys. Rev. Lett. 102, 152701 (2009). 8
- [24] J. M. Lattimer, M. Prakash. *Neutron Star Observations: Prognosis for Equation of State Constraints*. Phys. Rept. 442, 109-165 (2007). 7
- [25] S. Bass. *Eigenschaften heißer dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen*. Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt, Frankfurt (1997). 11
- [26] A. Förster et al. *Production of  $K^+$  and of  $K^-$  Mesons in Heavy-Ion Collisions from 0.6 to 2.0 A GeV Incident Energy*. Phys. Rev. C 75 (2007). 15, 16
- [27] P. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, Berlin (1994). 2, 15
- [28] A. E. Nelson, D. B. Kaplan. *Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions*. Physics Letter B, 192:193 (1987). 15

- [29] I. N. Mishustin, J. Schaffner-Bielich, B. Jakob. *In-medium kaon production at the mean field level*. Nucl. Phys. A, 625:325 (1997). 15
- [30] M. Merschmeyer, X.Lopez et al.  *$K^0$  and  $\Lambda$  production in Ni + Ni collisions near threshold*. Phys. Rev. C 76, 024906 (2007). 16
- [31] A. Mangiarotti et al. *Sub-threshold  $\phi$ -meson yield in central  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  collisions*. Nucl. Phys. A 714, 89-123 (2003). 16
- [32] P. Senger et al. *The KAON spectrometer at SIS*. Nucl. Instrum. Meth. A 327, 393-411 (1993). 16
- [33] C. Sturm et al. *Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production in Heavy Ion Collisions*. Phys. Rev. Lett. 86, 39-42 (2001). 16
- [34] M. Lorenz. *Geladene Kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV*. Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt (2008).
- [35] L. Rehnisch. *Seltsame Resonanzen in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV*. Master Thesis, Fachbereich Physik, Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt (2011). 64
- [36] T. Scheib. *Rekonstruktion des Hypertritons in Ar+KCl bei 1,76A GeV mit HADES*. Master Thesis, Fachbereich Physik, Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt (2012).
- [37] A. Schmah, *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt (2008). 25, 31, 33, 34, 64
- [38] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G 37 075021 (2010). 14, 37, 38, 83, 86
- [39] M. Lorenz et al. *On the different freeze out conditions of  $K^-$  mesons at SIS energies*. PACS number: 25.75.Dw,25.75.-q (2009). 15
- [40] S. Wheaton and J. Cleymans. *THERMUS: A Thermal Model Package for ROOT*. Comput. Phys. Commun., 180(84) (2009). 18
- [41] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton. *Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions*. Phys. Rev. C 73, 034905 (2006). 10
- [42] M. Lorenz. *Vector meson production in p+Nb reactions and statistical particle production in Ar+KCl collisions*. Dissertation, Fachbereich Physik, Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt (2012). 10, 18, 19
- [43] G. Agakishiev et al.  *$\phi$  decay: an relevant source for K- production at SIS energies?* Phys. Rev. C 80, 025209 (2009). 18

- [44] J. Stroth. *Rare signals from dense baryonic matter*. Nucl. Phys. A 862-863, 205-211 (2011). 19
- [45] B. Kindler et al. *Targets for the electron-positron pair spectrometer HADES*. Nucl. Instrum. Meth. A 655, 95-99 (2011). 28
- [46] A. Enokizono. *Space-time evolution of hot and dense matter probed by Bose-Einstein correlation in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*. Dissertation, University of Hiroshima, Higashi-Hiroshima, Japan (2004). 29
- [47] T. Galatyuk. *Di-electron spectroscopy in HADES and CBM: from  $p + p$  and  $n + p$  collisions at GSI to Au + Au collisions at FAIR*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt (2009).
- [48] A. Rustamov. *Exclusive  $\eta$  Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt (2006). 32, 33
- [49] P. Tlusty. private Mitteilung (2013). 30
- [50] J. Markert. private Mitteilung (2013). 74

# Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Professor Stroth bedanken, der es mir ermöglicht hat meine Masterarbeit in der HADES-Gruppe zu schreiben. Großer Dank geht an Tetyana Galatyuk, die meine Arbeit betreut hat und mich stets in dem richtigen Maße gefördert und gefordert hat. Von ihr habe ich ein Masterarbeitsthema bekommen, in dem ich mich mit meinen Namenspartner-Teilchen, den "Kaaonen" beschäftigen konnte. Sie hat mich stets aufs Neue motiviert, wenn in einer Analyse mal wieder kein Signal zu sehen war. Ich danke Manuel Lorenz, der mir bei der Analyse immer zur Seite stand, sobald es etwas zu diskutieren gab oder grundlegende Fragen auftauchten. Es hat sehr viel Spass gemacht von ihm zu lernen!!! Meine Arbeit wäre schwierig gewesen, wäre nicht zwei Türen weiter Jochen Markert gesessen, den ich fragen konnte, sobald eine unbekannte Klasse in der Analyse auftauchte, eine komplizierte Funktion definiert werden musste oder alles mal wieder mit einem bösen "segmentation violation" gestorben war.

Die ganze Zeit bei HADES wäre nicht so fantastisch gewesen, wären nicht Heidi, Timo, Claudia, Patrick und Behruz mit in der Gruppe gewesen. Mit Heidi wurde in der Kaffeepause obligatorisch um die Ecke gedacht und dank ihrer einzigartigen Lache konnte jede Frustrationsphase überstanden werden. Timo hat dankenswerter Weise meine ganze Arbeit als Spezialist deutscher Grammatik und poetischer Formulierungen Korrektur gelesen und war immer für die obligatorischen Gott-und-die-Welt-und-die-Physik-Gespräche zu haben. Claudia hat mir geholfen in nervigen Phasen weiterzukämpfen und den Kopf nicht in den Sand zu stecken. Der ewige Bachelor Patrick - auch wenn er jetzt vor mir seine Masterarbeit abgegeben hat - hat seine Mädels immer brav mit Süßigkeiten bei Laune gehalten. Behruz - man nannte ihn auch Bieruz - war die treue Feiergeh-Seele auf den Tagungen.

Ich danke der ganzen HADES-Kollaboration für die warmherzige Aufnahme und die große Hilfsbereitschaft, namentlich Ilse und Wolfgang Koenig, Christian Müntz, Olga und Vladimir Pechenov und Burkhard Kolb, ohne den wir stets das Mittagessen verpasst hätten.

Ich danke meiner Familie für die großartige Unterstützung während meiner gesamten Studienzzeit. Ich danke meinen Freunden, die mir alle während der Masterarbeitszeit zur Seite standen, mich wieder motiviert und, falls ich zu tief in der Arbeit steckte, mit einem Glas Wein wieder ans Tageslicht geholt haben. Ich danke meinem Freund Ede, der mich auch in der letzten anstrengenden Schreib-Phase der Arbeit noch ertragen hat.

Zuletzt bedanke ich mich bei Marianne Frey, die einen guten Anteil daran hat, dass ich in der HADES-Gruppe gelandet bin. Sie sah mich, die gerade frisch aus Konstanz nach Frankfurt gewechselte Masterstudentin kurz an und schickte mich in das Bachelor-Master-Zimmer der HADES-Gruppe mit den Worten: "Unterhalte dich mal mit denen, da passt du genau rein."