

**GSi**

Diss. 2008 - 05  
May

**Produktion von Seltsamkeit  
in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV  
mit HADES**

Alexander Marc Schmah

(Dissertation Technische-Universität Darmstadt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH  
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany  
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany



# **Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von  
Dipl.-Phys. Alexander Marc Schmah  
aus Aschaffenburg

Referent: Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger  
Korreferent: Prof. Dr. Norbert Pietralla

Tag der Einreichung: 28.03.2008  
Tag der Prüfung: 07.05.2008

Darmstadt 2008  
D17





Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Ich habe zuvor noch keinen Versuch einer Promotion unternommen.

Alexander Schmah



## Zusammenfassung

Das HADES-Spektrometer an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) wurde ursprünglich entwickelt, um die seltenen Zerfälle der Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  in  $e^+e^-$ -Paare bei Strahlenergien von 1-2 AGeV zu messen. Mehrere Experimente mit den leichten Stoßsystemen p+p, d+p und C+C wurden zu diesem Zweck bisher erfolgreich durchgeführt und deren Ergebnisse teilweise veröffentlicht [Aga06]. Um die vorausgesagten Mediumeffekte bezüglich der Modifikation von Masse und Breite der Vektormesonen zu untersuchen, sind jedoch schwere Stoßsysteme notwendig, bei deren Schwerionenkollision eine Hochdichtephase entsteht. Mit Ar+KCl bei 1.756 AGeV wurde im September/Okttober 2005 das erste dieser schwereren Stoßsysteme mit HADES untersucht.

Das Spektrometer besitzt neben seiner Spezialisierung auf die  $e^+e^-$ -Identifikation jedoch auch die Möglichkeit Hadronen zu messen. Dies wurde bereits in mehreren Analysen der leichten Stoßsysteme prinzipiell aufgezeigt [Zum05], [Sad05], [Kan06]. Mit ca. 850 Millionen gemessenen semi-zentralen Reaktionen im Stoßsystem Ar+KCl bot sich die Möglichkeit für eine der umfangreichsten Hadronenanalysen bei SIS Energien, welche in dieser Arbeit vorgestellt wird. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Produktion von Teilchen mit *strangeness*-Inhalt, welche bei der verwendeten Strahlenergie überwiegend unterhalb oder knapp über der Nukleon-Nukleon Schwelle erzeugt werden.

Um die für die Analyse erforderliche Impuls- und Vertexauflösung zu erreichen, muss zunächst die präzise Kenntnis der Detektorpositionen vorliegen. Die in dieser Arbeit beschriebene sogenannte *alignment*-Prozedur hat sich in dieser Hinsicht zur Standardmethode für das Spektrometer entwickelt. Sie umfasst neben einer neu eingeführten photogrammetrischen Vermessung mehrere Stufen, in denen unter anderem Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung (*cosmics*) und Teilchenspuren aus speziellen Messungen ohne Magnetfeld Verwendung finden. Mit der Methode wird die Zielvorgabe von Abweichungen in der Positionsbestimmung unter  $100\mu\text{m}$  für die zentralen Spurverfolgungsdetektoren erreicht. Ferner wurde erstmals die Position von allen HADES Detektoren relativ zueinander und zum Magnetfeld bestimmt.

Eine wesentliche und sogleich notwendige Weiterentwicklung der Teilchenidentifikation für Hadronen basiert auf dem Energieverlust der Teilchen in den Vieldrahtdriftkammern (MDC). Diese Spurverfolgungsdetektoren wurden ursprünglich nicht für Messungen dieser Art konzipiert, was die Auflösung der Einzelmessungen stark beschränkt. Mehrere in Kapitel 4 beschriebene Kalibrierungsprozeduren sind notwendig um für jede Teilchenspur einen kombinierten und auf Bethe-Bloch normierten Energieverlustwert zu erhalten. Die resultierende Auflösung ist ausreichend, um Pionen und Protonen zu separieren sowie den Untergrund bei den geladenen Kaonen stark zu reduzieren.

Mit den beschriebenen Verbesserungen ist es möglich geladene Pionen und Kaonen sowie Protonen im Akzeptanzbereich des Spektrometers mit hoher Effizienz zu identifizieren. Darüber hinaus lassen sich durch eine Korrelationsanalyse unter Verwendung der invarianten Masse die Teilchenzerfälle  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $\phi \rightarrow K^+K^-$  rekonstruieren. Zur Untergrundreduktion im Bereich der Signale werden geometrische Schnitte auf die Zerfalls- und Produktionsvertices angewendet. Der restliche kombinatorische Untergrund wird mit dem neu eingeführten *mixed-event* Verfahren präzise angepasst und subtrahiert.

Das Signal zu Untergrund Verhältnis im invarianten Massenspektrum der  $\Lambda$ -Hyperonen beträgt mit den gewählten Schnittkombinationen 0.3 bei einer Gesamtzählrate von 145.000 identifizierten  $\Lambda$ -Hyperonen. Die mehr als 50.000  $K_S^0$ -Mesonen können mit einem Signal zu Untergrundverhältnis von besser als 1 rekonstruiert werden. Das Teilchenverhältnis von  $\Lambda$  zu  $K_S^0$  passt gut in die Systematik vorrangiger Experimente.

Die Korrekturen von Detektorakzeptanz und Detektoreffizienz, Schnitteffizienz sowie der Spurrekonstruktionseffizienz erfolgen unter Verwendung der Simulationspakete PLUTO, UrQMD und GEANT. Aus den korrigierten transversalen Massenspektren der zuvor aufgeführten Teilchensorten werden Rapiditätsverteilungen und schlußendlich Teilchenmultiplizitäten in den vollen Phasenraum extrapoliert. Auf Grund der fast vollständigen Bestimmung aller relevanten Teilchenmultiplizitäten mit *strangeness*-Inhalt lassen sich, unter Berücksichtigung der Seltsamkeitserhaltung bei der starken Wechselwirkung, Rückschlüsse auf den nicht beobachteten Anteil, welcher auf die geladenen  $\Sigma$ -Hyperonen entfällt, ziehen. Innerhalb der Fehler liegt der Anteil von  $\Sigma^{\pm,0}$ -Hyperonen bei mindestens 12 % der  $\Lambda$  Multiplizität. Dies ist der erste indirekte Nachweis von  $\Sigma$ -Hyperonen unterhalb der NN-Schwelle.

Der Nachweis des  $\phi$ -Vektormesons weit unterhalb der NN-Produktionsschwelle im Zerfallskanal  $\phi \rightarrow K^+K^-$  übertrifft mit einer Zählrate von  $168 \pm 18$  die einzige bisher veröffentlichte Messung diesbezüglich um mehr als einen Faktor 7 [Man03]. Ein Novum ist die aus den Daten extrahierte effektive Temperatur der  $\phi$ -Mesonen von  $T_{eff} = 80 \pm 9 + 2 - 3$ . Das ermittelte  $\phi/K^-$  Verhältnis beträgt  $0.59 + 0.30 - 0.29$  und ist damit wesentlich größer als bei ultra-relativistischen Energien. Die Erhöhung des  $\phi/K^-$  Verhältnis kann qualitativ durch Transportmodellrechnungen beschrieben werden.

Die große Menge an rekonstruierten Teilchen ermöglicht die Bildung von mehreren unabhängigen Teilchenverhältnissen, welche mit einem statistischem Modell verglichen wurden. Dies erlaubt die Extraktion der gemeinsamen Ausfrierparameter  $T$  und  $\mu_B$ , welche in guter Übereinstimmung mit bisherigen Ergebnissen stehen.

---

## Abstract

The HADES spectrometer, located at the heavy ion research facility GSI, was originally developed for measuring the rare decays of the vectormesons  $\rho$ ,  $\omega$  and  $\phi$  into  $e^+e^-$ -pairs at beam energies between 1 and 2 AGeV. For this purpose some experiments with the light colliding systems p+p, d+p and C+C are already accomplished and some of the results are published [Aga06]. To investigate the predicted in-medium modifications concerning mass and width of the vectormesons one has to study heavier colliding systems in which a dense phase is created. In september/october 2005 the first of these heavier systems was investigated with the HADES spectrometer by using an Ar projectile and a KCl target at a bombarding energy of 1.756 AGeV.

In addition to the specialization of the spectrometer for  $e^+e^-$ -identification it is possible to measure hadrons. This was in principle already shown in some analyses of the lighter colliding systems [Zum05], [Sad05], [Kan06]. With 850 million semi-central reactions in the colliding system Ar+KCl the opportunity was given for one of the most extensive hadron analyses in the SIS energy regime. The results of these analyses are presented in this thesis. The main focal point is the production of particles with strangeness content. Most of them are produced below or a little bit above the nucleon-nucleon threshold at the used beam kinetic energy.

In order to reach the required momentum and vertex resolution one has to know the exact positions of all detectors. The so called alignment procedure, which is described in this thesis, is now used as the standard procedure for the HADES detectors. The procedure comprises besides a newly introduced method for photogrammetric measurements some steps which make use of cosmic rays and particle tracks which were measured in special no magnetic field runs. The method achieves the specification of deviations below 100  $\mu\text{m}$  for the central tracking detectors. Furthermore for the first time the positions of all HADES detectors are aligned together and relative to the magnetic field.

An essential and necessary development for particle identification for hadrons is based on the energy loss of particles in the multi-wire driftchambers (MDC). These tracking detectors were originally not designed for such measurements. This fact is a strong limitation of the resolution of one single measurement. Several calibration procedures, which are described in chapter 4, are required in order to get a combined and to Bethe-Bloch normalized energy loss value for each particle track. The resulting resolution is enough to distinguish between pions and protons and to reduce the background of charged kaons.

With the described improvements it is possible to identify with a high efficiency charged pions and kaons as well as protons in the acceptance of the spectrometer. Beyond this one is able to reconstruct the decays of  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  and  $\phi \rightarrow K^+K^-$  by using the invariant mass method. For background reduction in the signal region geometrical cuts on the decay and production vertices are used. The remaining combinatorial background is described and later on subtracted by the using the newly introduced mixed-event technique.

The signal to background ratio in the invariant mass spectrum of the  $\Lambda$ -hyperons is 0.3 with the used cuts at a total amount of counted  $\Lambda$ s of 145.000. The more than 50.000  $K_S^0$ -mesons were reconstructed with a signal to background ratio of better than 1. The particle ratios of  $\Lambda$  and  $K_S^0$  are comparable to those of other experiments.

The corrections of acceptance, detector-, cut- and reconstruction efficiency is done using the simulation packages PLUTO, UrQMD and GEANT. With the corrected transverse mass spectra rapidity distributions and particle multiplicities are calculated. Due to the nearly full sample of reconstructed particles carrying strangeness, one can conclude to the missing part, which is connected to the charged  $\Sigma$ -hyperons. Within the error bars the fraction of  $\Sigma^{\pm,0}$  is at least 12 % of the  $\Lambda$  multiplicity. This result guarantees the production of  $\Sigma$ -hyperons below the NN-threshold, which was never shown before.

The detection of the  $\phi$  vector meson far below the nucleon-nucleon production threshold in the decay

channel  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  exceeds with  $168 \pm 18$  the only up to now published data by more than a factor 7 [Man03]. The extracted effective temperature of  $T_{eff} = 80 \pm 9 + 2 - 3$  is a brand-new result. The determined  $\phi/K^-$  ratio is  $0.59 + 0.30 - 0.29$  and therefore much higher compared to ultra-relativistic energies. The increase of the  $\phi/K^-$  ratio can be qualitatively explained by transport-model calculations. The large amount of reconstructed particles can be used to calculate particle ratios which are compared to predictions based on a statistical model. One can extract the common freeze-out parameters  $T$  and  $\mu_B$  which are in good agreement with other results.

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>1</b>
<b>1 Einleitung und Motivation</b>	<b>2</b>
1.1 Schwerionenreaktionen . . . . .	2
1.2 Modifikation von Vektormesonen in Kern-Kern Stößen . . . . .	3
1.3 Hadronische Zustandsgleichung der Kernmaterie . . . . .	4
1.4 Das Kaon-Nukleon Potenzial . . . . .	5
1.5 Produktion von Seltsamkeit nahe der NN Schwelle . . . . .	6
1.6 Seltsamkeitserhaltung . . . . .	7
1.7 Produktion von $\phi$ -Mesonen . . . . .	8
1.8 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit . . . . .	8
<b>2 Das HADES-Spektrometer</b>	<b>10</b>
2.1 Die Vieldrahtdriftkammern (MDC) . . . . .	11
2.2 Der Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH) . . . . .	14
2.3 Die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino . . . . .	15
2.4 Der PreSHOWER Detektor . . . . .	17
2.5 Der Magnet ILSE . . . . .	18
2.6 Der START- und VETO-Zähler . . . . .	18
2.7 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem . . . . .	19
2.8 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung . . . . .	21
2.8.1 Bestimmung der Spursegmente . . . . .	21
2.8.2 Kick surface Impulsbestimmung . . . . .	23
2.8.3 Spline Impulsbestimmung . . . . .	24
2.8.4 Runge-Kutta Impulsbestimmung . . . . .	25
<b>3 Positionsbestimmung der HADES Detektoren</b>	<b>27</b>
3.1 Photogrammetrische Positionsbestimmung . . . . .	31
3.1.1 Berechnung der Detektorpositionen anhand der photogrammetrischen Daten . . . . .	35
3.1.2 Ausrichtung der Detektoren relativ zum Magnetfeld . . . . .	36
3.2 Positionsbestimmung mit Teilchenspuren . . . . .	38
3.2.1 Rekonstruktion und Selektion der Teilchenspuren . . . . .	38
3.2.2 Positionsbestimmung der inneren Driftkammern . . . . .	41

---

3.2.3	Minimierungsprozedur für die inneren Driftkammern . . . . .	42
3.2.4	Positionsbestimmung der äußeren Driftkammern . . . . .	45
3.2.5	Positionsbestimmung der META Detektoren . . . . .	45
3.3	Ausrichtung des RICH Detektors . . . . .	52
3.3.1	Richtungsausrichtung des RICH . . . . .	52
3.3.2	Ortsbestimmung des RICH . . . . .	53
3.4	Targetrekonstruktion . . . . .	54
3.5	Proton-Proton elastische Streureaktionen . . . . .	55
3.6	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Energieverlustkalibrierung der HADES Driftkammern</b>	<b>61</b>
4.1	Korrektur und Normierung . . . . .	63
4.1.1	Implementierung des Energieverlustes in die Simulation . . . . .	67
4.2	Zeitabhängige Korrekturen . . . . .	71
4.3	Auflösung . . . . .	74
4.4	Berechnung des Schnittes zur Kaonenselektion . . . . .	78
4.5	Effizienz und Reinheit . . . . .	80
<b>5</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>83</b>
5.1	Experiment und Datenübersicht . . . . .	84
5.2	Datenkalibrierung und DST Produktion . . . . .	85
5.3	Teilchenspurreselektion . . . . .	86
5.4	Target- und Vertexrekonstruktion . . . . .	87
5.5	Teilchenidentifikation . . . . .	90
5.5.1	Teilchenidentifikation durch Impuls- und Flugzeitmessung . . . . .	90
5.5.2	Zeitabhängige Verschiebung der Massenpeaks . . . . .	92
5.5.3	Teilchenidentifikation durch Impuls- und Energieverlustmessung der Flugzeitdetektoren . . . . .	94
5.5.4	Teilchenidentifikation durch Impuls- und Energieverlustmessung der Driftkammern . . . . .	96
5.6	Das invariante Massenspektrum . . . . .	98
5.6.1	Das like-sign und das mixed-event Verfahren zur Untergrundbestimmung . . . . .	98
5.6.2	Geometrische Schnitte zur Untergrundreduktion . . . . .	100
5.7	Die Simulationspakete PLUTO, UrQMD und GEANT . . . . .	102
5.8	Akzeptanz und Effizienzkorrektur . . . . .	106
5.8.1	Akzeptanzkorrektur . . . . .	106
5.8.2	Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz . . . . .	107
5.8.3	Schnitteffizienz der Teilchenidentifikation . . . . .	108
5.9	Geladene Kaonen . . . . .	110
5.10	Protonen und geladene Pionen . . . . .	114
5.10.1	MDC $dE/dx$ Effizienzkorrektur und Symmetrisierung . . . . .	119
5.11	$\Lambda$ -Hyperonen . . . . .	120
5.12	$K_S^0$ -Mesonen . . . . .	125
5.13	$\phi$ -Mesonen . . . . .	129
5.14	Zusammenfassung der Analyseergebnisse . . . . .	134

---



---

<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Ausblick</b>	<b>135</b>
6.1	Protonen . . . . .	135
6.2	Pionen . . . . .	139
6.3	Geladene Kaonen . . . . .	142
6.4	$\Lambda$ -Hyperonen und $K_S^0$ -Mesonen . . . . .	145
6.5	$\phi$ -Mesonen . . . . .	149
6.6	Teilchenmultiplizitäten und Teilchenverhältnisse . . . . .	151
6.6.1	Seltsamkeitserhaltung und $\Sigma$ -Produktion . . . . .	151
6.6.2	Das Verhältnis $\phi/K^-$ . . . . .	152
6.6.3	Teilchenverhältnisse und Vergleich der Daten mit dem statistischen Modell . . .	153
6.7	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	155
<b>A</b>	<b>Abstandsbestimmung der äußeren Driftkammern</b>	<b>159</b>
A.1	Sonderlösung der Positionsbestimmung für die Strahlzeit vom November 2002 . . . . .	160
<b>B</b>	<b>MDC <math>dE/dx</math>: Parameter und Effizienzen</b>	<b>162</b>
B.1	Parameter für die Anpassung der MDC $dE/dx$ Steigungen . . . . .	162
B.2	Effizienz und Reinheit der MDC $dE/dx$ Schnitte anhand simulierter Daten . . . . .	163
<b>C</b>	<b>Zusätzliche Effizienzen für die Analyse von Protonen und Pionen</b>	<b>165</b>
<b>D</b>	<b>Armenteros-Podolanski Darstellung</b>	<b>170</b>
<b>E</b>	<b>Analyse der <math>K_S^0</math>-Mesonen im Bereich kleiner transversaler Massen</b>	<b>173</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>175</b>

---



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Simulation einer Scherionenkollision . . . . .	2
1.2	Phasendiagramm der hadronischen Materie . . . . .	3
1.3	Invariantes Massenspektrum von $e^+e^-$ -Paaren aus Ar+KCl Reaktionen . . . . .	4
1.4	Schematische Darstellung der EoS . . . . .	5
1.5	Kaonenmasse als Funktion der Dichte . . . . .	6
2.1	Das HADES-Spektrometer . . . . .	11
2.2	Die Funktionsweise des Magnetspektrometers zur Impulsbestimmung . . . . .	12
2.3	Aufbau der Driftkammern . . . . .	14
2.4	Aufbau des RICH Detektors . . . . .	14
2.5	Die Flugzeitdetektoren TOF und TOFinio . . . . .	15
2.6	Schematische Darstellung des PreSHOWER-Detektors . . . . .	17
2.7	START und VETO Zähler . . . . .	19
2.8	Schema der Trigger- und Datenaufnahme . . . . .	20
2.9	Schematische Darstellung des Projektionsverfahrens zur Clustererkennung . . . . .	22
2.10	Drahtcluster in der Projektionsebene . . . . .	23
2.11	Schematische Darstellung der Ablenkung einer Teilchenspur im Magnetfeld . . . . .	24
3.1	Schematische Darstellung der Prozedur zur Bestimmung der Detektorpositionen (A) . . . . .	29
3.2	Schematische Darstellung der Prozedur zur Bestimmung der Detektorpositionen (B) . . . . .	30
3.3	Photogrammetrie der äußeren Driftkammern . . . . .	32
3.4	Kalibrierungsgitter für die digitale Spiegelreflexkamera . . . . .	33
3.5	Rekonstruierte 3D-Punkte und Flächen der inneren Driftkammern . . . . .	35
3.6	Referenzpunkte der inneren MDC Ebenen . . . . .	36
3.7	Rekonstruierte 3D-Punkte aus der Photogrammetrie . . . . .	37
3.8	Spurdichteverteilung und Gitter zur Gleichverteilung . . . . .	40
3.9	Teilchenspuren aus der Höhenstrahlung . . . . .	42
3.10	Residuen der Relativpositionierung der inneren Driftkammern . . . . .	43
3.11	Projizierte Residuen der Relativpositionierung der inneren Driftkammern . . . . .	44
3.12	Teilchenspuren ohne Magnetfeld . . . . .	46
3.13	Residuen der äußeren Driftkammern der Ebene III . . . . .	47
3.14	Residuen der äußeren Driftkammern der Ebene IV . . . . .	48
3.15	TOF Positionsbestimmung . . . . .	49
3.16	Residuen des TOF Detektors . . . . .	50
3.17	Residuen des PreSHOWER Detektors . . . . .	51
3.18	RICH-MDC Residuenverteilung vor der Ausrichtung . . . . .	53

3.19	RICH-MDC Residuenverteilung nach der Ausrichtung	54
3.20	Rekonstruktion der RICH Austrittsfolie	55
3.21	Kinematik von elastischen pp-Stößen	56
3.22	Auftragung der Polarwinkel von elastisch gestreuten Protonen	57
3.23	$1/\gamma^2$ als Funktion des Polarwinkels $\Theta_1$	59
3.24	$\phi_1 - \phi_2$ und $1/\gamma^2 = \tan(\Theta_1) \cdot \tan(\Theta_2)$ Verteilungen	60
4.1	Multiplizität in den TOFinno Paddels	62
4.2	Amplitude als Funktion von $ToT$	63
4.3	Schematischer Aufbau einer MDC Driftzelle	64
4.4	Energieverlust als Funktion der Teilchengeschwindigkeit	65
4.5	Berechneter $dE/dx$ -Wert als Funktion von $ToT$	66
4.6	$dE/dx$ als Funktion von $ToT$	68
4.7	Time above Threshold ( $ToT$ ) als Funktion des Abstandes vom Signaldraht	69
4.8	MDC $dE/dx$ als Funktion des Impulses	69
4.9	Simulierte und gemessene MDC $dE/dx$ Verteilungen	70
4.10	Zeitlicher Verlauf der MDC $dE/dx$ -Werte	71
4.11	Änderung des Energieverlustes von Pionen und Protonen in den Driftkammern für verschiedene Impulsbereiche.	72
4.12	Steigungen zur Korrektur als Funktion des Energieverlustwertes in den Driftkammern.	73
4.13	Zeitlicher Verlauf von MDC $dE/dx$ nach Korrektur	74
4.14	$ToT$ als Funktion des Laborimpulses	76
4.15	MDC Time above Threshold ( $ToT$ ) Verteilungen für verschiedene Impulsbereiche	77
4.16	Schnitt im MDC $dE/dx$ zur Kaonenselektion	79
4.17	Effizienz der MDC $dE/dx$ Schnitte im TOF Bereich	81
4.18	Effizienz der MDC $dE/dx$ Schnitte im TOFinno Bereich	82
5.1	Stoßparameterverteilung für verschiedene Triggerbedingungen	84
5.2	Kombinationsmöglichkeiten für Teilchenspuren	86
5.3	Rekonstruierte Teilchenspuren einer Ar+KCl Reaktion	88
5.4	Rekonstruierte Reaktionsvertices	89
5.5	Geschwindigkeit der gemessenen Teilchen als Funktion des Impulses	91
5.6	Zeitabhängige Verschiebung des Protonen- und Pionenpeaks in TOF und TOFinno	93
5.7	Energieverlust von TOF/TOFinno als Funktion des Impulses	95
5.8	Massenspektren nach Teilchenidentifikation über MDC $dE/dx$	97
5.9	Einteilung der Multiplizitätsbereiche für das <i>mixed-event</i> Verfahren	100
5.10	Schematische Darstellung des $\Lambda$ -Zerfalls in ein Proton-Pion Paar	101
5.11	$p\pi^-$ - und $\pi^+\pi^-$ -invariante Massenspektren für verschiedene Schnittkombinationen	104
5.12	Vergleich der Auswirkung der geometrischen Schnitte zwischen simulierten und gemessenen Daten	105
5.13	Flussdiagramm der Simulationsdaten	106
5.14	Massenspektren mit MDC $dE/dx$ Selektion der Kaonen	111
5.15	Geschwindigkeit der Teilchen als Funktion des Impulses mit Selektion auf geladene Kaonen	112
5.16	Verteilungen der Spurqualitätsvariablen	113
5.17	Massenspektrum von geladenen Myonen und Pionen	115
5.18	Phasenraumverteilung von $\pi^-$ -Mesonen und Protonen	116

5.19	Zählrate der $\pi^-$ -Mesonen als Funktion von $m_t$ und $y$ . . . . .	117
5.20	Zählrate der Protonen als Funktion von $m_t$ und $y$ . . . . .	118
5.21	Runge-Kutta $\chi^2$ -Werte für simulierte und gemessene Protonen . . . . .	119
5.22	$p\pi^-$ -invariantes Massenspektrum vor und nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes . . . . .	121
5.23	Phasenraumverteilung der $\Lambda$ -Hyperonen . . . . .	122
5.24	$\Lambda$ invariante Massenspektren in verschiedenen Phasenraumbereichen . . . . .	123
5.25	Effizienzmatrizen für die Analyse der $\Lambda$ -Hyperonen . . . . .	124
5.26	Phasenraumverteilung der $K_S^0$ -Mesonen . . . . .	125
5.27	$\pi^+\pi^-$ -invariantes Massenspektrum vor und nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes . . . . .	126
5.28	$K_S^0$ invariante Massenspektren in verschiedenen Phasenraumbereichen . . . . .	127
5.29	Effizienzmatrizen für die Analyse der $K_S^0$ -Mesonen . . . . .	128
5.30	$K^+K^-$ -invariantes Massenspektrum vor und nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes . . . . .	130
5.31	Phasenraumverteilung der $\phi$ -Mesonen . . . . .	131
5.32	$K^+K^-$ -invariante Massenspektren als Funktion von $m_t$ . . . . .	132
5.33	Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienzen im gemessenen Phasenraumbereich der $\phi$ -Mesonen . . . . .	133
6.1	Transversale Massenspektren der Protonen . . . . .	137
6.2	Rapiditäts- und $T_B$ -Verteilung der Protonen . . . . .	138
6.3	Transversale Massenspektren der $\pi^-$ -Mesonen . . . . .	140
6.4	Rapiditätsverteilung der $\pi^-$ -Mesonen . . . . .	141
6.5	Rapiditäts- und $T_B$ -Verteilungen der $\pi^-$ -Mesonen . . . . .	141
6.6	Transversale Massenspektren der $K^+$ -Mesonen . . . . .	142
6.7	Transversale Massenspektren der $K^-$ -Mesonen . . . . .	143
6.8	Rapiditäts- und $T_B$ -Verteilung der $K^\pm$ -Mesonen . . . . .	144
6.9	Transversale Massenspektren der $\Lambda$ -Hyperonen . . . . .	146
6.10	Transversale Massenspektren der $K_S^0$ -Mesonen . . . . .	147
6.11	Rapiditäts- und $T_B$ -Verteilungen der $\Lambda$ -Hyperonen und $K_S^0$ -Mesonen . . . . .	148
6.12	Transversales Massenspektrum der $\phi$ -Mesonen . . . . .	150
6.13	Rapiditäts- und $T_B$ -Verteilung der $\phi$ -Mesonen . . . . .	150
6.14	Teilchenmultiplizitäten aus dem Transportmodell HSD als Funktion der Strahlenergie . . . . .	153
6.15	Kanonischer Unterdrückungsfaktor . . . . .	154
6.16	Rechnungen mit dem statistischen Modell nach Redlich . . . . .	154
6.17	$\Lambda\pi^-$ -invariantes Massenspektrum . . . . .	156
A.1	Mechanische Vermessung der äußeren Driftkammern . . . . .	159
B.1	Effizienz der MDC $dE/dx$ Schnitte im TOF Bereich . . . . .	163
B.2	Effizienz der MDC $dE/dx$ Schnitte im TOFinio Bereich . . . . .	164
C.1	Effizienzmatrizen für die Analyse der $\pi^-$ -Mesonen . . . . .	166
C.2	Effizienzmatrizen für die Analyse der Protonen . . . . .	167
C.3	Relative Effizienzen der MDC $dE/dx$ Schnitte . . . . .	168
C.4	Effizienzen zur Symmetrisierung der Rapiditätsverteilungen . . . . .	169

D.1	Armenteros-Podolanski Variablen . . . . .	171
D.2	Armenteros-Podolanski Darstellung . . . . .	172
E.1	Transversale Massenspektren der $K_S^0$ -Mesonen im Bereich kleiner $m_t$ -Werte . . . . .	173
E.2	Rapiditäts- und $T_B$ -Verteilungen der $K_S^0$ -Mesonen im Bereich kleiner $m_t$ -Werte . . . . .	174

---

# Tabellenverzeichnis

2.1	Driftkammergeometrie . . . . .	13
2.2	Geometrie des TOF Detektors . . . . .	16
2.3	Triggerraten der Ar+KCl Strahlzeit . . . . .	21
5.1	Projektile und Target . . . . .	85
5.2	Ergebnisse der Targetrekonstruktion . . . . .	89
5.3	Die verwendeten Werte der geometrischen Schnitte zur Analyse von $\Lambda$ , $K_S^0$ und $\phi$ . . . . .	102
5.4	Signal zu Untergrundverhältnisse für $K^\pm$ -Mesonen . . . . .	110
5.5	Zusammenfassung der Analyseergebnisse . . . . .	134
6.1	Multiplizität und $T_{eff}$ der gemessenen Hadronen . . . . .	151
A.1	Messwerte der Abstände der äußeren Driftkammern . . . . .	161
B.1	MDC dE/dx Steigungsparameter . . . . .	162

# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

### 1.1 Schwerionenreaktionen

Schwerionenkollisionen bei relativistischen Energien bieten die einzigartige Möglichkeit, Kernmaterie sowie im Stoß produzierte Elementarteilchen unter extremen Bedingungen zu untersuchen. Dies bezieht sich vor allem auf die erreichten Baryondichten vom Vielfachen der normalen Kerndichte  $\rho_0$  und Temperaturen  $T$  innerhalb der Reaktionszone von mehr als  $100 \text{ MeV}$ . Solch extreme Zustände werden z.B. innerhalb von Neutronensternen vermutet oder traten am Anfang des Universums, mit Temperaturen von  $\approx 10^{12} \text{ K}$  ( $\approx 200 \text{ MeV}$ ), auf [RW00].

Das Schwerionen-Synchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) ist in der Lage, Ionen bis maximal  $2 \text{ AGeV}$  und Protonen bis  $3.5 \text{ GeV}$  zu beschleunigen. Die Ionen kollidieren in einem präparierten Target mit einem Atomkern. Im Schwerpunktsystem der Reaktionszone wird die longitudinale kinetische Energie der Ionen in Form von Resonanzen, neu gebildete Teilchen oder in transversale Bewegung umgewandelt. Dabei wird der entstehende sogenannte Feuerball auf ca.  $T = 80 - 100 \text{ MeV}$  aufgeheizt. Drei typische Phasen einer Schwerionenkollision sind in Abbildung 1.1 aufgezeigt.

Die Hochdichtephase der komprimierten Kernmaterie ist bei Schwerionenreaktionen von kurzer Dauer

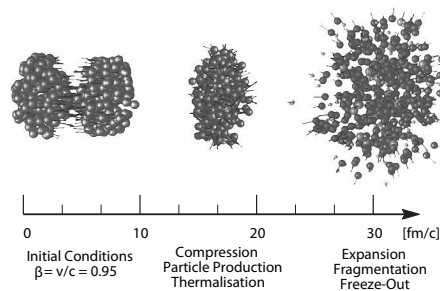


Abbildung 1.1: Simulation einer Schwerionenkollision (QMD<sup>2</sup>, [Bas97]), abgebildet in den drei zeitlichen Phasen des Berührens, der Hochdichtephase und der Expansion.

und liegt bei SIS Energien bei ca.  $10^{-22} \text{ s}$ . In Transportmodellrechnungen werden dabei maximale Baryondichten bis  $\rho \approx 3 \cdot \rho_0$  vorausgesagt [Har03]. In der darauf folgenden Expansionsphase nimmt die Dichte rapide ab, inelastische Prozesse finden nicht mehr statt, es kommt zum chemischen Ausfrieren



der Reaktion. Die Anzahl der einzelnen Teilchenspezies bleibt fortan konstant. Bei weiterer Abnahme der Energiedichte durch die Expansion des Feuerballs kommt es schließlich auch zum thermischen Ausfrieren. Der mittlere Abstand zwischen den Teilchen ist nun selbst für elastische Wechselwirkungen zu groß, was dazu führt, dass sich deren Impulse nicht mehr ändern. Zumeist wird dieser Endzustand gemessen und daraus werden Rückschlüsse auf die Dynamik der Reaktion gezogen.

Im Vergleich zu anderen Beschleunigern wie RHIC <sup>3</sup>, AGS <sup>4</sup>/SPS <sup>5</sup> und LHC <sup>6</sup> werden bei SIS Energien Schwerionenreaktionen im Bereich großer Baryondichten, aber relativ kleinen Energiedichten untersucht. Abbildung 1.2 zeigt dazu schematisch das QCD <sup>7</sup>-Phasendiagramm und die zugänglichen Bereiche von derzeitigen und zukünftigen Beschleunigeranlagen.

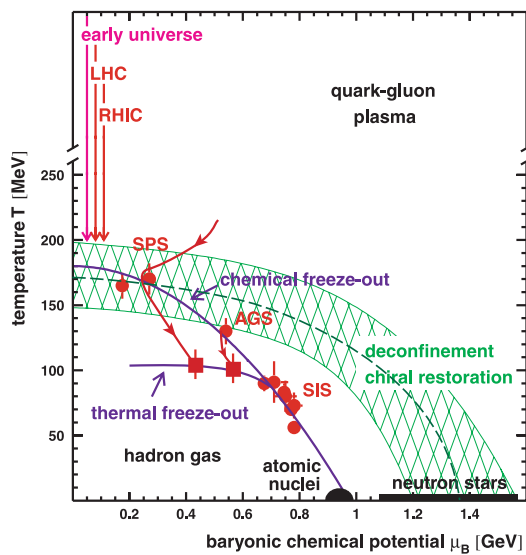


Abbildung 1.2: Schematisches Phasendiagramm der hadronischen Materie [Bra96] [Sta99]. Gezeigt sind die verschiedenen Zustände der Materie als Funktion von Temperatur und Dichte. Der Bereich des Hadronengases wird durch eine Übergangsphase vom Zustand des Quark-Gluon Plasmas getrennt.

Im Folgenden wird ein Überblick von einigen der aktuellen physikalischen Fragestellungen bei Schwerionenexperimenten im Bereich von SIS Energien gegeben, wobei der spezielle Schwerpunkt auf der Produktion von Teilchen mit Seltsamkeits *strangeness* Inhalt liegt.

## 1.2 Modifikation von Vektormesonen in Kern-Kern Stößen

Bei hohen Dichten und/oder Temperaturen wird erwartet, dass die chirale SU(3)-Symmetrie des QCD-Grundzustandes partiell wieder hergestellt wird [BR91] [RW00]. Dies hat unter anderem Einfluss auf die Massen der leichten Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ , welche mit dem HADES <sup>8</sup> Spektrometer bei SIS Energien untersucht werden können. Auf Grund der extrem kurzen Lebenszeit dieser Teilchen ist es möglich, dass sie noch innerhalb der Hochdichtephase der Schwerionenkollision in ein  $e^+e^-$ - oder  $\mu^+\mu^-$ -Paar zerfallen. Nur die Rekonstruktion der Vektormesonen über das invariante Massenspektrum aus diesen

<sup>3</sup>Relativistic Heavy Ion Collider

<sup>4</sup>Alternating Gradient Synchrotron

<sup>5</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>6</sup>Large Hadron Collider

<sup>7</sup>Quanten Chromo Dynamik

<sup>8</sup>High Acceptance Di-Electron Spectrometer

leptonischen Zerfallskanälen garantiert einen nahezu ungestörten Einblick in die stark wechselwirkende Materie. Es werden in den Modellen sowohl Verbreiterungen als auch Verschiebungen der Vakuummassen erwartet, worauf es bereits durch einige Experimente, wenn auch teils widersprüchliche, Hinweise gibt.

In Abbildung 1.3 ist ein vorläufiges, mit dem HADES Spektrometer gemessenes, invariantes Massen-

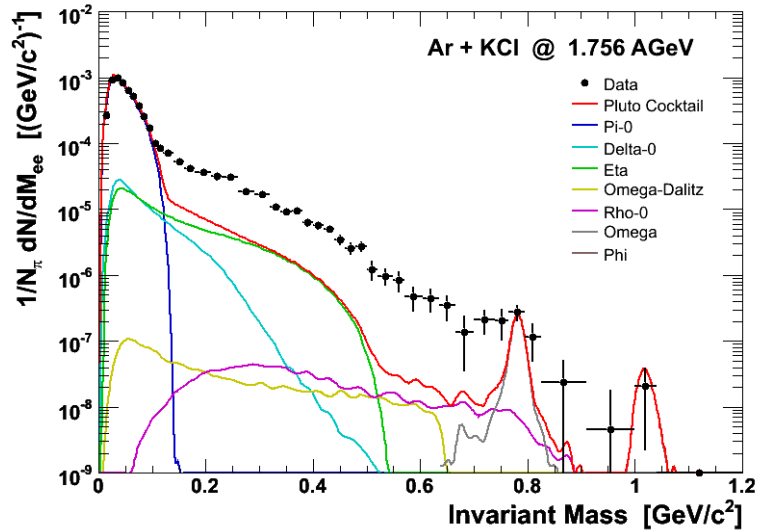


Abbildung 1.3: Invariantes Massenspektrum von  $e^+e^-$ -Paaren aus Ar+KCl Reaktionen nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes. Unterlegt sind Rechnungen mit dem Simulationspaket PLUTO für verschiedene Beiträge des sogenannten Paar-cocktails [Lan08].

spektrum von  $e^+e^-$ -Paaren aus Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV aufgezeigt [Lan08]. Der Vergleich mit der unterlegten Simulationsrechnung zeigt starke Abweichungen von den Daten im Bereich oberhalb des  $\pi^0$ -Dalitz Zerfalls von  $M_{e^+e^-} > 150 \text{ MeV}/c^2$ , was derzeit Gegenstand von mehreren Untersuchungen ist [Lan08] [Jur08] [Kri08].

### 1.3 Hadronische Zustandsgleichung der Kernmaterie

Eine Zustandsgleichung beschreibt ein System im Gleichgewichtszustand an Hand thermodynamischer Variablen. Dies kann im Falle der Kernmaterie z.B. der Zusammenhang zwischen der inneren Energie  $E$ , Temperatur  $T$  und Dichte  $\rho$  sein. Die innere Energie kann entsprechend Gleichung 1.1 in einen thermischen Anteil ( $E_{th}$ ) und einen Kompressionsanteil ( $E_c$ ) aufgespalten werden.

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

Hierbei ist die Kompressionsenergie  $E_c$  definiert für  $T = 0$  und  $E_0$  ist die Bindungsenergie im Grundzustand. Letztere kann durch Extrapolation der Weizsäcker Massenformel zu unendlich ausgedehnter Materie bei  $T = 0$  und bei der sogenannten Saturierungsdichte  $\rho_0 = 0.17 \text{ Nukleonen}/\text{fm}^3$  zu einem Wert von  $E_0 \approx -16 \text{ MeV}/\text{Nukleon}$  berechnet werden. Abbildung 1.4 zeigt schematisch die Abhängigkeit der inneren Energie  $E$  als Funktion der Dichte  $\rho/\rho_0$  bei  $T = 0$ .

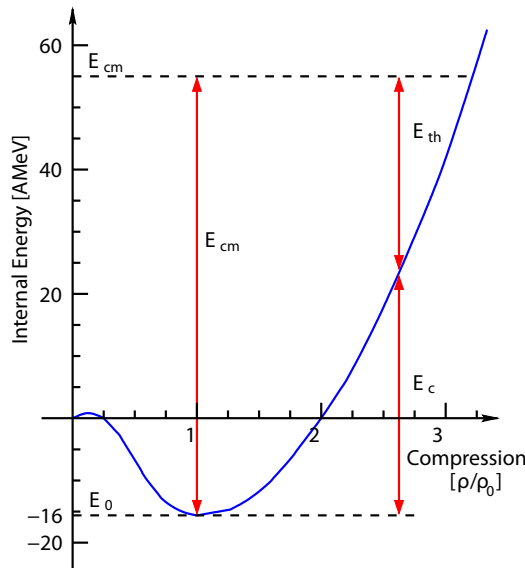


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der *equation of state* (EoS) bei  $T = 0$  [Sto86]. Bei normaler Kerndichte ist ein Minimum ausgebildet mit einer Energie von  $E_0 = -16 \text{ MeV}$  pro Nukleon. Bei einer Kollision mit einer Schwerpunktsenergie  $E_{cm}$  kann letztere aufgeteilt werden in Kompressionsenergie  $E_c$  und thermische Energie  $E_{th}$ .

Die thermische Energie wird umgesetzt in Teilchenproduktion bzw. Teilchenanregung und in thermische Bewegung. Der Energieanteil, welcher zur Komprimierung der Kernmaterie aufgewendet wird, hängt von der sogenannten Inkompressibilität  $\kappa_\infty$  ab. Diese ist definiert durch die zweite Ableitung der Kompressionsenergie an der Stelle  $\rho = \rho_0$  bei  $T = 0$

$$\kappa_\infty = \left( 9\rho^2 \frac{\partial^2 E_c}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \quad (1.2)$$

und beschreibt entsprechend die Krümmung der Zustandsgleichung bei der Sättigungsdichte. Bei einem Wert von  $\kappa_\infty \approx 200 \text{ MeV}$  spricht man von einer weichen, bei  $\kappa_\infty \approx 400 \text{ MeV}$  von einer harten Zustandsgleichung der Kernmaterie.

Es wurde unter anderem vorgeschlagen die Inkompressibilität über die Kaonenproduktion nahe der NN-Schwelle zu bestimmen. Die bisherigen Daten lassen sich durch Transportmodelle am besten mit einer weichen Zustandsgleichung mit  $\kappa_\infty \approx 200 \text{ MeV}$  beschreiben [Stu01], [Har06].

## 1.4 Das Kaon-Nukleon Potenzial

Entsprechend mehreren theoretischer Ansätzen wird die Kaon-Nukleon Wechselwirkung durch die Überlagerung eines skalaren und eines vektoriellen Potenzials beschrieben [KN86] [Bro94]. Für  $K^-$ -Mesonen addieren sich die beiden attraktiven Beiträge der Potenziale, wohingegen für  $K^+$ -Mesonen das repulsive vektorielle Potenzial den attraktiven skalaren Beitrag übertrifft. Dies führt dazu, dass  $K^+$ -Mesonen ein leicht repulsives Kaon-Nukleon Potenzial spüren und  $K^-$ -Mesonen ein stark attraktives. Mit zunehmender Baryondichte  $\rho$  steigt der resultierende Einfluss, was, wie in Abbildung 1.5 verdeutlicht, entsprechende Auswirkungen auf die effektive Kaonenmasse hat [Waa96] [Sch97].

Es wurden mehrere Experimente an der GSI durchgeführt, um die Veränderung der effektiven Kaonenmassen an Hand der relativen Produktionsraten von  $K^+$ - und  $K^-$ -Mesonen zu messen [Lau99] [Har03] [Cea00]. Auf Grund weiterer Produktionsmechanismen in Schwerionenkollisionen, wie dem sogenannten *strangeness exchange* Kanal, kann man jedoch nicht direkt von den Messungen auf eine Modifikation

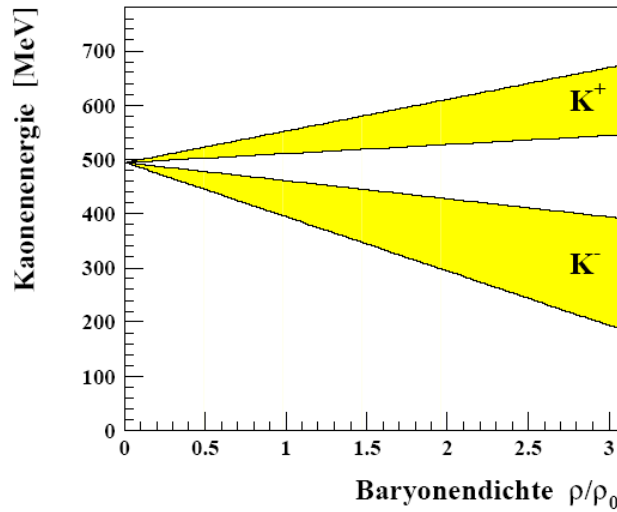


Abbildung 1.5: Modellrechnungen zur effektiven Kaonenmasse bei  $p=0$  als Funktion der Baryonendichte  $\rho$  [Sch97]. Das überwiegend repulsive  $K^+N$ -Potenzial sorgt für eine Zunahme der effektiven  $K^+$ -Masse im Medium, während die effektive  $K^-$  Masse auf Grund des attraktiven  $K^-N$ -Potenzials abnimmt.

der Kaonenmassen schließen. Hierfür sind Vergleiche mit komplexen Transportmodellen notwendig. Durch die Verwendung der in Kapitel 4 beschriebenen Energieverlustinformation der Driftkammern ist das HADES Spektrometer in der Lage, geladene Kaonen mit hoher Effizienz und gutem Signal zu Untergrund Verhältnis zu identifizieren. Die umfangreiche Statistik sowie die Menge an zusätzlich gemessenen Teilchen mit *strangeness* Inhalt, ermöglichen einen vollständigeren Einblick in deren Produktionsprozesse.

## 1.5 Produktion von Seltsamkeit nahe der NN Schwelle

Hadronische Materie im Grundzustand, d.h. Protonen und Neutronen, besteht aus den Quarks *up* ( $u$ ) und *down* ( $d$ ). Auch die leichtesten Mesonen  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$  mit Massen zwischen  $135 - 140 \text{ MeV}/c^2$  sind aus diesen Bausteinen der ersten von insgesamt drei bekannten Quarkgenerationen aufgebaut. Erst bei einer Masse von  $493.7 \text{ MeV}/c^2$  tauchen mit den geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  sowie den neutralen Kaonen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  ( $m = 497.6 \text{ MeV}/c^2$ ) Mesonen mit sogenanntem *strangeness* Inhalt auf. Dieser wird durch die Menge von  $s$  (*strange*) bzw.  $\bar{s}$  (*antistrange*) Quarks bestimmt, wobei definitionsgemäss *strange*-Quarks mit  $-1$  und *antistrange*-Quarks mit  $+1$  gewertet werden. Bei rein hadronischen Wechselwirkungen besteht *strangeness*-Erhaltung, d.h. es müssen in einer Reaktion gleich viele  $s$  wie  $\bar{s}$  Quarks produziert oder vernichtet werden. Diese Bedingung führt zur sogenannten assoziativen Produktion von seltsamen Teilchen z.B. werden  $K^+$  und  $\Lambda$  oder  $K^+$  und  $K^-$  gemeinsam gebildet. Dieser Umstand bestimmt im Wesentlichen die Produktionsschwellen für Teilchen mit *strangeness* Inhalt in Nukleon-Nukleon-Reaktionen (NN). Für die Teilchen, welche in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind die benötigten kinetischen Strahlenergien im Folgenden für die Reaktionen mit der jeweils kleinsten Produktionsschwelle aufgelistet:

$$NN \rightarrow K^+ \Lambda N \quad (E_{kin} = 1.58 \text{ AGeV}) \quad (1.3)$$

$$NN \rightarrow K_S^0 \Lambda N \quad (E_{kin} = 1.59 \text{ AGeV}) \quad (1.4)$$

$$NN \rightarrow K^+ K^- NN \quad (E_{kin} = 2.49 \text{ AGeV}) \quad (1.5)$$

$$NN \rightarrow \phi NN \quad (E_{kin} = 2.59 \text{ AGeV}) \quad (1.6)$$

$$(1.7)$$

Es ist dabei ersichtlich, dass bei der im Experiment verwendeten Strahlenergie von 1.756 AGeV nur unter Hinzunahme des Fermi-Impulses von ca. 300 MeV/c die Energie im Schwerpunktsystem ausreicht, um negativ geladene Kaonen oder  $\phi$ -Mesonen in direkten NN-Stößen zu produzieren. Dass die Fermi Impulse der beiden reagierenden Nukleonen in entgegengesetzten Richtungen im Schwerpunktsystem aufeinandertreffen, ist jedoch sehr unwahrscheinlich. Um Teilchen oberhalb der freien NN-Schwelle zu erzeugen, sind deshalb Mehrstufenprozesse notwendig [För07]. Dies kann einerseits über Kollisionen der zweiten Generation wie  $\Delta N$  oder den Austausch von von  $s$  und  $\bar{s}$  Quarks in den sogenannten *strangeness-exchange* Reaktionen wie  $K^- N \rightleftharpoons \pi Y$  (mit Y = Hyperon) geschehen. Beide Reaktionstypen sind sensitiv auf die hochdichte Phase einer Schwerionenkollision. Dies kann ausgenutzt werden, um z.B. die Steifigkeit der Zustandsgleichung der Kernmaterie zu untersuchen ([Har06], [Har07]).

## 1.6 Seltsamkeitserhaltung

Die Seltsamkeit (*strangeness*) ist unter der starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße. Dies bedeutet, dass sich in einer Reaktion die Differenz zwischen der Zahl der *strange*-Quarks  $N(s)$  und anti-*strange*-Quarks  $N(\bar{s})$  auf Null aufhebt. Im Mittel für viele Reaktionen kann man die Gleichung wie folgt formulieren:

$$\underbrace{\Sigma^+ + \Sigma^- + \Sigma^0 + \Lambda + K^- + \bar{K}^0}_{N(s)} - \underbrace{(K^+ + K^0)}_{N(\bar{s})} = 0 \quad (1.8)$$

Hierbei stehen die Symbole für die Produktionswahrscheinlichkeiten der entsprechenden Teilchen. Schwere Teilchen und Resonanzen mit *strangeness* Inhalt sowie Teilchen mit mehreren *strange*-Quarks wie  $\Omega$  und  $\Xi$  wurden wegen ihrer sehr viel geringeren Produktionswahrscheinlichkeit auf Grund ihrer hohen NN-Schwelle nicht berücksichtigt.

Das  $\Sigma^0$  zerfällt mit kurzer Lebensdauer exklusiv in ein  $\Lambda$ -Hyperon. Die zusätzlich erzeugten Photonen werden üblicherweise nicht nachgewiesen, was eine Unterscheidung von  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  ausschließt. Entsprechend bezieht sich die gemessene Anzahl der  $\Lambda$ -Hyperonen auf die Summe aus  $(\Lambda + \Sigma^0)$ . Im Fall der neutralen Kaonen wird im Wesentlichen der Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  gemessen. Wegen ihrer langen Lebensdauer mit  $c\tau = 15.33 \text{ m}$  werden nahezu keine  $K_L^0$ -Mesonen nachgewiesen. Die Gesamtanzahl der neutralen Kaonen ( $K^0, \bar{K}^0$ ) bestimmt sich damit zu:

$$(K^0 + \bar{K}^0) = (K_S^0 + K_L^0) = 2 \cdot K_S^0 \quad (1.9)$$

Aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten von  $\Lambda, K_S^0, K^+$  und  $K^-$  lässt sich der fehlende *strangeness*-Anteil, welcher auf die geladenen  $\Sigma$ -Hyperonen entfällt, berechnen. Dieser ergibt sich nach Gleichung 1.8 zu:

$$\Sigma^+ + \Sigma^- = K^+ + \underbrace{(K^0 + \bar{K}^0)}_{2 \cdot K_S^0} - \underbrace{(\Sigma^0 + \Lambda)}_{\Lambda} - \underbrace{(K^- + 2 \cdot \bar{K}^0)}_{3 \cdot K^-} \quad (1.10)$$

Geladene  $\Sigma$ -Hyperonen zerfallen zu fast 100 % in einen Endzustand mit einem neutralen Tochterteilchen. Eine Rekonstruktion ist daher in Schwerionenexperimenten fast nicht möglich. Die Berechnung der Produktionswahrscheinlichkeit über *strangeness* Erhaltung stellt somit die einzige Möglichkeit dar. Es bietet sich mit dem HADES Spektrometer im Prinzip zusätzlich die einzigartige Möglichkeit, den Zerfall  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + e^+ + e^-$  zu messen. Erschwerend für die Analyse ist die relative Zerfallswahrscheinlichkeit von  $5 \times 10^{-3}$  [Par06] und die Notwendigkeit, alle vier Tochterteilchen des Zerfalls gleichzeitig zu rekonstruieren.

## 1.7 Produktion von $\phi$ -Mesonen

Nur wenige Messungen wurden bisher zur  $\phi$ -Mesonen Produktion in Schwerionenreaktionen bei Strahlenergien unterhalb der NN-Schwelle durchgeführt. Die in [Man03] veröffentlichten Ergebnisse der FOPI Kollaboration können auf Grund limitierter Statistik nur eine ungefähre Abschätzung der  $\phi$ -Multiplizität geben. Aus dem extrahierten  $\phi/K^-$ -Verhältnis von  $(0.44 \pm 0.16 \pm 0.22)$  bei einer angenommenen Temperatur von  $T = 130 \text{ MeV}$  und  $(1.7 \pm 0.6 \pm 0.85)$  bei  $T = 70 \text{ MeV}$  kann geschlossen werden, dass mindestens 20 % der gemessenen  $K^-$ -Mesonen aus dem Zerfall eines  $\phi$ -Mesons stammen. Neuere in [Lop07] diskutierte Ergebnisse deuten jedoch auf einen viel kleineren Wert hin. Mit relativ großer Abweichung sind beide Werte nicht verträglich mit dem statistischen Modell von Braun-Munzinger, Redlich und Stachel [Lop07].

Das sogenannte  $\phi$ -Puzzle bei SIS Energien wird in [Käm02] aufgeworfen. Darin wird bemerkt, dass die bis dahin zugänglichen Daten zur  $\phi$ -Produktion bei SIS Energien durch die meisten Transportmodelle nicht beschrieben werden können. Wegen der relativ großen Unsicherheiten der Messwerte wurde daher vorgeschlagen, zunächst die Datenlage durch weitere Experimente, unter anderem mit dem HADES Spektrometer, zu verbessern. Neben der großen geometrischen Akzeptanz und dem schnellen Datenaufnahmesystem bietet sich das HADES Spektrometer an, weil es die einzigartige Möglichkeit liefert, gleichzeitig den hadronischen Zerfallskanal  $\phi \rightarrow K^+K^-$  und den leptonen Kanal  $\phi \rightarrow e^+e^-$  zu messen.

## 1.8 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Hauptziel der Physikanalyse ist die möglichst vollständige Rekonstruktion und Multiplizitätsbestimmung aller Teilchen mit *strangeness* Inhalt im Stoßsystem Ar+KCl bei 1.756 AGeV. Dies beinhaltet die geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  sowie den Nachweis der neutralen Mesonen und Hyperonen  $K_S^0$ ,  $\phi$  und  $\Lambda$  in den Zerfällen

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (1.11)$$

$$\phi \rightarrow K^+K^- \quad (1.12)$$

$$\Lambda \rightarrow p\pi^- \quad (1.13)$$

Die Analyse der geladenen Kaonen ist Bestandteil der Diplomarbeit von Manuel Lorenz, die Ergebnisse finden sich in [Lor08].

In den vorangegangenen Experimenten mit dem verwendeten HADES Spektrometer ist bisher lediglich der Nachweis gelungen,  $K^+$  und  $K_S^0$ -Mesonen sowie  $\Lambda$  Hyperonen in C+C Reaktionen zu identifizieren [Zum05], [Sad05], [Kan06]. Eine differentielle Analyse zur Bestimmung von transversalen Spektren war auf Grund der geringen Statistik und der verwendeten Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation nicht möglich. Ebenfalls blieb die Identifikation der seltenen  $K^-$  und  $\phi$ -Mesonen erfolglos. In zwei technischen Kapiteln werden daher notwendige Neuerungen und Verbesserungen der Datenanalyse diskutiert.

Erforderlich für die Datenanalyse ist als Bestandteil der Kalibrierung die Kenntnis der Detektorgeometrie. Diese ist entscheidend für die Teilchenspurrekonstruktion und das Impuls- und Vertexpaßungsvermögen des Spektrometers und damit Grundvoraussetzung für die Teilchenidentifikation. Hierzu war eine völlige Neuentwicklung des Verfahrens zur Positionsbestimmung aller Detektoren des HADES Experiments, wie es in Kapitel 3 beschrieben ist, nötig.

Mit dem Experiment vom September 2005 wurde das bisher größte Stoßsystem Ar+KCl mit dem HADES Spektrometer gemessen. Die daraus resultierende relativ hohe Spurmultiplicität verursacht eine Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit von ca. 65 % in den Szintillatoren eines der Flugzeitdetektoren. Da dessen Information somit nahezu unbrauchbar ist, erfordert dies eine Alternative zur Teilchenidentifikation. Daher wurde die Kalibrierung des Energieverlustes der Viendrahtdriftkammern (MDC  $dE/dx$ ) weiterentwickelt. Die Kalibrierung und die erstmaligen Verwendung der MDC  $dE/dx$  Information zur Teilchenidentifikation und Untergrundreduktion ist in Kapitel 4 beschrieben.

Trotz der Spezialisierung des HADES Spektrometers auf den Nachweis von Elektronen und Positronen ist es möglich, unter anderem wegen der oben beschriebenen Verbesserungen, Hadronen mit vergleichbarer Qualität wie speziell darauf ausgerichtete Experimente wie z.B. FOPI zu identifizieren. In Kapitel 5 werden die verwendeten Methoden und Ergebnisse der Teilchenidentifikation und der Verfahren zur Effizienzkorrektur vorgestellt. Die Ergebnisse der Teilchenanalysen und ein Vergleich zu einem statistischen Modell werden in Kapitel 6 zusammengefasst.

---

## Kapitel 2

# Das HADES-Spektrometer

Messungen des DiLeptonen Spektrometers DLS am Bevalac zur Untersuchung von Vektormesonenzerfällen in  $e^+e^-$ -Paare, welche in der dichten Reaktionszone einer Schwerionenkollision erzeugt wurden, zeigten eine Diskrepanz zu gängigen Modellrechnungen (siehe auch [Pac08]). Jedoch ist die gemessene Statistik der seltenen leptonischen Zerfälle auf Grund der kleinen Akzeptanz des zweiarm Spektrometers von  $\pm 7.5^\circ$  im Polarwinkel und  $20 - 60^\circ$  im Azimutwinkel relativ gering. Zudem liegt die Massenauflösung von DLS im Bereich von 10 %, was die genaue Vermessung von  $\omega$ -,  $\eta$ - und  $\phi$ -Mesonen unmöglich macht. Dies führte zum Entschluss, ein hochauflösendes Spektrometer mit großer Akzeptanz zur Messung der leptonischen Zerfälle in Elektron/Positron Paare der Vektormesonen bei SIS Energien zu entwickeln, was schließlich zum Bau des High Acceptance DiElectron Spectrometer HADES führte [Aga08].

Die wesentlichen Vorgaben für die Eigenschaften des Spektrometers waren

- schnelle Trigger für die Anreicherung von Leptonen in den aufgezeichneten Reaktionen
- eine große geometrische und kinematische Akzeptanz für  $e^+e^-$ -Paare
- schnelle Detektoren für hohe Reaktionsraten bis zu  $10^8$  Teilchen/s
- eine geringe Massenbelegung der Spurdetektoren zur Reduktion der Kleinwinkelstreuung
- eine Massenauflösung des Magnetspektrometers von ca. 1% im Bereich der Vektormesonen

Entsprechend der Experimentvorgaben sind mehrere Detektoren des HADES Spektrometers ausschließlich auf die Messung von Elektronen und Positronen spezialisiert. Hierzu gehören der Ring Imaging Cherenkov (RICH) und der PreSHOWER Detektor. Jedoch besitzt das Spektrometer auch ausgezeichnete Fähigkeiten zur Hadronenidentifikation, wie in den Kapiteln 4 und 5 aufgezeigt wird. Im Folgenden werden die in Abbildung 2.1 gezeigten Komponenten des Spektrometers HADES sowie dessen Trigger und Datenaufnahmesystem näher beschrieben. Darüber hinaus folgt eine kurze Beschreibung der Verfahren zur Spurrekonstruktion und der Impulsbestimmung.



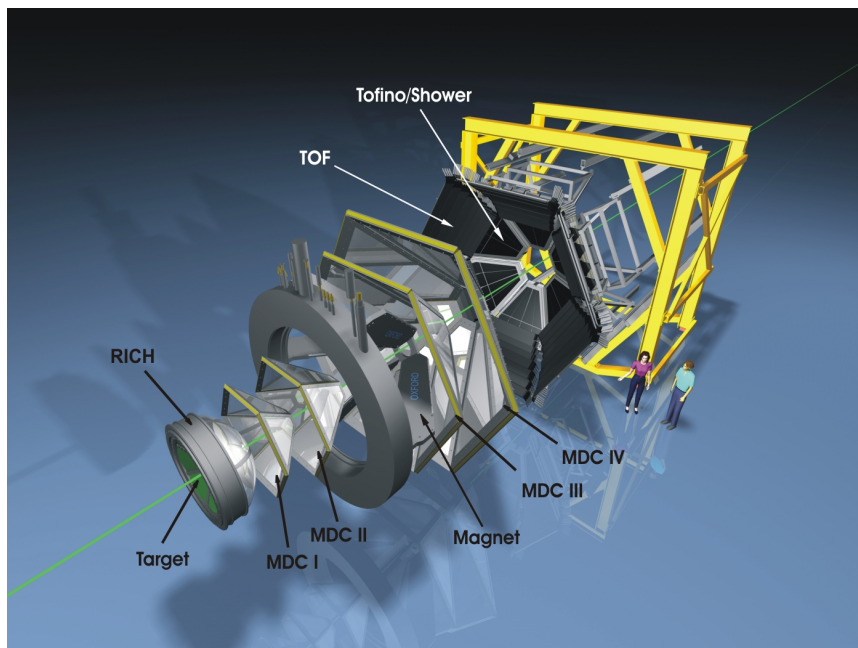


Abbildung 2.1: Die Detektoren und der Magnet des Spektrometers HADES in einer dreidimensionalen Explosionszeichnung. Die Vieldrahtdriftkammern (**M**ulti-**w**ire **D**rift **C**hambers **MDC**) dienen zur Spurverfolgung der geladenen Teilchen und sind in 6 Sektoren in jeweils 2 Ebenen vor und hinter dem supraleitenden Magneten ILSE (**I**ron **L**ess **S**uperconducting **E**lectromagnet) angebracht. Der ringabbildende Cherenkov Detektor RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov) und der PreSHOWER Detektor sind wesentlich für die Leptonenidentifikation, während TOF und TOFino (**T**ime **O**f **F**light) die Flugzeit der Teilchen messen.

## 2.1 Die Vieldrahtdriftkammern (MDC)

Die Vieldrahtdriftkammern des HADES Experimentes dienen hauptsächlich der Spurverfolgung geladener Teilchen und damit der Impulsrekonstruktion. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen, sind hierzu in jedem der sechs gleich großen Sektoren je zwei Driftkammern vor und hinter dem Magneten positioniert. Mit den Driftkammern ist es möglich, mit hoher Präzision und Messgeschwindigkeit mehrere Ortspositionen einer Teilchentrajektorie zu bestimmen, was bei genauer Kenntnis der Relativpositionen der MDCs (siehe Kapitel 3) eine Berechnung des Ablenkwinkels im Magnetfeld ermöglicht. Eine Besonderheit der MDC Ausleseelektronik erlaubt es zudem anhand der gemessenen Signalbreiten den Energieverlust der gemessenen Teilchen zu berechnen, welcher zur Teilchenidentifikation verwendet werden kann. Dies ist insofern bemerkenswert, da die MDCs zur Reduktion von Kleinwinkelstreuung auf geringe Massenbelegung hin konstruiert wurden. Die Kalibrierung und Anwendung der Energieverlustmessung wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

Die Driftkammersektoren decken ausgehend von der Targetnullposition  $60^\circ$  Azimutwinkelbereich und ca.  $15^\circ - 85^\circ$  im Polarwinkelbereich ab, wobei lediglich der Aluminiumrahmen die sensitive Fläche der Detektoren einschränkt. Tabelle 2.1 enthält die geometrischen Beschaffenheiten der vier Driftkammertypen der Ebenen I-IV.

Jede der 24 Vieldrahtdriftkammern ist in sechs Schichten (layer) unterteilt und besitzt insgesamt ca.

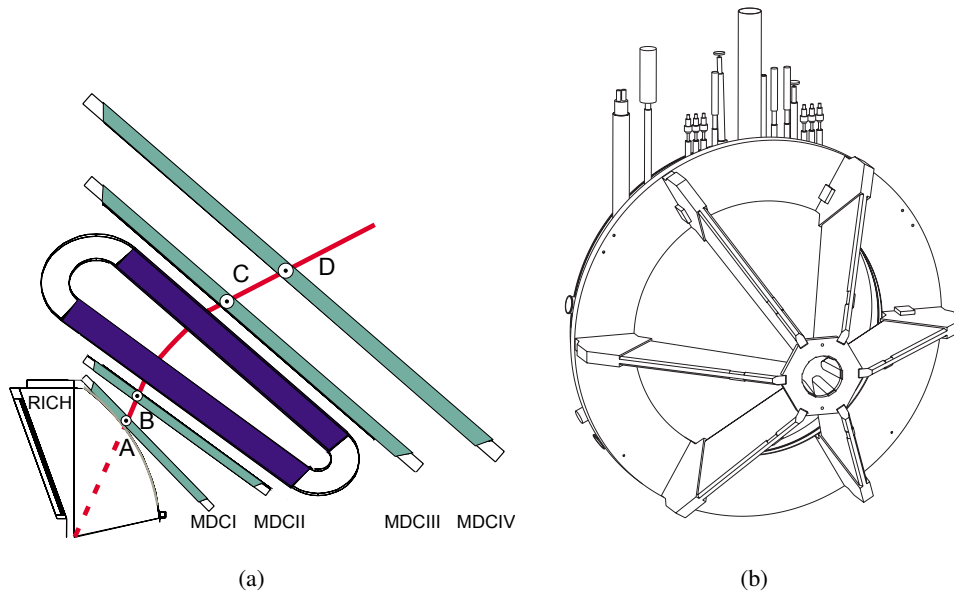
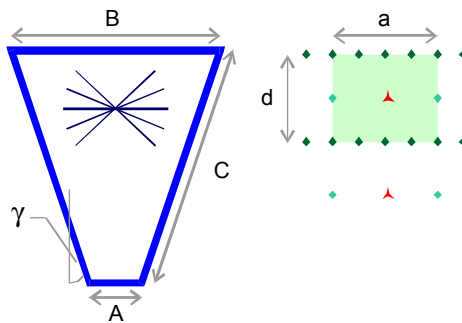


Abbildung 2.2: (a) Die Funktionsweise des Magnetspektrometers zur Impulsbestimmung basiert auf der Messung von Spurpunkten vor (A,B) und hinter dem Magnetfeld (C,D), mit deren Hilfe z.B. der Ablenkwinkel bestimmt werden kann. (b) Der supraleitende Magnet in der Ansicht entgegen der Strahlrichtung. Zwischen den Spulenkästen befinden sich außerhalb des Hauptfeldes die Vieldrahtdriftkammern.

1100 Signaldrähte, welche relativ zu den Potenzial- und Kathodendrähten ein positives Potenzial besitzen. Die Drähte sind auf temperaturfeste Stesalitrahmen aufgeklebt, die wiederum auf Aluminiumrahmen aufgeschraubt sind. Die Ein- und Austrittsfenster bestehen aus aluminisierten Mylarfolien mit einer Dicke von  $12 \mu\text{m}$ . Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau der Signal- und Potenzialdrahtebenen einer HADES Driftkammer. Die Ebenen 1 und 6 haben eine Inklination von  $+40$  bzw.  $-40$  Grad relativ zur x-Achse des lokalen Kammerkoordinatensystems, während die Ebenen 2 und 4 eine Neigung von  $-20$  und  $+20$  Grad besitzen. Die mittleren beiden Ebenen liegen, um eine halbe Driftzelle versetzt, parallel zur x-Achse und damit senkrecht zur Hauptablenkungsrichtung der Teilchen. Die einzelnen Signal/Potenzialdrahtebenen werden von Kathodendrahtebenen, die in einem Winkel von  $90$  Grad relativ zur x-Achse angebracht sind, voneinander getrennt. Jede MDC kann somit als Komposition aus sechs Einzeldetektoren angesehen werden, was zu ca. 24 Messungen pro Teilchenspur in einem Sektor mit vier Driftkammern führt.

Die Driftkammern wurden für die Strahlzeit vom September 2005 mit einem Gasgemisch bestehend aus *Ar-i-Butan* (84:16) für die MDC Ebene I bzw. *He-i-Butan* (60:40) für die Ebenen II-IV betrieben. Das Gas wird beim Durchflug von geladenen Teilchen entlang der Flugbahn ionisiert. Die Ionisation findet dabei nicht kontinuierlich sondern statistisch verteilt statt, wobei im Mittel 80 sogenannte Cluster pro *cm* erzeugt werden. Auf Grund der elektrischen Potenzialunterschiede zwischen Signal- und Potenzial/Kathodendrähten werden die produzierten freien Elektronen zu den Signaldrähten und die positiv geladenen Ionen zu den Potenzial/Kathodendrähten hin beschleunigt. Kurz vor den Signaldrähten werden die elektrischen Feldstärken so groß, dass es verstärkt zu Stoßionisationen zwischen den Elektronen und den Gasatomen kommt. Die folgende Lawinenbildung nahe am Signaldraht übersteigt die Rekombinationsrate zwischen Ionen und Elektronen. Die aufgesammelten Elektronen erzeugen einen kurzen



	A [mm]	B [mm]	C [mm]	$\gamma$ [°]	a [mm]	d [mm]
I	139,21	767,38	839,19	21,98	5	5
II	205,00	905,00	1049,27	19,49	6	5
III	310,43	1804,80	2139,05	20,44	12	8
IV	345,46	2224,05	2689,04	20,44	14	10

Tabelle 2.1: Geometrie und Maße der vier Driftkammertypen und deren Driftzellen. [Str98]. Die rechte obere Abbildung zeigt den schematischen Aufbau einer Driftzelle, mit den Signaldrähten in rot und den Potenzial- und Kathodendrähten in grün.

Puls von ca. 1 ns. Die Ionenrestrümpfe driften zu den Potenzial/Kathodendrähten und beeinflussen in etwa noch einmal den gleichen Signalanteil in den Signaldrähten.

Auf Grund der Photoemission, welche in der gleichen Größenordnung auftritt wie die Ionisation, werden Photonen mit genug Energie erzeugt, um weitere Gasatome zu ionisieren. Wegen der teils großen Reichweite der Photonen kann es dadurch zu Instabilitäten in der Driftkammer führen, was einem Zusammenbruch des Zählers entspricht [Mar05]. Um dies zu verhindern, wird ein Löschgas (Quenchergas) hinzugefügt, welches die Photonen absorbiert und in Vibrations- und Rotationsenergie umwandelt. Hierzu werden meist organische Moleküle wie Isobutan verwendet.

Die Ortsauflösung der inneren MDCs (Ebenen I und II) wurde im November 2001 bestimmt [Mar05] und liegt im Bereich von 60 – 100  $\mu\text{m}$  in Polarrichtung und zwischen 120 – 200  $\mu\text{m}$  in azimuthaler Richtung. Auf Grund von Alterungseffekten der Driftkammern musste mittlerweile die maximale Hochspannung für mehrere Ebenen reduziert werden, was in einer Reduktion der Auflösung und der Effizienz der Driftkammern resultiert. Eine genaue Beschreibung der Eigenschaften der HADES Driftkammern und deren Kalibration und Auflösung findet sich in [Mar05].

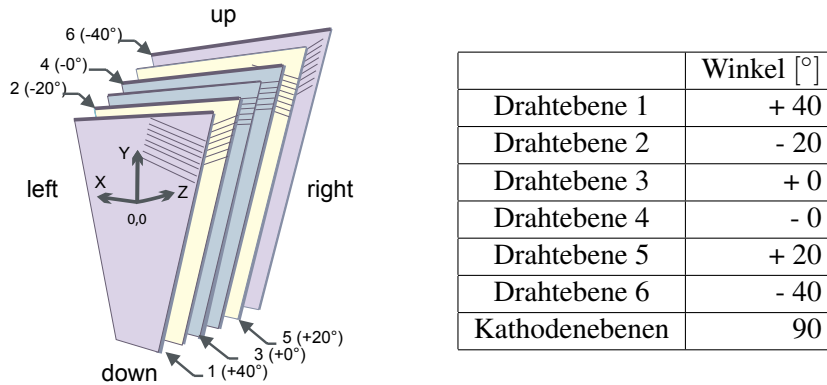


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der Driftkammern. Die abgebildeten sechs Signaldrahtebenen haben unterschiedliche Ausrichtungen relativ zum lokalen Koordinatensystem.

## 2.2 Der Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH)

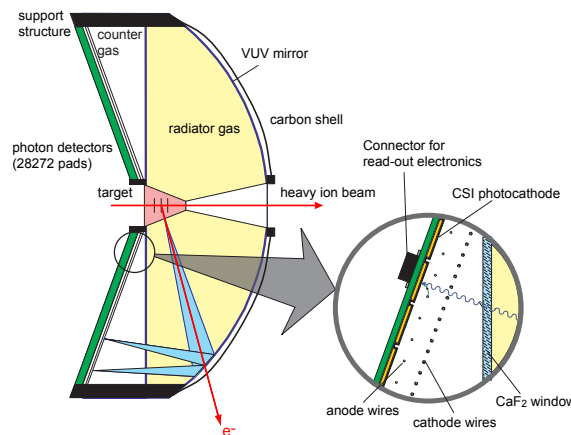


Abbildung 2.4: Der ringabbildende Cherenkov-Detektor (RICH) im Querschnitt. Die Vergrößerung zeigt den Aufbau des Photonendetektors mit den dazugehörigen Vieldrahtproportionalkammern.

Um die seltenen Zerfälle von Vektormesonen in  $e^+/e^-$ -Paaren in den aufgezeichneten Daten anzureichern, ist ein spezieller Trigger Detektor notwendig (2nd-Level Trigger). Hierzu wird im HADES Experiment ein Ring abbildender Cherenkov Detektor verwendet (RICH), welcher wie in Abbildung 2.4 gezeigt, die Targetregion umschließt und damit die volle Akzeptanz des Spektrometers abdeckt. Cherenkovstrahlung tritt auf, wenn sich geladene Teilchen schneller als die Lichtgeschwindigkeit des von ihnen umgebenden Mediums bewegen und damit gilt

$$\beta \geq \frac{1}{n} \Rightarrow \gamma \geq \sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}}. \quad (2.1)$$

Mit dem Brechungsindex  $n = 1.00151$  für das gewählte Radiatorgas  $C_4F_{10}$  ergibt sich der Schwellen-

wert für Cherenkovstrahlung zu  $\gamma_{thr} \approx 18.3$  und ist somit bei SIS-Energien nur für Elektronen/Positronen zu überschreiten. Die entstehenden Photonen werden entlang eines Konus um die Impulsachse des Teilchens ausgesendet und treffen am Ende der Radiatorkammer auf aluminiumbeschichtete Karbonspiegel. Die Spiegel lenken das Licht auf Photonendetektoren, welche durch ein  $5\text{mm}$  dickes  $\text{CaF}_2$ -Fenster vom Radiator abgegrenzt sind. Trifft das Licht auf eines der über 28.000 photoempfindlichen Pads werden durch den Photoeffekt Elektronen herausgelöst und diese über die vorgeschaltete Vieldrahtproportionalkammer beschleunigt und im Signal verstärkt. Die entstehende Spiegelladung wird an den ortssensitiven Pads gemessen und über die direkt angeschlossene Elektronik digitalisiert. Ein Algorithmus findet in Echtzeit die charakteristischen Ringe mit einem konstanten Durchmesser von ca.  $5.5\text{ cm}$  und sendet die Information an die Trigger-Einheit.

## 2.3 Die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino

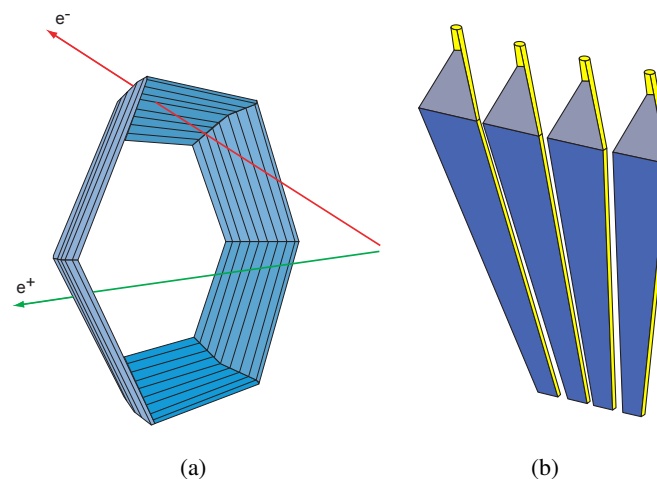


Abbildung 2.5: Der Flugzeitdetektor TOF (a) besteht aus sechs Sektoren mit jeweils  $8 \times 8$  Szintillatorstreifen mit Längen zwischen  $1475\text{ mm}$  und  $2365\text{ mm}$ . (b) Die TOFino Flugzeitwand deckt den Polarwinkelbereich von  $18^\circ - 45^\circ$  ab und setzt sich aus vier fast gleich großen Szintillatorebenen pro Sektor zusammen.

Der META-Detektor (**M**ultiplicity and **E**lectron **T**rigger **A**rray) ist aus den Flugzeitdetektoren TOF und TOFino sowie dem PreSHOWER Detektor aufgebaut. Aufgabe des Arrays ist es neben der Flugzeitmessung (TOF und TOFino) und Elektronen/Positronen Identifikation (PreSHOWER), während des Experimentes die Teilchenmultiplizität für den 1st-Level-Trigger zu messen. Die zwei unterschiedlichen Flugzeitwände des Spektrometers, siehe Abbildung 2.5, decken einen Polarwinkelbereich von  $15^\circ < \Theta < 45^\circ$  (TOFino) und  $44^\circ < \Theta < 88^\circ$  (TOF) ab, wobei es einen kleinen Überlappbereich gibt. Die Plastik-Szintillator Streifen der beiden Detektoren emittieren beim Durchflug geladener Teilchen Licht, welches über Lichtleiter zu Sekundärelektronenvervielfacherröhren (**Photo-Multiplier-Tube** - PMT) gelangt, wo es in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt wird. Es werden sowohl die Signalzeiten wie auch die Signalhöhen ermittelt, was es ermöglicht neben der Flugzeit auch den Energieverlust der Teilchen zu messen. Diese zusätzliche Eigenschaft wird zur Teilchenidentifikation verwendet (siehe Abschnitt 5.5.3).

Der TOF-Detektor besitzt pro Sektor acht Module, die aus je acht Szintillatorstreifen zusammengesetzt sind. Die Granularität des Detektors wurde derart gewählt, dass die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit bei zentralen  $Au + Au$ -Reaktionen unter 20% liegt. Tabelle 2.2 enthält die wesentlichen Angaben zur Geometrie der TOF Szintillatorstreifen. PMTs vom Typ EMI 9133B sind an beiden Enden der Streifen angebracht und erlauben somit entlang des Streifens eine Ortsbestimmung  $x$  der Teilchenspur über die Zeitmessung des rechten und linken Kanals  $t_l$  und  $t_r$  mit

$$t_l(x) = tof + \frac{1}{v_g} \left( \frac{L}{2} + x \right) \quad (2.2)$$

und

$$t_r(x) = tof + \frac{1}{v_g} \left( \frac{L}{2} - x \right). \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $L$  die Länge des jeweiligen Streifens, die zwischen 1475 mm und 2365 mm liegt,  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit des Lichts im Szintillator und  $tof$  die Flugzeit des Teilchens zwischen Startdetektor und TOF. Durch Umformung der beiden Gleichungen erhält man die Flugzeit  $tof$  und die Ortskoordinate  $x$  zu

$$x = \frac{t_l(x) - t_r(x)}{2} v_g \quad (2.4)$$

und

$$tof = \frac{t_l(x) + t_r(x)}{2} - \frac{L}{2v_g}. \quad (2.5)$$

Die Ortsauflösung des TOF-Detektors beträgt in x-Richtung ca. 2.5 cm. In polarer Richtung ist die Auflösung durch die Querschnitte der Szintillatorstreifen limitiert, die im unteren  $\Theta$ -Bereich  $2 \times 2$  cm und im oberen Bereich  $3 \times 3$  cm betragen. Durch die relativ kleinen Szintillatorstreifen und die doppelte Auslese wird eine Flugzeitauflösung von ca. 150 ps erreicht.

Die 4 Szintillatoren pro Sektor des TOFino Detektors werden nur durch je einen PMT ausgelesen. In Kombination mit dem direkt dahinter liegenden PreSHOWER-Detektor ist es jedoch möglich einen Durchstoßpunkt der Teilchentrajektorie zu berechnen und damit die Flugzeit zu korrigieren. Die Flugzeitauflösung beträgt auf Grund der geringen Granularität und der einseitigen Auslese etwa 400 ps. Wie in Kapitel 4 gezeigt wird, liegt die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit für einen TOFino-Streifen bei  $Ar + KCl$ -Reaktionen (1.756 AGeV) bei ca. 65%. Aus diesem Grund wurde beschlossen den TOFino Detektor durch RPCs (**R**esistive **P**late **C**hamber) zu ersetzen. Die ersten Tests dieser Detektoren sind bereits abgeschlossen und deren Inbetriebnahme ist für das Jahr 2008 vorgesehen [Día03].

Modul	1	2	3	4	5	6	7	8
Winkel [°]	80.5-85	74.5-80.5	67.5-74.5	61.5-67.5	57-61.5	52.5-57	48-53	43-48
Länge [mm]	2365	2265	2135	1970	1940	1795	1625	1475
Breite [mm]	30	30	30	30	20	20	20	20

Tabelle 2.2: Geometrie der einzelnen TOF Szintillatorstreifen.

## 2.4 Der PreSHOWER Detektor

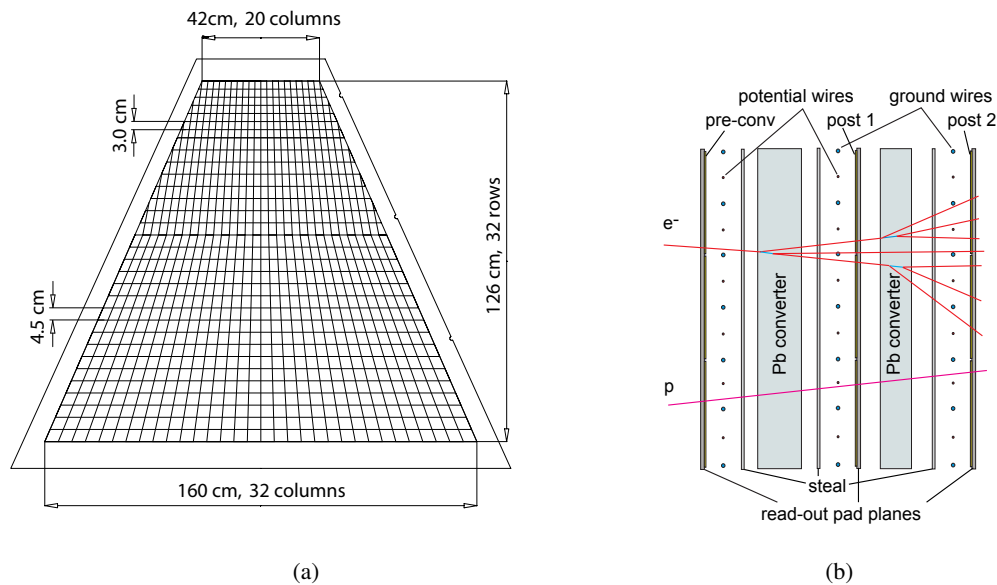


Abbildung 2.6: (a) Abmessungen des PreSHOWER Detektors und dessen Padebene. Die Padgröße steigt mit zunehmendem Polarwinkel an. (b) Schematischer Schnitt durch den PreSHOWER Detektor. Schnelle Leptonen erzeugen einen elektromagnetischen Schauer in den Bleikonvertern.

Der PreSHOWER Detektor dient in erster Linie der Identifizierung der Elektronen/Positronen und damit der Unterdrückung von Protonen und Pionen im Bereich hoher Teilchenspurdichten von  $15^\circ < \Theta_{lab} < 45^\circ$  [Sho00], [Bal04]. Dabei wird ausgenutzt, dass die schnellen Leptonen im Gegensatz zu den Hadronen einen elektromagnetischen Schauer durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung in den beiden Bleikonvertern erzeugen. Die Bleikonverter haben eine Dicke von 1.12 cm (Konverter 1) bzw. 0.84 cm (Konverter 2), was einer Strahlungslänge von  $2X_0$  und  $1.5X_0$  entspricht. Insgesamt drei Vieldrahtdriftkammern sind vor, zwischen und hinter den Konvertern angebracht. Sie bestehen aus jeweils einer Drahtebene mit abwechselnden Kathoden (0 V)- und Anodendrähten (+ 2.7 kV), welche einen Abstand von 4 mm zueinander haben. Der entsprechende Aufbau ist in Abbildung 2.6 veranschaulicht. Als Zählgas wird ein Gemisch von Argon/i-Butan/Heptan von (33/65/2) verwendet. Die Vieldrahtkammern werden von einer Ausleseebene aus Fiberglas (0.4 cm) mit in Epoxidharz eingebetteten Kupfer Pads ( $100\mu\text{m}$ ) und einer Edelstahl Kathodenebene abgeschlossen. Die Pads sind in einer Matrixstruktur angebracht, welche insgesamt 32 Reihen in polarer Richtung und zwischen 20 und 32 Reihen in azimuthaler Richtung aufweist (siehe Abb. 2.6). Die Größe der Pads variiert zwischen 3.0 cm und 4.5 cm und ist optimiert auf eine Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von kleiner als 5% im Stoßsystem Au+Au.

Wenn die gesammelte Ladung auf einem Pad den eingestellten Schwellenwert übertrifft, wird das Signal als potentieller Treffer behandelt. In einem  $3 \times 3$  Pads abmessenden Feld um diesen Treffer wird die Ladung integriert. Eine elektromagnetische Kaskade wird identifiziert, indem die Ladungssummen der drei Ausleseebenen für eine Teilchenspur zueinander ins Verhältnis gesetzt werden und ein signifikanter Anstieg zu beobachten ist.

## 2.5 Der Magnet ILSE

Zur Impulsbestimmung geladener Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten werden Magnete mit hoher Feldstärke benötigt. Diese sorgen für eine Ablenkung der Teilchentrajektorie, welche durch Spurverfolgungsdetektoren bestimmt werden. Im Falle des HADES Experimentes sind dies die Vieldrahtdriftkammern (MDC), welche sich zwischen den Spulenkästen des supraleitenden toroidalen Magneten ILSE (Iron Less Superconducting Electromagnet) befinden. Die Anordnung von MDCs und Magneten wird in den Abbildungen 2.1 und 2.2 verdeutlicht.

Die Designvorgaben des Magneten sahen vor, dass im Bereich der Driftkammern, des RICH und der TOF/TOFino Detektoren möglichst wenig Feldstärke vorhanden sein soll, da ansonsten die Messungen der Driftgeschwindigkeiten sowie der Flugzeiten beeinflusst werden. Darüber hinaus wurde ein kompaktes Design mit möglichst wenig Querschnitt innerhalb der geometrischen Detektorakzeptanz verlangt. Die Magnetfeldstärke wurde so gewählt, dass die dadurch resultierende mittlere Teilchenbahnkrümmung in Verbindung mit der Ortsauflösung der MDCs zu einer Massenauflösung von ca.  $\sigma \approx 1\%$  im Bereich der Vektormesonen führt. Diese Vorgaben konnten mit dem gewählten Design, bestehend aus sechs identischen supraleitenden *NbTi*-Spulen, erfüllt werden. Die Spulen werden mit flüssigem Helium bei  $4.6K$  gekühlt um die kritische Sprungtemperatur von *NbTi* bei ca.  $10K$  zu unterschreiten. Bei der maximalen Stromstärke von  $3460A$  entwickelt sich ein Magnetfeld von  $3.7T$  innerhalb der Spulenkästen, welches auf  $0.8T$  in der Mitte zwischen den Sektoren abfällt. Die dreidimensionale Magnetfeldkarte für die Datenanalyse wurde mit dem Programm Tosca berechnet und in [Bre99] mit Messungen der Feldstärke an mehreren Punkten überprüft. Die Abweichungen liegen innerhalb des akzeptablen Bereichs der geforderten Präzision.

## 2.6 Der START- und VETO-Zähler

Zur Bestimmung des Reaktionszeitnullpunktes werden bei Experimenten mit Schwerionenstrahl zwei Diamant Streifendetektoren verwendet. Die quadratischen Detektoren (siehe Abbildung 2.7) haben eine Abmessung von  $10 \times 10mm$  und sind symmetrisch zum Target ca.  $45 cm$  strahlaufwärts bzw. strahlabwärts angeordnet [Pie05]. Die acht aus polykristallinem Kohlenstoffsubstrat bestehenden Streifen jedes Detektors haben zur Verminderung von Kleinwinkelstreuung eine Dicke von nur  $50 - 60\mu m$  (START) bzw.  $110 - 120\mu m$  (VETO). Beim Durchgang eines geladenen Teilchens wird im START Detektor ein Signal mit einer Zeitauflösung von ca.  $96 ps$  generiert. Dieses Signal dient als Referenz für die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino sowie zur Berechnung der Driftzeit in den MDCs.



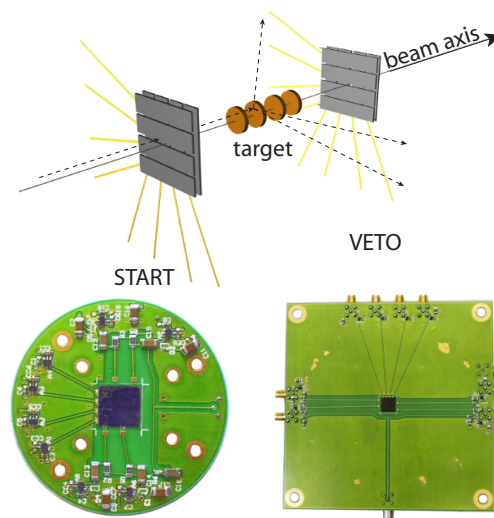


Abbildung 2.7: Die Diamant START bzw. VETO Detektoren (unten) sind in zwei mal vier rechtwinklig zueinander angeordneten Streifen unterteilt und messen den Durchgang von geladenen Teilchen. Reaktionen im Target (obere Abbildung) werden durch die antikoinzidente Messung zwischen den beiden Detektoren festgestellt. (nicht maßstabsgerecht)

Ereignisse ohne Interaktion der Strahlteilchen mit dem Target werden in Antikoinzidenz vom VETO Detektor gemessen und mit einer Effizienz pro Detektor von annähernd 98.5 % von der Datenaufnahme ausgeschlossen. Dies reduziert die Totzeit des Datenaufnahmesystems und erlaubt es, Reaktionsraten im Target von bis zu  $10^7/s$  zu messen. Das Anordnungsschema der Detektoren und das VETO Prinzip sind in Abbildung 2.7 verdeutlicht.

## 2.7 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem

Zur Anreicherung der gemessenen Daten mit Ereignissen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit Leptonen aus den seltenen Zerfällen von Vektormesonen enthalten, wird ein mehrstufiges Triggersystem verwendet. Die Trigger reduzieren dabei die Menge der aufzunehmenden Daten um bis zu einem Faktor 1000 und vermindern die Totzeit des Datenaufnahmesystems. Bei Schwerionenreaktionen werden bevorzugt zentrale Kollisionen erwünscht, welche sich durch eine höhere Multiplizität in den META Detektoren auszeichnen. Diese setzt sich aus der Summe der TOFino und TOF Signale zusammen und ist das Kriterium für den Level 1 Trigger. Dabei ist zu berücksichtigen, dass es sich um eine Multiplizität von Auslesesignalen handelt und diese zudem noch keine Zuordnung zu einer Teilchenspur besitzen. Die benötigte Zeit für die Level 1 Trigger Entscheidung liegt bei unter  $100\text{ ns}$  und ist damit um ca. einen Faktor 10 kleiner als die typische Zeit zwischen zwei Reaktionen.

In der zweiten Stufe der Triggerentscheidung (Level 2 Trigger) werden mit schnellen Algorithmen Leptonenkandidaten identifiziert. Die Kandidatensuche findet auf Basis der Level 1 Entscheidung und in Echtzeit während der Datenauslese statt. Zunächst werden für  $e^+/e^-$  charakteristische Signale im RICH, PreSHOWER und TOF/TOFino Detektor gesucht. Hierzu werden elektronische Bildverarbei-

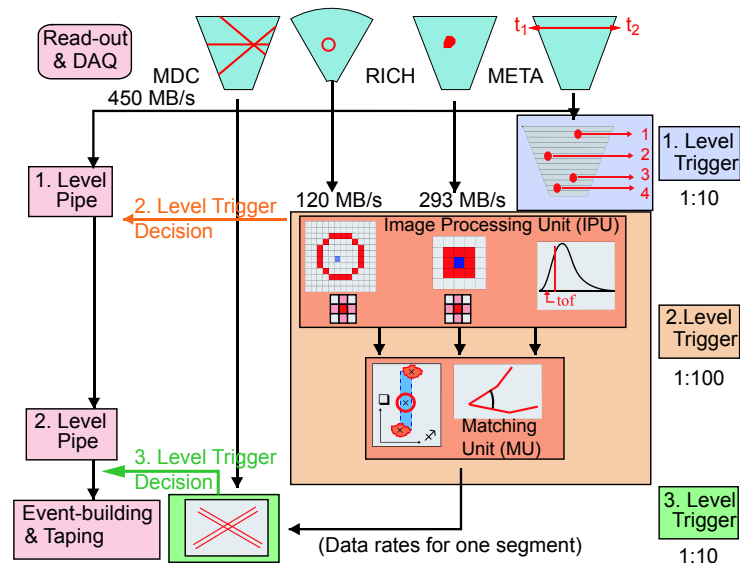


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des dreistufigen Trigger- und Datenaufnahmesystems. Die erste Stufe (Level 1) triggert auf die Multiplizität in den META Detektoren, in der zweiten Stufe (Level 2) werden Leptonenkandidaten gesucht. Die dritte Stufe (Level 3) existiert bisher nur als Softwareemulation.

tungseinheiten (Image Processing Units - IPU) zur Mustererkennung verwendet. In der *Matching Unit* (MU) werden in einem zweiten Schritt RICH Ringe, Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit ( $t_{TOF} \approx 7ns$ ) und Signale im PreSHOWER Detektor über die Orts- und Winkelinformationen der Detektoren miteinander korreliert. Die Level 2 Trigger Entscheidung benötigt ca.  $10\mu s$  und trifft auf ca. 1% der Level 1 getriggerten Ereignisse zu. Um die Level 2 Triggereffizienz zu bestimmen und zur Normierung der Daten werden Level 1 getriggerte Reaktionen auch unabhängig von der Level 2 Entscheidung zusätzlich, mit einer reduzierten Rate, aufgenommen.

Die dritte Triggerstufe (Level 3) basiert auf der geometrischen Korrelation von Drahtmustern in den Driftkammern mit den Trefferpunkten des RICH und PreSHOWER bzw. TOF Detektors. Der Level 3 Trigger befindet sich zurzeit noch in der Entwicklung, kann jedoch bereits durch Software emuliert werden, was zu einer weiteren Reduktion der akzeptierten Level 2 Ereignisse um den Faktor 10 führt.

Die schematische Darstellung des Triggerkonzeptes ist in Abbildung 2.8 aufgezeigt. Typische Werte zu Triggerraten und den daraus resultierenden aufgenommenen Datenmengen für die Strahlzeit vom September 2005 ( $Ar + KCl$  bei  $1.756 AGeV$ ) finden sich in Tabelle 2.3.

Level 1 Rate (Spill max.)	$\approx 4.2$ kHz
Level 2 Rate (Spill max.)	$\approx 1.3$ kHz
Eventbuilder Rate (Spill max.)	$\approx 12$ MB/s
Datenrate auf Band	$\approx 6.7$ MB/s
Reaktionsrate auf Band	$\approx 650$ Hz

Tabelle 2.3: Typische Trigger- und Datenraten während der Strahlzeit vom September 2005 (Ar+KCl bei 1.756 AGeV). Die hier aufgeführten Triggerwerte beziehen sich auf das Spillmaximum. Die auf Band geschriebenen Daten sind über einen Zeitraum von ca. 5 Minuten gemittelt.

## 2.8 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung

Die Vieldrahtdriftkammern (MDCs) decken als Spurverfolgungsdetektoren nur einen kleinen Teil der Teilchentrajektorie ab. Eine kontinuierliche Verfolgung der Teilchenspur ist daher im Gegensatz zu *time projection chambers* (TPCs) nicht möglich. Im Wesentlichen kann aus den Messungen jeder Driftkammer ein Spurpunkt mit hoher Auflösung rekonstruiert werden. In der Anwendung werden die beiden inneren bzw. die beiden äußeren MDCs als Gruppe zusammengefasst. Für jede Teilchenspur wird dementsprechend ein so genanntes Spursegment, bestehend aus Position und Richtung vor und nach dem Magnetfeld, bestimmt. Die Prozedur der Spursegmentanpassung unterteilt sich in den so genannten *cluster finder* und den *segment fitter*.

Da keine Detektoren innerhalb des Magnetfeldes positioniert sind, muss der Impuls aus den Informationen der inneren und äußeren Spursegmente berechnet werden. Hierzu existieren für mehrere spezielle Anwendungen drei Impulsrekonstruktionsverfahren, welche auf Grundlage der gemessenen Spursegmente und der bekannten magnetischen Feldstärke (Magnetfeldkarte) die Impulse mit einer theoretischen Auflösung von ca. 1% berechnen können. Im Folgenden wird ein Überblick zu den existierenden Verfahren zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung gegeben.

### 2.8.1 Bestimmung der Spursegmente

Die Aufgabe der Spursegmentanpassung ist es, aus den Informationen der ausgelösten Signaldrähte und den dazugehörigen Driftzeiten  $t_i$  eine Richtungsangabe der Teilchenspur und deren Durchstoßpunkt durch die Mittelebene der MDC zu bestimmen. Falsche Zuordnungen von Signaldrähten aus verschiedenen Teilchenspuren oder aus Rauschmessungen müssen dabei vermieden werden. Um die daraus entstehenden Ambiguitäten zu vermindern und eine möglichst gute Ortsauflösung zu erreichen, wurden Driftkammern des HADES-Spektrometers für den Betrieb im sogenannten *combined-modus* ausgelegt. Hierbei werden für die Spursegmentanpassung jeweils zwei Driftkammern (MDC I und MDC II bzw. MDC III und MDC IV) zu einer Gruppe zusammengefasst. In einem ersten Schritt (*cluster-finder*) werden die ausgelösten Signaldrähte auf eine gemeinsame Ebene zwischen den beiden Driftkammern projiziert. Der Projektionsursprung ist dabei die Targetregion, welche in einem Optimierungsverfahren abgetastet wird. Für die äußeren Driftkammern dient der Durchstoßpunkt des inneren Segments auf der *kick-surface* als Projektionsursprung. Abbildung 2.9 verdeutlicht das Verfahren.

Jeder Draht erhöht entlang seiner Projektion ein zweidimensionales Histogramm, das die Geometrie der Projektionsebene abbildet, um den Wert 1 (siehe Abb. 2.10). Das Maximum der Verteilung aus der Überlagerung der Drähte bestimmt einen Punkt auf der Projektionsebene und somit in Kombination mit dem Projektionsursprung eine Richtung. Beide Informationen werden verwendet, um Durchstoßpunkte

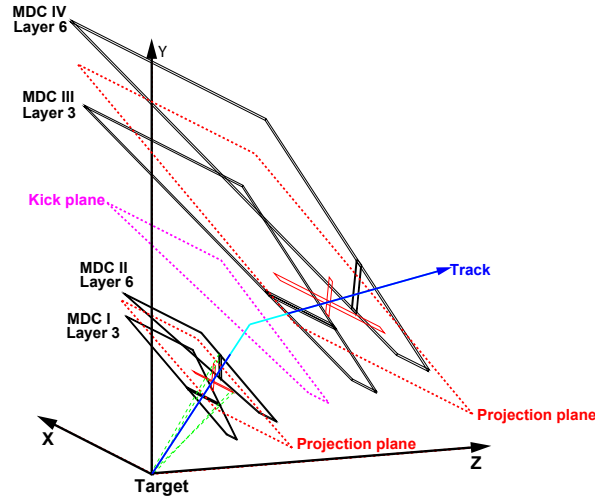


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Projektionsverfahrens zur Clustererkennung in den Vieldrahtdriftkammern. Die rot markierten Ebenen zwischen den Driftkammern I und II bzw. III und IV dienen als gemeinsame Projektionsfläche. Als Projektionsursprung dient die Targetregion, sowie der Schnittpunkt des inneren Segmentes mit der *kick plane*.

in den beiden Driftkammern zu berechnen (*cluster-Punkte*). Die Auflösung des *cluster-finders* liegt im Bereich von ca.  $2\text{ mm}$  und bietet damit einen guten Startwert für das folgende Anpassungsverfahren.

Um die benötigte Ortsauflösung von etwa  $100\mu\text{m}$  pro Spurpunkt zu erreichen, werden zusätzlich zu den Drahtpositionen die Driftzeitinformationen der MDCs hinzugezogen. Diese werden in einem Minimierungsverfahren zur Anpassung von Geraden verwendet, welche die Spursegmente zwischen den inneren bzw. äußeren MDCs beschreiben [Ier02] [Ier03]. Jede gemessene Driftzeit  $t_1^i$  entspricht geometrisch einem Zylinder mit Radius  $r_1(t_1)$  um die ausgelösten Signaldrähte, wobei nicht bekannt ist ob die Teilchenspur den Signaldraht rechts bzw. links passiert hat. Für die zur Berechnung von  $r_1^i(t_1^i)$  notwendige Orts-Zeit Korrelation sind offset-Korrekturen der Driftzeiten und komplexe Simulationen der Driftzellen nötig [Mar05]. Das zu rekonstruierende Spursegment liegt im Idealfall auf der Oberfläche aller Zylinder, was in der Regel einer eindeutigen Lösung entspricht. Für jede Richtungs- und Positionseinstellung der Spursegmente wird im Minimierungsverfahren aus der Orts-Zeit Korrelation die dazu gehörigen Driftzeiten  $t_1^{i,calc}$  berechnet und diese mit den gemessenen Driftzeiten  $t_1^i$  verglichen. Die daraus resultierende  $\chi^2$ -Funktion lautet:

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{wire}} \frac{|t_1^i + t_{off}^i - t_1^{i,calc}|^2}{\sigma^2} \omega_i. \quad (2.6)$$

Um Rausmessungen und überlagerte Messungen anderer Teilchenspuren zu unterdrücken werden im Minimierungsverfahren zusätzlich sogenannte *tukey-weights* verwendet. Hierbei werden Driftzeitmessungen  $t_i$ , die weit außerhalb der normalen Verteilungen liegen, mit einem Wichtungsfaktor  $\omega_i < 1$  multipliziert und somit ihre Bedeutung in der  $\chi^2$ -Funktion reduziert. Eine detailliertere Be-

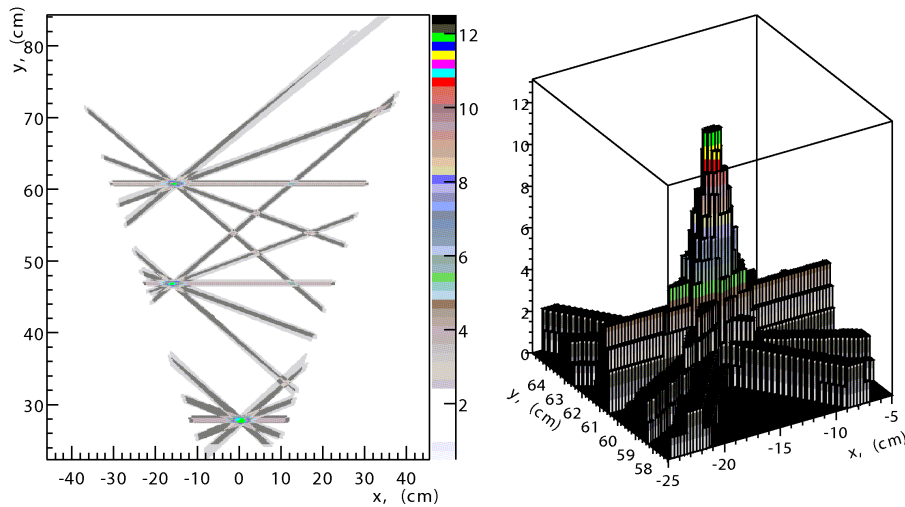


Abbildung 2.10: Die Durchstoßpunkte der Teilchenspuren sind in der Überlagerung der gefeuerten Drähte in der Projektionsebene zwischen den inneren Driftkammern klar zu erkennen (links). Die rechte Abbildung zeigt für einen dieser sogenannten *cluster* ein Summenhistogramm, dessen absolute Höhe für die Identifikation derselben verwendet wird. [AP01].

schreibung des Verfahrens findet sich in [Rus06]. Das Verfahren kann auch im Einzelkammermodus (*single-chamber fit*) angewendet werden. Dies ist besonders wichtig für die spätere Positionsbestimmung der Driftkammern (siehe Kapitel 3).

### 2.8.2 Kick surface Impulsbestimmung

Die Impulsbestimmung des HADES Magnetspektrometers basiert auf der Messung der Ablenkung von geladenen Teilchen im Magnetfeld. An jedem Punkt im Magnetfeld mit Flussdichte  $\vec{B}$  wirkt die Lorentzkraft  $\vec{F}$  senkrecht zur Impuls-  $\vec{p}$  bzw. Geschwindigkeitsrichtung  $\vec{v}$  der Teilchen mit Ladung  $q$ . Entlang der Trajektorie mit Weg  $s$  ergibt sich dementsprechend eine totale Impulsablenkung  $\vec{p}_{kick}$  von:

$$\Delta\vec{p}_{kick} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s}. \quad (2.7)$$

Hierbei sind  $\vec{p}_{in}$  und  $\vec{p}_{out}$  die Impulsvektoren der eingehenden bzw. ausgehenden Teilchen aus dem Magnetfeld. Da Gleichung 2.7 keine explizite Abhängigkeit vom Impuls enthält, ist  $\Delta\vec{p}_{kick}$  im Wesentlichen impulsunabhängig. Der Ablenkwinkel  $\Delta\Theta$  zwischen den Vektoren  $\vec{p}_{in}$  und  $\vec{p}_{out}$  ergibt sich zu

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}_{kick}|}{2|\vec{p}|}, \quad (2.8)$$

wobei gilt:  $|\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}| = |\vec{p}|$ . Abbildung 2.11 verdeutlicht die Situation.

Da die Ablenkung der Teilchenspuren im toroidalen Magnetfeld des HADES Spektrometers hauptsächlich in Polarwinkelrichtung erfolgt, haben die Spursegmente von  $\vec{p}_{in}$  und  $\vec{p}_{out}$  nur einen geringen

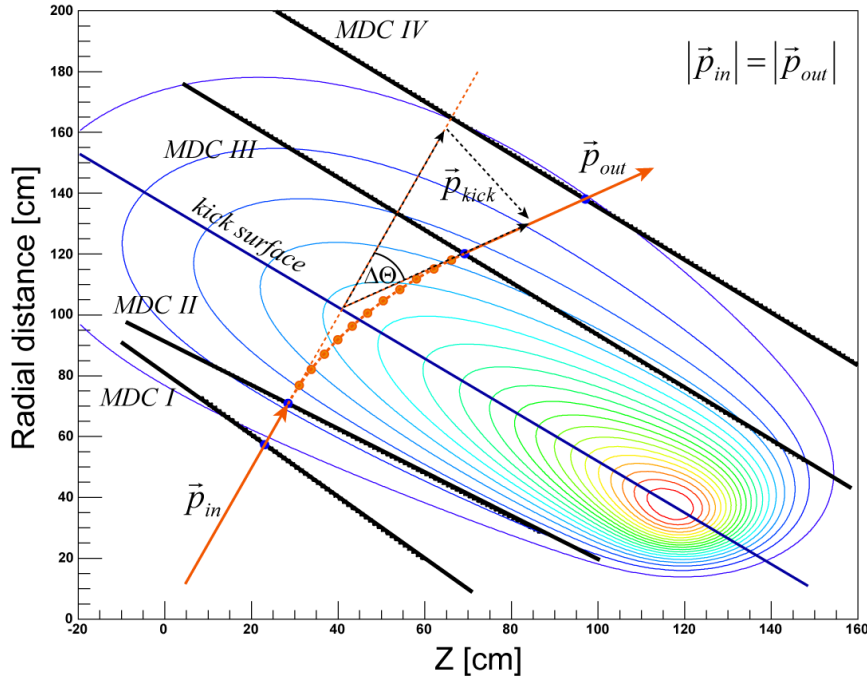


Abbildung 2.11: Ablenkung eines geladenen Teilchens mit eingehendem Impuls  $\vec{p}_{in}$  im Magnetfeld (Konturlinien). Anhand des Ablenkwinkels  $\Delta\Theta$  und der *kick surface* Position lässt sich der Teilchenimpuls berechnen. Um eine höhere Impulsauflösung zu erreichen werden die Bewegungsgleichungen an mehreren Stützpunkten (orangene Punkte) entlang einer angenommenen Teilchentrajektorie gelöst (*spline*-Methode) bzw. die Trajektorie wird iterativ durch Lösung der Bewegungsgleichungen mit festen Schrittlängen im Magnetfeld rekonstruiert (*Runge-Kutta*-Methode).

Abstand zueinander. Die daraus berechneten nächsten Annäherungspunkte beschreiben eine Oberfläche in der Mitte des Magnetfeldes, welche als *kick surface* bezeichnet wird. Aus der Position der Teilchenspur auf der *kick surface* und der META Ortsinformation lässt sich der Ablenkwinkel  $\Delta\Theta$  berechnen. Der Impulsübertrag  $\Delta\vec{p}_{kick}$  wird über eine durch Simulation erstellte Tabelle in Abhängigkeit des Polar- und Azimutwinkels  $\Theta$  und  $\phi$  bestimmt. Durch Gleichung 2.8 kann der Teilchenimpuls berechnet werden. Die Impulsauflösung der *kick surface*- bzw. *kick plane*-Methode ist stark impulsabhängig und reicht von 3% bis 20% bei hohen Impulsen [Sud07]. Die Methode wird hauptsächlich in Sektoren mit nicht vorhandenen äußeren Driftkammern verwendet. Darüber hinaus spielt die *kick surface* eine wesentliche Rolle bei der Bestimmung der Spursegmente, wie sie in Abschnitt 2.8.1 beschrieben ist.

### 2.8.3 Spline Impulsbestimmung

Bei dem Vorhandensein von mindestens drei Driftkammern in einem Sektor kann die Impulsbestimmung über die hochauflösende *spline*-Methode durchgeführt werden [Rus06] [Rus03]. Die Methode basiert auf der Lösung der Bewegungsgleichungen auf einer zuvor bestimmten Teilchentrajektorie. Diese wird durch Anpassung eines quintischen Splines zwischen den geraden Segmenten der inneren- bzw. äußeren MDCs approximiert. Als Randbedingungen müssen die Anpassungen sowohl an die Positionen der Spurpunkte als auch an deren ersten und zweiten Ableitungen (Richtungen) erfüllt sein. Im Gegen-

satz zur *kick surface*-Methode ist die Annahme nur einer Ablenkung in Polarwinkelrichtung nicht mehr nötig, was die Präzision der Methode verbessert.

Aus den Bewegungsgleichungen die aus der Lorentzkraft für jede Koordinatenkomponente folgen, lassen sich durch Transformation der Zeitableitungen in Ortsableitungen nach der  $z$ -Komponente folgende Gleichungen erstellen:

$$p \frac{d^2 y}{dz^2} = k(z) \left( B_x \left( 1 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right) - B_y \frac{dx}{dz} \frac{dy}{dz} - B_z \frac{dx}{dz} \right) \quad (2.9)$$

$$p \frac{d^2 x}{dz^2} = k(z) \left( -B_y \left( 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 \right) + B_x \frac{dy}{dz} \frac{dx}{dz} + B_z \frac{dy}{dz} \right) \quad (2.10)$$

mit

$$k(z) = \sqrt{1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2}. \quad (2.11)$$

Zur Lösung der Bewegungsgleichungen werden zunächst in äquidistanten Abständen entlang der Splinekurve Punkte definiert. An deren Positionen können die Richtungsableitungen und die Komponenten des Magnetfeldes ( $B_x, B_y, B_z$ ) berechnet werden, die eine Evaluation der Gleichungen 2.9 und 2.10 an den Punkten erlaubt. Die entsprechende numerische Doppelintegration über die Splinekurve liefert ein Gleichungssystem für die Komponenten  $x$  und  $y$  der Teilchentrajektorie in Abhängigkeit des Impulses  $p$  und den Integrationskonstanten. Durch Minimierung der Abstände zwischen den berechneten Komponenten  $(x, y)_{calc}$  und denen der Splinekurve  $(x, y)_{spline}$  erhält man den Impuls  $p$  entlang der angenommenen Trajektorie. Um größere Abweichungen der Splinekurve von der wahren Teilchenspur nahe der Magnetspulen zu kompensieren, werden zusätzliche Korrekturen verwendet, welche durch Simulationen berechnet wurden.

Die Impulsauflösung der Methode wurde anhand von GEANT-Simulationen auf 1.2 – 1.5% für Teilchen im Impulsbereich von 200 – 1400 MeV/c bestimmt [Rus06]. Als schnelles und hochauflösendes Verfahren dient der Impuls aus der Spline Methode als präziser Startwert für die folgende Runge-Kutta Methode.

#### 2.8.4 Runge-Kutta Impulsbestimmung

Die Annahme des Spline Verfahrens von geraden Spursegmenten zwischen den inneren bzw. äußeren Driftkammern ist nur näherungsweise korrekt. Abbildung 2.11 zeigt, dass sich das Magnetfeld, wenn auch nur schwach, auch über diesen Bereich hinaus ausdehnt. Besonders bei Teilchen mit geringem Impuls kann dies zu einer starken Abweichung von einer geraden Spur führen. Darüber hinaus bietet das Spline Verfahren kein realistisches Spurmodell, das z.B. Effekte wie sich überschlagende Spuren, große Ablenkungen in azimuthaler Richtung nahe den Spulen oder den Energieverlust der Teilchen beschreiben kann. Zur präzisen Beschreibung der Teilchenspuren und der daraus folgenden Impulsbestimmung wird daher das Runge-Kutta Verfahren verwendet.

Die Bewegungsgleichungen, welche aus der Lorentzkraft folgen, werden numerisch gelöst. Die dafür benötigten Startwerte stammen aus der Richtungs- und Ortsinformation des inneren Spursegments und

dem Impuls und der Polarität aus dem Spline Verfahren. Aus der Lösung der Gleichungen am Startpunkt kann man den nächsten Spurpunkt des Teilchens durch Extrapolation bestimmen. Eine adaptive Schrittweite gewährleistet dabei das beste Verhältnis aus Rechenzeit und Präzision. Die Schrittweite liegt anfänglich bei  $50\text{ mm}$  und kann zwischen  $10$  und  $200\text{ mm}$  variiert werden [Kön06]. Rekursiv wird auf diese Weise die Teilchenspur rekonstruiert. Aus dem Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Spurpunkten lässt sich ein Qualitätskriterium ableiten, anhand dessen eine Optimierungsprozedur den besten Impuls ermittelt. Als zusätzliche Parameter werden die gemessenen Spurpunkte innerhalb der Fehlergrenzen variiert, was die *straight line* Approximation der Spursegmentanpassung teilweise korrigieren kann. Nach maximal 11 Iterationen wird die Prozedur beendet und ein  $\chi^2$ -Wert gibt die Qualität der Trajektorie an.

Das Verfahren erlaubt es, die komplette Teilchenspur vom Target bis zum META Detektor zu berechnen. Dies verbessert eindeutig die Auflösung der Vertexbestimmung, welche wesentlich ist bei der Rekonstruktion von Zerfällen außerhalb der Targetregion.

---



## Kapitel 3

# Positionsbestimmung der HADES Detektoren

Die genaue Kenntnis der Detektorpositionen relativ zueinander und zum Magnetfeld ist eine notwendige Voraussetzung für jede Datenanalyse eines Großexperiments in der Kern- und Elementarteilchenphysik. Die dort verwendeten Algorithmen benutzen die zuvor bestimmten Detektorpositionen zur Teilchen-spurrekonstruktion und zur Impulsbestimmung. Fehler in der Positionsbestimmung führen damit zu systematischen Verschiebungen der Impulsspektren und verschlechtern die mögliche Massenauflösung. Um die geforderte Massenauflösung von besser als 1% im Bereich der  $\rho^0$ -Masse zu gewährleisten [col94], [Sch95] müssen die Vieldrahtdriftkammern des HADES Experiments genauer als  $100\mu m$  zueinander ausgerichtet sein. Zur Positionsbestimmung von Detektoren kommen in der Regel verschiedene Verfahren zur Anwendung, die sich gegenseitig ergänzen oder aufeinander aufbauen. Eine direkte Vermessung von Detektoren mit der erforderlichen Präzision ist aus mehreren Gründen problematisch:

- Die Detektoren sind in ihrer Meßposition meist unzugänglich für eine mechanische oder optische Vermessung.
- Die META-Detektoren und der RICH können auf Grund fehlender Referenzpunkte nur erschwert von außen vermessen werden.
- Die Vermessung kann nur an der Oberfläche der Detektoren stattfinden, die in der Analyse verwendeten Positionen beziehen sich jedoch auf Bereiche im Inneren.
- Eine optische und/oder mechanische Vermessung ist in der Regel sehr zeitaufwändig und kostenintensiv, da wenig automatisiert werden kann. Zudem ist der Zeitaufwand der nachfolgenden Datenauswertung ebenfalls vergleichbar hoch.
- Die Vermessung findet in der Regel vor oder nach der eigentlichen Meßperiode des Experiments statt. Ein Hoch- bzw. Herunterfahren von Magneten und Detektoren (Erwärmung) zu Beginn und am Ende der Messperiode kann zu Verschiebungen der Detektorpositionen führen, was schliesslich zu systematischen Abweichungen der Positionsmessung führt.

Einige dieser Punkte sind zu lösen, indem z.B. die Meßinstrumente direkt in die Detektoranordnung installiert und automatisiert ausgelesen werden. Dadurch ist eine Vermessung auch während des eigentlichen Experiments möglich. Zur Bestimmung der relativen Abstandsveränderungen zwischen den

Driftkammerebenen II und III während des Experiments wurde deshalb bei HADES ein sogenanntes RASNIK-System eingebaut [Pol02]. Dieses optoelektronische Kamerasystem ist dazu ausgelegt, relative Positions- und Rotationsveränderungen mit einer Präzision von  $10\mu\text{m}$  und  $0.01^\circ$  zu messen. Das System kann auf Grund der Relativmessung jedoch nur zur Korrektur einer absoluten Positionsbestimmung verwendet werden.

Es hat sich als geeignet herausgestellt, die Messdaten der Detektoren zu deren Positionsbestimmung zu verwenden [Blo02]. Üblicherweise werden speziell Daten aus Teilchenkollisionen ohne Magnetfeld gemessen. Das daraus resultierende einfache Spurmodell einer Geraden im Raum wird nur noch von der Trefferauflösung der Detektoren und der Kleinwinkelstreuung beeinflusst. In Abschnitt 3.2.2 und folgende wird detailliert die Positionsbestimmung der HADES Detektoren mit geraden Teilchenspuren beschrieben. Bei genauer Kenntnis des Magnetfeldes und der Reaktionskinematik, wie es z.B. bei elastischer Proton-Proton Streuung der Fall ist, können auch Daten mit angeschaltetem Magnetfeld zur Positionsbestimmung verwendet werden. Umgekehrt kann bei Kenntnis der Detektorpositionen auf diese Weise das Magnetfeld kalibriert werden.

Mehrere systematische Probleme in der zuvor verwendeten Methode führten zu der kompletten Neuentwicklung der Positionsbestimmung, welche in diesem Kapitel beschrieben wird. Die ursprüngliche Prozedur von Hector-Alvarez Pol [Pol02] unterscheidet sich in einigen wesentlichen Verfahren von der jetzt verwendeten Standardversion. Als kritisch bzw. fehlend haben sich folgende Punkte herausgestellt:

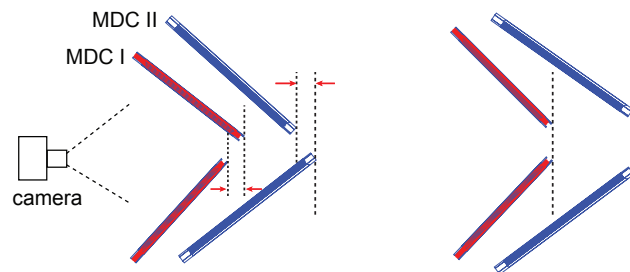
- Die simultane Positionsbestimmung von 3 Driftkammern in einem Sektor mit (11+1) Parametern in der Minimierungsprozedur.
- Die verwendete Minimierungsfunktion, basierend auf dem Winkel zwischen 3 Spurpunkten, bildet kein scharfes Minimum aus.
- Keine Beschränkungen der Parametergrenzen durch Verwendung von unabhängigen Messungen.
- Eine fehlende Prozedur zur Bestimmung der Relativpositionen zwischen den Sektoren.
- Fehlende bzw. ungenügende Prozeduren zur Positionsbestimmungen des RICH sowie der META Detektoren TOF, TOFino und PreSHOWER.

Die in diesem Kapitel beschriebene neue Methode zur Positionsbestimmung der HADES Detektoren besteht aus mehreren Prozeduren, die teilweise iterativ wiederholt werden und schematisch in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellt sind. Die photogrammetrische Positionsbestimmung der inneren Driftkammern (Schritt a) und deren relative Positionsbestimmung mit Teilchenspuren aus der kosmischen Höhenstrahlung (Schritt b) müssen vor den folgenden Schritten durchgeführt werden, danach kann die Reihenfolge variieren (Schritte c-f). Im Folgenden werden, wenn nicht besonders gekennzeichnet, die einzelnen Schritte zur Positionsbestimmung der HADES Detektoren anhand des Beispiels der Strahlzeit vom September 2005 (Ar+KCl bei 1.756 AGeV) im Detail beschrieben.

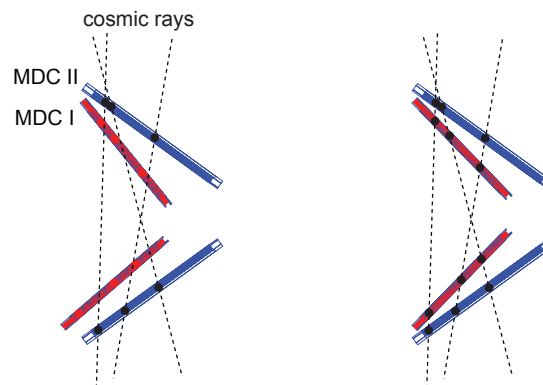
Zur Positionsbestimmung der HADES Detektoren werden die Programme Photomodeler 5.0 zur photogrammetrischen Vermessung, sowie Mathematica der Versionen 4.0, 5.0 und 5.2 verwendet. Alle hierzu entwickelten Programme sind Neuentwicklungen und unabhängig vom Analyseframework HYDRA. Eine Überblick der Methode findet sich in [Sch06a].

---

a) Inner MDC Alignment (photogrammetric)



b) Inner MDC Alignment (cosmics)



c) RICH Alignment

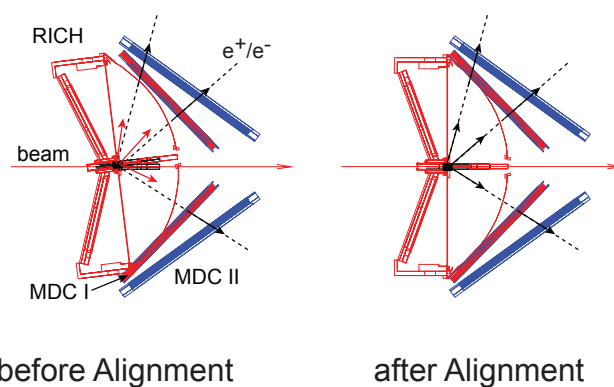
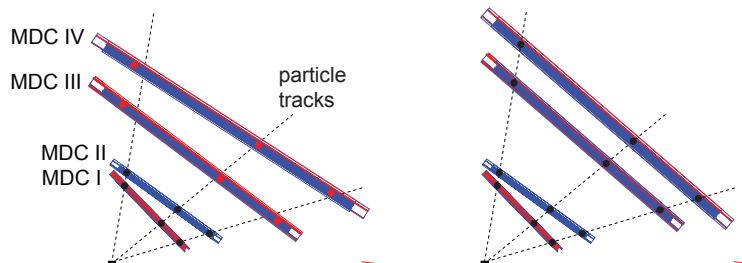
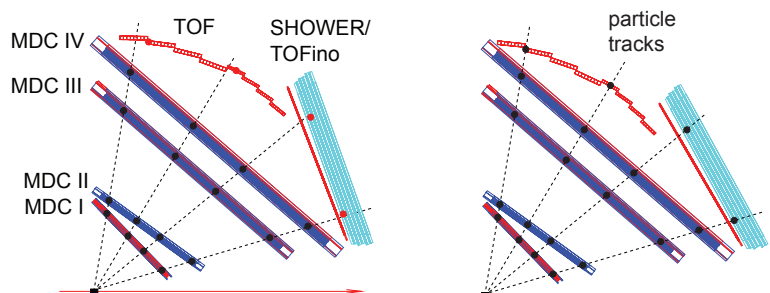


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Prozedur zur Bestimmung der Detektorpositionen: a) Photogrammetrische Vermessung der inneren Driftkammern, b) Relative Ausrichtung der MDC Ebene I zur MDC Ebene II mit Daten aus der kosmischen Höhenstrahlung, c) Ausrichtung des RICH Detektors relativ zu den inneren Driftkammern mit Leptonen aus Targetreaktionen.

### d) Outer MDC Alignment



### e) META Alignment



### f) Magnet Alignment

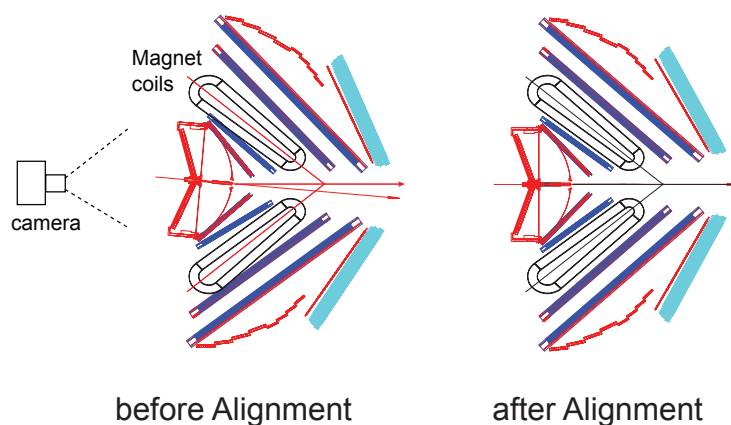


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Prozedur zur Bestimmung der Detektorpositionen: d) Ausrichtung der äußeren Driftkammern relativ zu den inneren Driftkammern mit Teilchenspuren aus Targetreaktionen, e) Ausrichtung des TOF- und PreSHOWER-Detektors relativ zu den inneren Driftkammern mit Teilchenspuren aus Targetreaktionen, f) Ausrichtung aller Detektoren relativ zum Magneten durch photogrammetrische Vermessung.

## 3.1 Photogrammetrische Positionsbestimmung

Photogrammetrie ist eine auf Photos basierende Methode zur Vermessung von ausgedehnten Objekten in allen drei Raumrichtungen. Hierzu werden vom zu vermessenden Objekt mindestens zwei Bilder aus verschiedenen Blickwinkeln benötigt, die in digitaler Form mit einer entsprechenden Software zueinander referenziert werden. Die Software errechnet nach der Referenzierung der Bilder die relative dreidimensionale Position der verwendeten Referenzpunkte zueinander. Durch Eingabe einer vorher bestimmten Skalenlänge wird ein absoluter Massstab in Metern eingebracht.

Zur photogrammetrischen Vermessung der Detektoren im HADES-Experiment wird eine Canon EOS 350 D digitale Spiegelreflexkamera mit 8 Megapixel Auflösung und einem 20 mm Weitwinkelobjektiv verwendet. Mit Hilfe der Software Photomodeler der Version 5.2 Pro wird die dreidimensionale Rekonstruktion der Meßpunkte vorgenommen [Pho03]. Die Prozedur für die photogrammetrische Vermessung ist wie folgt:

- Schritt 0:** Erstellen einer Skala und präparieren der zu vermessenden Objekte mit geeigneten Markierungen.
- Schritt 1:** Kalibrierung der Kamera zur Korrektur der Verzeichnungen.
- Schritt 2:** Aufnahme der Bilder vom zu vermessenden Objekt und der Skala aus verschiedenen Positionen.
- Schritt 3:** Importieren der Bilder in die Photomodeler Software und anschließende Qualitätselektion.
- Schritt 4:** Anpassung der Objektmarkierungen in den verschiedenen Ansichten durch Ellipsen.
- Schritt 5:** Referenzierung der zuvor markierten Punkte zwischen den verschiedenen Ansichten.
- Schritt 6:** Definieren der Referenzskalenlänge für das Projekt.
- Schritt 7:** Berechnung der 3D-Punkte.
- Schritt 8:** Benennung aller 3D-Punkte.
- Schritt 9:** Exportieren der 3D-Punkte in eine ASCII Datei.

Im Prinzip können beliebige Markierungen wie Ecken/Kanten/Bohrungen usw. verwendet werden. Um jedoch ein möglichst gute Auflösung zu erreichen und die Zeitdauer der Referenzierung gering zu halten, werden spezielle Markierungen verwendet. Diese in Abbildung 3.3 gezeigten kreisförmigen Markierungen werden auf das zu vermessende Objekt aufgebracht. Bei der späteren Referenzierung werden diese Markierungen einzeln mit Ellipsen angepasst und deren Mittelpunkte bestimmt. Durch die Anpassung kann eine Auflösung der bestimmten Kreismittelpunkte im Subpixelbereich erreicht werden. Hierzu ist eine gewisse Mindestanzahl an Pixeln im Kreis nötig, die bei einem durchschnittlichen Abstand von 1-3 Metern den minimalen Durchmesser der Kreise bestimmt, welcher zwischen 1.0-1.5 cm liegt. Die Markierungen werden in drei Gruppen unterteilt. Die sogenannten Referenzmarkierungen werden auf eigens gefertigten Halterungen für die Referenzbohrungen der Detektoren aufgebracht. Die Positionen der Bohrungen sind im lokalen Detektorkoordinatensystem in x- und y-Richtung relativ zum definierten Detektornullpunkt bekannt. Um die z-Komponente zu bestimmen, müssen die Detektorebenen bekannt sein, welche mit den sogenannten Ebenenmarkierungen bestimmt werden. Diese werden direkt auf die ebene Fläche eines Detektors aufgebracht, welche wiederum einen definierten z-Abstand zum Detektornullpunkt haben. Nach Berechnung aller 3D-Punkte und deren Export in Mathematica werden die

Referenzpunkte in die Ebene der Ebenenpunkte projiziert. Mit Hilfe der Konstruktionspläne kann nun deren Position relativ zum Nullpunkt des Detektors berechnet werden. Die letzte Gruppe von Markierungen dient der photogrammetrischen Verbindung zwischen mehreren zu vermessenden Objekten, die eine zu große Ausdehnung für eine einzige Vermessung haben. Für alle Detektoren und den Magneten des HADES-Experiments wurden insgesamt ca. 400 Markierungen verwendet. Ein Bild mit mehreren Markierungen und einer Skala aus der photogrammetrischen Vermessung der äußeren Driftkammern und des META (siehe auch [Kli05]) ist in Abbildung 3.3 zusammen mit dem Ergebnis nach der Auswertung von mehreren hundert Aufnahmen gezeigt.

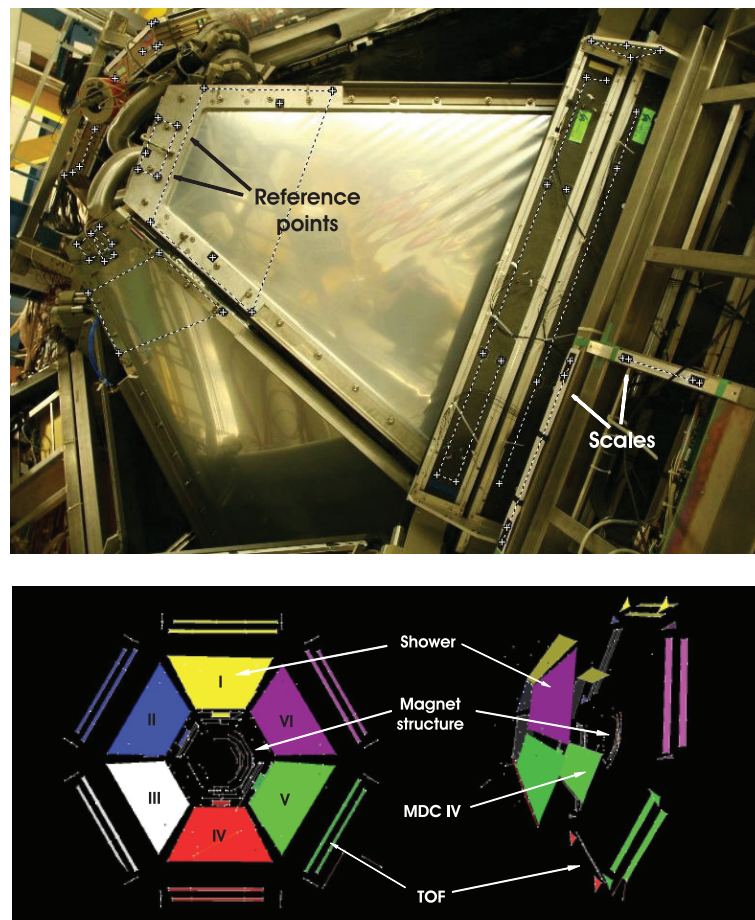


Abbildung 3.3: Die obere Fotografie zeigt einen rückwärtigen Teil der MDC Ebene IV (Orsay) sowie die dazugehörigen TOF-Wände. Die Detektoren wurden mit speziellen Markierungen zur photogrammetrischen Vermessung versehen, welche bereits mit der Software PhotoModeler 5.0 bearbeitet wurden. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Resultat von mehreren hundert photogrammetrischen Aufnahmen.

Die Kalibration der Kamera wird mit Hilfe eines Kalibrationsrasters, welches in Abbildung 3.4 dargestellt ist, durchgeführt. Hierbei wird das Raster von jeder Kantenseite her zweimal fotografiert, wobei die Bilder pro Seite jeweils um  $90^\circ$  zueinander gedreht sind. Die Photomodeler Software kennt

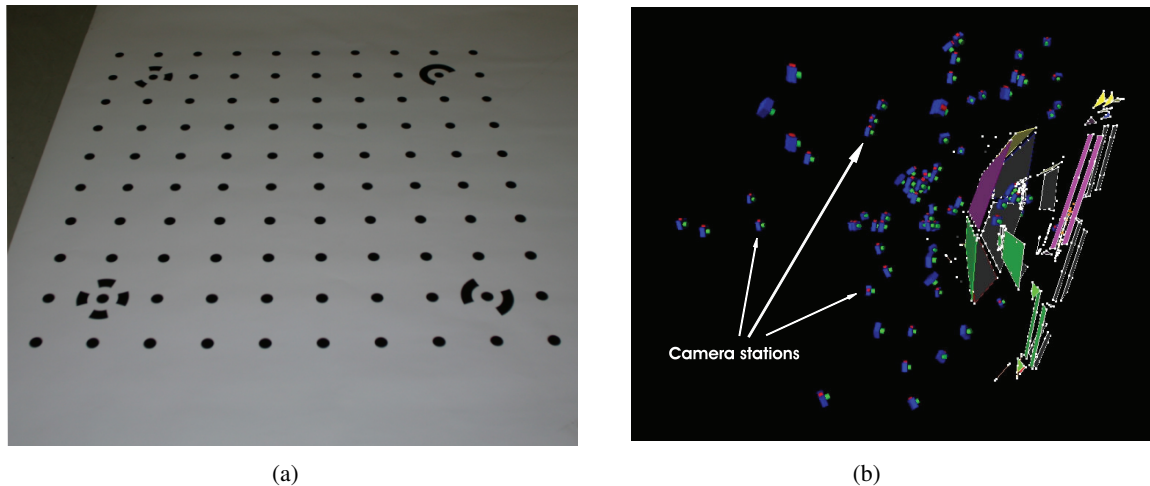


Abbildung 3.4: (a) Die Abbildung zeigt das zur Kalibrierung der Spiegelreflexkamera verwendete Gitter im DIN-A0 Format in einer der acht nötigen Aufnahmepositionen. (b) Aus der Photogrammetrie rekonstruierte 3D-Punkte und Flächen des rückwärtigen Teils des HADES-Spektrometers. Die eingezeichneten Kamerapositionen wurden für die Vermessung des aus mehreren Teilprojekten zusammengesetzten Gesamtprojekts verwendet.

die relativen Abstände der auf dem Raster vorhandenen Punkte und kann anhand der am Rand aufgedruckten Markierungen die Orientierung des Rasters berechnen. Die Digitalisierungsskala des CCD Chips, die Fokallänge des verwendeten Objektivs und dessen Verzeichnungen werden von der Software automatisch berechnet und in eine Kalibrationsdatei gespeichert. Ein Fehlerwert gibt die Qualität der Kalibration an. Dieser Wert lag bei allen durchgeführten Kalibrationen durchweg im als optimal angegebenen Bereich von kleiner als 0.02.

Nach Abschluss der Kalibration können die Bilder für die photogrammetrische Vermessung aufgenommen werden. Die Kamerapositionen relativ zum Objekt müssen dabei nicht gesondert vermessen werden und hängen nur von technischen Erwägungen ab, die im Folgenden aufgelistet sind:

- Ein möglichst großer Teil des zu vermessenden Objekts sollte pro Bild aufgenommen werden, um die spätere Referenzierung zu ermöglichen und zu erleichtern.
- Der Abstand zum Objekt sollte möglichst gering sein, um die maximale optische Auflösung zu erzielen.
- Die Kamerapositionen sollten sich weit möglichst im relativen Winkel zum Objekt unterscheiden, um die Raumauflösung in alle Richtungen gleich zu gestalten.
- Einzelne Elemente des Objekts müssen aus möglichst verschiedenen Positionen aufgenommen werden, um die dreidimensionale Rekonstruktion zu gewährleisten.

Beispielhaft sind für die photogrammetrische Vermessung des META und der äußeren Driftkammern in Abbildung 3.4 die verwendeten Kamerapositionen eingezeichnet.

Die Qualität der 3D-Berechnung der Referenzpunkte steigt mit der Anzahl der Bilder, die von einem Objekt aus verschiedenen Positionen aufgenommen werden. Jedes dieser Bilder muss mit ca. zwei anderen Bildern referenziert werden, damit es in die Berechnung eingehen kann. Es hat sich gezeigt, dass 5-10 Bilder guter Qualität pro Objekt ausreichend sind um, die erforderliche Auflösung zu erreichen. Um eine gute Bildqualität zu erhalten, ist eine gute Ausleuchtung des Objekts sowie eine stabile Kameraposition nötig.

Für die inneren Driftkammern der Ebene 1 wurden für die Strahlzeit im September 2005 über 100 Bilder aufgenommen, von denen schließlich 60 in die Berechnung aufgenommen wurden. Bei 10-12 Referenzpunkten pro Driftkammer und weiteren Markierungen in der gleichen Größenordnung mussten somit ca. 8000 Punkte angepasst und referenziert werden. Die Anzahl dieser zu referenzierenden Punkte und der damit verbundene Zeitaufwand beschränken im Wesentlichen die maximale Anzahl an Bildern für ein Projekt.

Nachdem die Bilder entsprechend ihrer Qualität selektiert und in die Photomodeler Software importiert wurden, werden die perspektivisch verzerrten Kreise der Markierungen einzeln mit Ellipsen angepasst. Die Software berechnet dabei jeweils den Mittelpunkt der Ellipse, welcher durch die Anpassung mit einer Genauigkeit besser als die Pixelauflösung der Kamera bestimmt werden kann. Dieses Verfahren ermöglicht mit der verwendeten technischen Ausrüstung eine Positionsbestimmung im Raum mit einer theoretischen Auflösung von  $100\mu\text{m}$  pro Punkt [Pho03].

Die verschiedenen Bilder eines Objekts werden nun zueinander referenziert, indem identische Markierungspunkte einander zugeordnet werden. Zur Erleichterung der Referenzierung wurden die Markierungen teilweise farblich gekennzeichnet. Um die 3D-Berechnung zu ermöglichen, sind diverse Kriterien für jeden Markierungspunkt zu erfüllen. So ist der Winkel zwischen den Ansichten von entscheidender Bedeutung, da bei zu kleinem Relativwinkel die Fehler der Berechnung zu groß werden. Dies kann teilweise kompensiert werden, indem Markierungspunkte auf mehreren referenzierten Bildern vorhanden sind. Nachdem eine Ansicht durch eine Mindestanzahl an Markierungspunkten zu den anderen Ansichten referenziert wurde, kann im Prinzip eine automatisierte Routine die restliche Referenzierung übernehmen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass bei eng beieinander liegenden Punkten diese Referenzierung fehlschlagen kann. Um diese Fehlerquelle auszuschließen, wird die 3D-Berechnung aller Markierungspunkte üblicherweise nach jeder neu referenzierten Ansicht gestartet. Nach der Berechnung wird eine Tabelle mit allen 3D-Punkten und deren Fehlerwerten angelegt, an welcher falsch referenzierte Punkte identifiziert werden können.

Nach erfolgreichem Abschluss eines Photomodeler Projekts werden die 3D-Punkte nach ihrer Position und späteren Verwendung benannt und in eine ASCII-Tabelle zur weiteren Verwendung exportiert. Abbildung 3.5 zeigt eine Ansicht der rekonstruierten Meßpunkte nach der photogrammetrischen Vermessung der inneren Driftkammern (links) und des Magneten relativ zu einer Driftkammer (rechts).

Die inneren Driftkammern wurden bereits durch die Firma Sigma3D mit Hilfe eines Lasertrackers vermessen. Die Ergebnisse sind in [Sig02] aufgeführt. Vergleiche zur photogrammetrischen Vermessung haben keine relevanten Abweichungen ergeben. Wegen des hohen Kosten- und Zeitaufwandes der Positionsbestimmung unter Verwendung eines Lasertrackers wurde jedoch davon Abstand genommen und die hier vorgestellte photogrammetrische Methode etabliert.



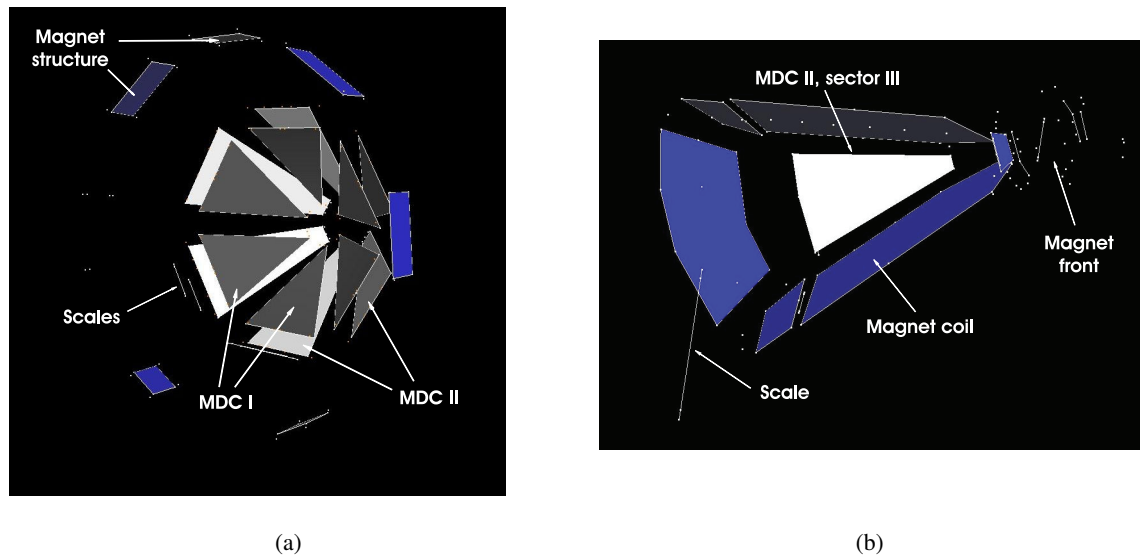


Abbildung 3.5: Aus der Photogrammetrie rekonstruierte 3D-Punkte und Flächen der inneren Driftkammern und Teile des Magnetrings (a) sowie vom rückwärtigen Teil einer Ebene II Driftkammer und deren umgebenden Magnetboxen (b). Die Meßdaten werden für die Relativausrichtung der Driftkammern in den Ebenen I und II, sowie für deren Positionierung relativ zum Magneten verwendet.

### 3.1.1 Berechnung der Detektorpositionen anhand der photogrammetrischen Daten

Die Punktwolke aus der Photogrammetrie liegt zunächst in einem willkürlichen Laborkoordinatensystem vor und hat evtl. noch nicht ihre finale Skalierung. Desweiteren sind die Referenzpunkte nicht in der sogenannten Nullebene des Detektors, welche die  $x$ - $y$ -Ebene des lokalen Detektorkoordinatensystems aufspannt.

In einem ersten Schritt werden in einer Minimierungsprozedur Ebenen an die rekonstruierten Punkte aus den Ebenenmarkierungen angepasst. Diese Ebenen liegen in einem durch die Konstruktionszeichnungen bekannten Abstand parallel zur Nullebene des jeweiligen Detektors. Nach der Anpassung der Ebenen sind dementsprechend bereits vier (alle drei Eulerwinkel +  $z$ -Komponente der Translation) der sechs Ausrichtungsparameter bekannt. Um auch noch die fehlenden Translationsparameter zu bestimmen, müssen zuerst die Referenzpunkte in eine gemeinsame Ebene projiziert werden. Aus praktischen Gründen wird hierzu die Nullebene, welche in Mitte zwischen den  $0^\circ$ -Drahtebenen liegt, gewählt. Aus den bekannten Relativpositionen der Referenzpunkte (siehe Abb. 3.6 (links)) kann der Detektornullpunkt bestimmt werden.

Die Berechnungen zur Bestimmung der Rotations- und Translationskomponenten der Detektoren erfolgen in einem separaten Mathematica Programm. In Abbildung 3.7 sind die angepassten Ebenen an die projizierten Referenzpunkte sowie die berechneten lokalen Koordinatensysteme der inneren Driftkammern in einer Ansicht der rekonstruierten Markierungen eingezeichnet. Wie in der Abbildung ersichtlich, ist das Meßkoordinatensystem noch nicht auf das HADES-Koordinatensystem ausgerichtet. Dieser Schritt wird in Abschnitt 3.1.2 beschrieben.

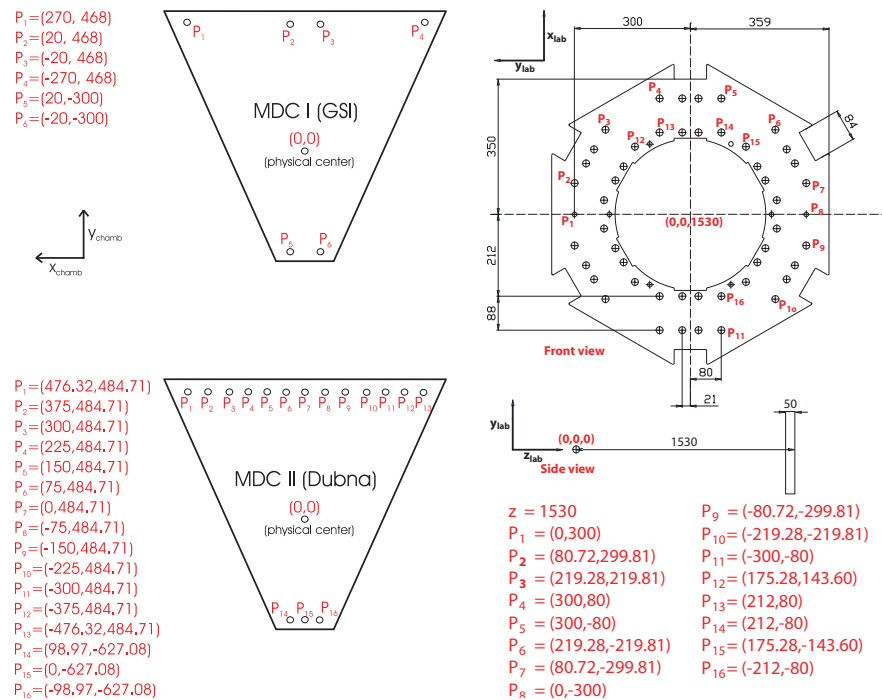


Abbildung 3.6: Die Referenzpunkte der inneren Driftkammerebenen (links) und des vorderen Teils der Magnethalterung wurden aus den technischen Zeichnungen entnommen und werden für die Berechnung der lokalen Koordinatensysteme bei der photogrammetrischen Positionsbestimmung benötigt. Der Abstand zwischen der vorderen Kante der Magnethalterung und des Magnetfeldnullpunktes ist in der rechten unteren Hälfte angegeben. Nicht alle der angegebenen Referenzpunkte sind während den Messungen zugänglich, im Schnitt werden nur 4-5 Punkte für die Driftkammern verwendet.

### 3.1.2 Ausrichtung der Detektoren relativ zum Magnetfeld

Das toroidale Magnetfeld des HADES-Spektrometers wurde im Zuge der Diplomarbeit von Thomas Bretz [Bre99] relativ zu den Spulenkästen vermessen. Hierbei wurde eine zylindrische Vorrichtung entlang der mechanischen Symmetrieachse des Magneten montiert. Am Ende eines daran angeschlossenen rotierbaren Armes mit variabler Länge wurde eine 3D-Hallsonde angebracht. Die Messung des Magnetfeldes wurde entlang mehrerer Teilkreise bei zwei verschiedenen Abständen zur Magnetachse durchgeführt. Die Meßgenauigkeit entlang der Stahlachse betrug ca.  $\pm 1 \text{ mm}$  bei einer Ungenauigkeit der Magnetachse von der Idealposition von unter  $0,05 \text{ mm}$ . Die Abweichungen der Daten von der berechneten Magnetfeldkarte betragen maximal 1,5% und sollten keinen größeren Einfluss auf die Massenauflösung des Spektrometers haben. Die dreidimensionale Magnetfeldkarte ist somit relativ zur Geometrie des Magneten vermessen. Da das Magnetfeld in der Analyse als einziges nicht in seiner Position verändert wird, definiert es das HADES-Koordinatensystem. Der Ursprung und die Ausrichtung dieses Koordinatensystems sind über die Verknüpfung von Magnetfeldkarte und Magnetgeometrie bestimmt. Abbildung 3.6 zeigt eine technische Zeichnung der vorderen Magnethalterung und deren Abstand zum Ursprung des Koordinatensystems, aus der das Koordinatensystem berechnet werden kann.

Im Vorfeld der Strahlzeit vom September 2005 wurde eine Driftkammer der Ebene 2 (Rossendorf) in

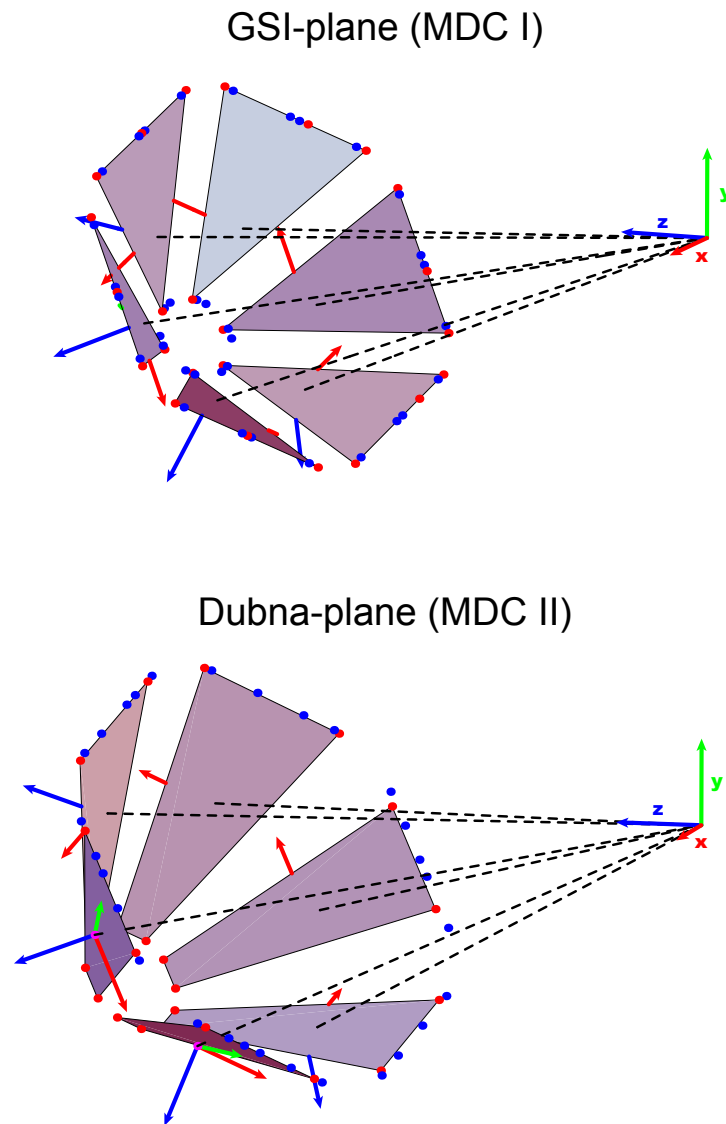


Abbildung 3.7: Abgebildet sind die aus den photogrammetrischen Messungen der inneren beiden Driftkammerebenen rekonstruierten Referenz- (blau) und Ebenenmarkierungen (rot). Aus den bekannten Positionen der Referenzmarkierungen und durch Anpassung der Detektorebenen an die Ebenenmarkierungen ist es möglich, die lokalen Kammerkoordinatensysteme zu bestimmen. Das zusätzlich eingezeichnete globale Koordinatensystem ist noch willkürlich von der Photogrammetrie vorgegeben.

Sektor 3 photogrammetrisch relativ zum Magneten vermessen. Hierbei wurden spezielle Bohrungen an Referenzpositionen an der rückwärtigen Seite der Driftkammer mit Markierungen auf Präzisionskappen versehen. Mehrere Meßmarken wurden ebenfalls auf der vorderen Magnethalterung platziert. Diese Halterung ist aus technischen Zeichnungen (siehe Abb. 3.6) genauestens relativ zum Nullpunkt des HADES Koordinatensystems vermessen. Nach Auswertung der photogrammetrischen Daten entsprechend Abschnitt 3.1.1 lässt sich die Position der Driftkammer relativ zum Magneten bestimmen. Eine dreidimensionale Ansicht der photogrammetrischen Vermessung findet sich in Abbildung 3.5. Aus der Relativmessung zum Magneten lässt sich anhand der technischen Zeichnungen schließlich die Absolutposition der Driftkammer berechnen. Die Driftkammern der Ebene 2 werden bei jeder Strahlzeit bis an die Kante des Magneten gefahren und sollten auf unter 1mm in z-Richtung [Sch07c] immer die gleiche Position einnehmen.

## 3.2 Positionsbestimmung mit Teilchenspuren

Mit der photogrammetrischen Positionsbestimmung konnten die Positionen der Driftkammern innerhalb der Ebenen I und II relativ zueinander bestimmt werden. Auch war es möglich, die Driftkammerebene II relativ zum Magnetfeld auszurichten. Die folgenden Prozeduren bestimmen anhand von Teilchenspuren mit hoher Präzision die Positionierung aller Detektoren zueinander.

Die Positionsbestimmung von Detektoren mit rekonstruierten Teilchenspuren ist ein Verfahren, das von vielen Experimenten angewandt wird. Mit einem geeigneten Teilchenspurmodell können Residuen zwischen der erwarteten Spur und den gemessenen Auftreffpunkten der Spurverfolgungsdetektoren berechnet werden. Diese Residuen werden durch einen Algorithmus minimiert, indem die Detektorpositionen variiert werden. Spuren, die durch das Magnetfeld gekrümmt sind, können bei genauer Kenntnis der Magnetfeldkarte für die Positionsbestimmung verwendet werden. Hierbei muss jedoch die Reaktionsdynamik genau bekannt sein, was z.B. bei elastischen Streureaktionen von Proton auf Proton der Fall ist. Um eine Positionsbestimmung auch bei anderen Reaktionen zu gewährleisten, werden vor jedem Experiment mit dem HADES Spektrometer spezielle Messungen ohne Magnetfeld durchgeführt. Als Spurmodell kann demnach eine Gerade im Raum angenommen werden. Die Abweichung der Teilchenspur von der Geraden ergibt sich durch Kleinwinkelstreuung im Medium. Da Teilchenspuren, die aus Strahl-Target Reaktionen erfolgen, immer nur einen Sektor des HADES Experiments durchdringen, können diese nur erschwert zur Bestimmung der relativen Position zwischen den Sektoren verwendet werden. Darum werden zusätzlich zu den geladenen Teilchen aus Strahl-Target Reaktionen Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung gemessen (sogenannte *cosmics*). Diese Teilchen durchdringen den Detektor meist senkrecht zur Strahlachse und können so gleichzeitig in mehreren Sektoren gemessen werden.

### 3.2.1 Rekonstruktion und Selektion der Teilchenspuren

Um keine Abhängigkeiten zwischen den Driftkammern zu verursachen werden die Spursegmente für jede MDC separat berechnet. Da für jedes Spursegment mindestens 5 Messungen notwendig sind, wirken sich Hardwarefehler, wie z.B. fehlende Signaldrähte wegen defekter Ausleseelektronik, bei der Einzelanpassung stark auf die Effizienz der rekonstruierten Spurpunkte aus. Dies macht es in einigen Fällen, z.B. bei Ausfall von zwei oder mehr Feldebene, sogar unmöglich, Spurpunkte zu berechnen, was wiederum eine Positionsbestimmung dieser Driftkammern ausschließt. Selbst bei ausreichender Anzahl von Messungen ist die Präzision der Spurpunkte wegen der Einzelanpassung schlechter als bei einer

---

kombinierten Anpassung von 2 Driftkammern. Insbesondere hat sich gezeigt, dass die Richtungen der Spursegmente aus den Einzelanpassungen Systematiken aufweisen, die bislang noch nicht geklärt werden konnten. Als wahrscheinlichste Ursache hierfür gelten Abweichungen in der internen Geometrie von den technischen Zeichnungen. Aus diesem Grund werden die Richtungen der Spursegmente nicht im Standardminimierungsverfahren zur Positionsbestimmung der Driftkammern verwendet (Ausnahme siehe November 2002 Alignment A.1). Die rekonstruierten Spurpunkte werden im lokalen Driftkammerkoordinatensystem durch ihre x- und y-Komponente  $(x_{chamb}, y_{chamb})$  dargestellt. Die berechneten Spurpunkte werden für jeden Sektor separat als Ntupel-Liste in folgender Form abgespeichert:

$$\{N_{event}, N_{sector}, N_{module}, x_{chamb}, y_{chamb}, x_{dir_{chamb}}, y_{dir_{chamb}}\}$$

- $N_{event}$  : Index für die Reaktionsnummer
- $N_{sector}$  : Index für die Sektornummer (0-5)
- $N_{module}$  : Index für die getroffene MDC Ebene (0-3)
- $x_{chamb}$  : x-Komponente des Spurpunktes im lokalen Kammerkoordinatensystem
- $y_{chamb}$  : y-Komponente des Spurpunktes im lokalen Kammerkoordinatensystem
- $x_{dir_{chamb}}$  : x-Komponente der Spursegmentrichtung im lokalen Kammerkoordinatensystem
- $y_{dir_{chamb}}$  : y-Komponente der Spursegmentrichtung im lokalen Kammerkoordinatensystem

Um die Spurpunkte  $\vec{p}$  für die Positionsbestimmung zu verwenden werden diese zuerst mit einer vorläufigen Geometrie  $(\hat{R}, \vec{t})$  in das Laborkoordinatensystem transformiert, was zu folgender Darstellung führt:

$$\vec{p}_{lab} = \hat{R} \cdot (x_{chamb}, y_{chamb}, 0) + \vec{t} = (x_{lab}, y_{lab}, z_{lab}) \quad (3.1)$$

Da bei den meisten Schwerionenreaktionen mehr als ein Teilchen pro Sektor auftritt, müssen zur Spurrekonstruktion zuerst die Teilchenspурpunkte in den einzelnen Driftkammern einander zugeordnet werden (sogenanntes *matching*). Hierbei wird eine Liste aller möglichen Kombinationen von Spurpunkten der der oder vier Driftkammern in einem Sektor angelegt. Liegen die Spurpunkte einer Kombination innerhalb eines Tubus mit Radius  $r$ , werden die Punkte als rekonstruierte Spur akzeptiert und aus der Liste der noch zu kombinierenden Spurpunkte entfernt. Der Radiusparameter  $r$  wird in jeder Iterationsstufe der Minimierung neu angepasst und liegt zu Beginn üblicherweise bei 50 mm und bei der letzten Stufe bei 10 mm. Als zusätzliches Kriterium wird die Abweichung der Richtungen der Spursegmente herangezogen.

Die Prozedur zur Berechnung der Spursegmente der ersten beiden Driftkammerebenen ist auf die Position des Targets angewiesen. Hierbei wird die Targetposition schrittweise abgetastet um die bestmögliche Position für die Anpassung des Spursegments zu bestimmen (siehe auch 2.8.1). Teilchenspuren aus Sekundärzerfällen oder Reaktionen außerhalb des Targets haben ihren Ursprung oft weit entfernt von der abgetasteten Targetregion und weisen nach der Bestimmung der Spursegmente Systematiken auf. Um diese Systematiken auszuschließen, wird als zusätzliches Kriterium verlangt, dass der minimale Abstand der Teilchenspuren zum Targetmittelpunkt innerhalb eines Radius  $R_{targ}$  um diesen liegt.

Aus kinematischen Gründen treffen die meisten Teilchen im Bereich kleiner Polarwinkel auf die Driftkammern. Um bei der späteren Minimierungsprozedur eine Gleichgewichtung aller Bereiche der Driftkammern zu gewährleisten, wird die Anzahl der verwendeten Teilchenspuren pro Fläche konstant gehalten. Hierzu wird ein rechteckiges Raster über die  $(x_{chamb}, y_{chamb})$ -Verteilung einer Driftkammer gelegt. Pro Rasterfeld wird nur eine Spur für die Minimierung akzeptiert. Typische Rastergrößen für die letzte Stufe der Minimierungsprozedur liegen im Bereich 200 mal 200 Felder, was auf dem Bereich der Driftkammern ca. 20000 selektierten Teilchenspuren entspricht. Eine Teilchenspurdichteverteilung der Driftkammern, gemessen ohne Magnetfeld, und ein verwendetes Raster zur Normierung der Fläche sind in Abbildung 3.8 aufgezeigt.

Speziell für Spuren aus der kosmischen Höhenstrahlung, welche aus zufälligen Richtungen auf die De-

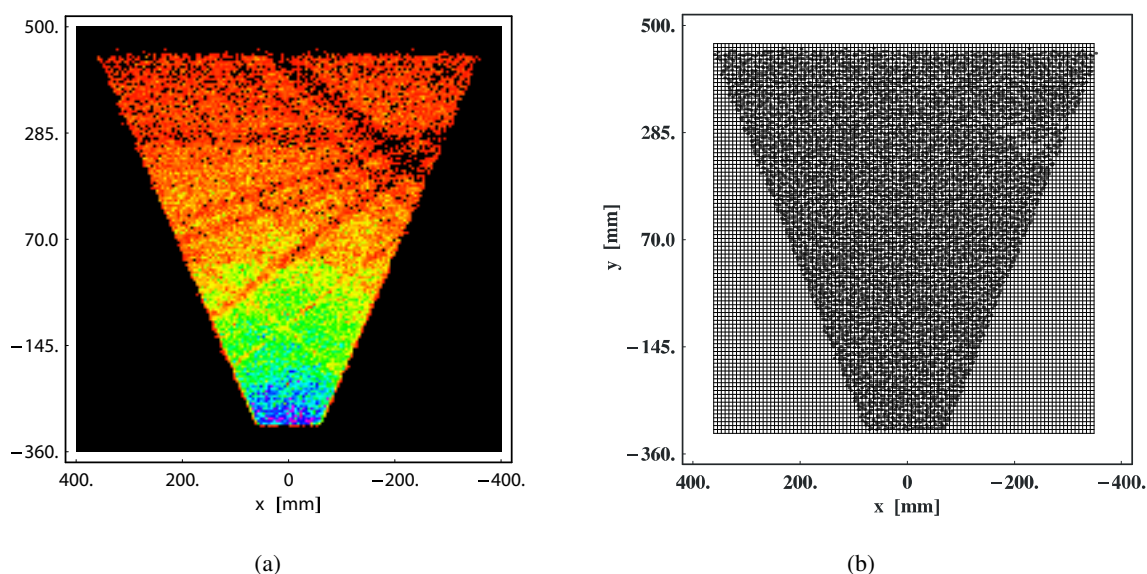


Abbildung 3.8: a) Typische Dichteverteilung von rekonstruierten Spuren in einer Driftkammer. Im niedrigen Polarwinkelbereich werden bei SIS Energien die meisten Teilchen emittiert (Ar+KCl, September 2005). b) Um die Dichteverteilung und durch Hardwaredefekte bedingte Strukturen (siehe a)) auszugleichen wird ein Gitter mit je einer Spur pro Zelle eingeführt (exemplarisch mit  $100 \times 100$  Zellen).

tektoren treffen, wurde eine abgewandelte Prozedur für die Berechnung der Spursegmente entwickelt. Hierbei werden die Spurpunkte aus gegenüberliegenden META Detektoren zur Bestimmung der notwendigen Projektionsrichtung verwendet, die Anpassung der Spursegmente erfolgt danach wie zuvor. Die geometrische Akzeptanz des Spektrometers für kosmische Teilchen ist im Vergleich zu Strahl-Target Reaktionen relativ gering. Als Triggerkriterium wurde dabei eine Koinzidenzmessung aus gegenüberliegenden TOF-Sektoren verlangt, was gleichzeitig die rekonstruierten Spuren in den Driftkammern auf sich gegenüberliegende Sektoren einschränkt [Pac03]. Es ist somit nicht möglich, allein mit den Daten der kosmischen Strahlung die Positionen aller Sektoren zueinander zu bestimmen. Da die Statistik der Teilchenspuren aus der kosmischen Höhenstrahlung relativ gering und deren Verteilung über die Driftkammern gleich verteilt ist, wird kein zusätzliches Raster zur Normierung auf die Detektorfläche benötigt. Die Selektion der Teilchenspuren erfolgt in ähnlicher Weise wie die bereits beschriebene Me-

thode für Spuren aus Strahl-Target Reaktionen. Die Spurpunkte aus sich gegenüberliegenden Driftkammern der Ebenen I und II werden durch Anpassung von Geraden im Raum zu Teilchenspuren zusammengefasst. Der Unterschied zur vorherigen Methode ist, dass auch Spuren akzeptiert werden, welche nur in drei Driftkammern einen Spurpunkt besitzen. Diese Reduktion der Spurkriterien verdoppelt in etwa die Statistik für die rekonstruierten Spuren aus der kosmischen Höhenstrahlung.

### 3.2.2 Positionsbestimmung der inneren Driftkammern

Nach der separaten photogrammetrischen Vermessung der MDC Ebenen I und II ist es notwendig deren Relativpositionen zueinander zu bestimmen. Hierzu werden die rekonstruierten Teilchenspuren der kosmischen Höhenstrahlung verwendet. Entsprechend des verwendeten Ereignis-Triggers auf koinzidente Signale in gegenüberliegenden TOF-Sektoren liegen die rekonstruierten Teilchenspuren in den MDC-Sektorkombinationen 1-4, 2-5 und 3-6 vor. In Abbildung 3.9 sind gemessene und in den Sektoren 1 und 4 rekonstruierte Teilchenspuren aus der kosmischen Höhenstrahlung abgebildet. Diese Spuren werden für das Minimierungsverfahren in zwei Klassen eingeteilt, je nachdem ob drei oder vier Spurpunkte vorhanden sind. Im Fall von vier Punkten pro Spur werden Geraden aus den Spurpunkten der Driftkammerebene zwei gebildet und deren Schnittpunkte mit den Driftkammern der Ebene I berechnet. Der Abstand zwischen den gemessenen Spurpunkten der Ebene I und den berechneten Schnittpunkten aus den Geraden wird als Residuum für die Minimierung verwendet. Hierbei wird über alle Spuren und über die beiden inneren Spurpunkte summiert. Im Fall von drei Spurpunkten wird die Gerade jeweils aus den beiden äußeren Punkten gebildet und deren Schnittpunkt mit der Ebene des mittleren Spurpunkts berechnet. Die Residuen werden dann wie zuvor berechnet.

Die Position und Rotation der Driftkammerebene I wird nun variiert, bis die Summe aller gebildeten Residuen minimal ist, wobei die Position der Driftkammerebene II als Referenz dient und somit fix bleibt. Da die Relativpositionen der Driftkammern innerhalb der inneren MDC-Ebenen durch die photogrammetrische Vermessung bereits bekannt sind, werden diese jeweils zu einer Gruppe zusammengeschlossen. Hierbei werden die Transformationen der Driftkammern relativ zur MDC Sektor 1, Ebene 1 bestimmt.

Alle Driftkammerspurpunkte liegen sowohl im Labor- als auch im lokalen MDC-Koordinatensystem vor. Dies vermeidet unnötige Transformationen der Spurpunkte der MDC Ebene II, welche als Referenzebene nicht in ihrer Position verändert wird. Für die Minimierungsprozedur werden die Spurpunkte der MDC Ebene 1 folgendermaßen vom lokalen Kammerkoordinatensystem (cham) in das Laborkoordinatensystem (lab) transformiert:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} p_{xlab} \\ p_{ylab} \\ p_{zlab} \end{pmatrix}}_{\vec{p}_{lab}(\vec{v}, \vec{t})} = \underbrace{\hat{R}(\alpha, \beta, \gamma)}_{\vec{v}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} p_{xcham} \\ p_{ycham} \\ 0 \end{pmatrix}}_{\vec{p}_{cham}} + \underbrace{\begin{pmatrix} t_x \\ t_y \\ t_z \end{pmatrix}}_{\vec{t}} \quad (3.2)$$

Hierbei ist  $\hat{R}(\alpha, \beta, \gamma)$  die Eulerrotationsmatrix

$$\hat{R}(\alpha, \beta, \gamma) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \cos(\gamma) - \cos(\beta) \sin(\alpha) \sin(\gamma) & \cos(\gamma) \sin(\alpha) + \cos(\alpha) \cos(\beta) \sin(\gamma) & \sin(\beta) \sin(\gamma) \\ -\cos(\beta) \cos(\gamma) \sin(\alpha) - \cos(\alpha) \sin(\gamma) & \cos(\alpha) \cos(\beta) \cos(\gamma) - \sin(\alpha) \sin(\gamma) & \cos(\gamma) \sin(\beta) \\ \sin(\alpha) \sin(\beta) & -\cos(\alpha) \sin(\beta) & \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

und  $\vec{t}$  der Translationsvektor, welcher vom Ursprung des Koordinatensystems zum physikalischen Zentrum der Driftkammer zeigt. Die Parameter  $(\alpha, \beta, \gamma)$  und  $(t_x, t_y, t_z)$  bestimmen dabei Ausrichtung und Position der Driftkammerebenen relativ zum HADES Laborkoordinatensystem. Der Winkel  $\alpha$  definiert die erste Rotation um die z-Achse,  $\beta$  die zweite Rotation um die x-Achse, und  $\gamma$  die dritte Rotation wiederum um die z-Achse.

Diese Transformation wird direkt nur für die Referenzkammer (Sektor 1, Ebene 1) durchgeführt. Alle übrigen Kammerpositionen der Ebene 1 ergeben sich danach aus den vorher berechneten Relativtransformationen zur Referenzkammer wie folgt:

$$\vec{p}_{lab}(\vec{v}, \vec{t}) = \hat{R}(\vec{v}) \cdot \left( \hat{R}_{rel} \cdot \vec{p}_{cham} + \vec{t}_{rel} \right) + \vec{t} \quad (3.4)$$

Die Eulermatrix  $\hat{R}_{rel}$  rotiert dabei das lokale Koordinatensystem der entsprechenden Driftkammer in die Relativposition zur Referenzkammer, während der Translationsvektor  $\vec{t}_{rel}$  die Verschiebung des Koordinatenursprungs bestimmt.

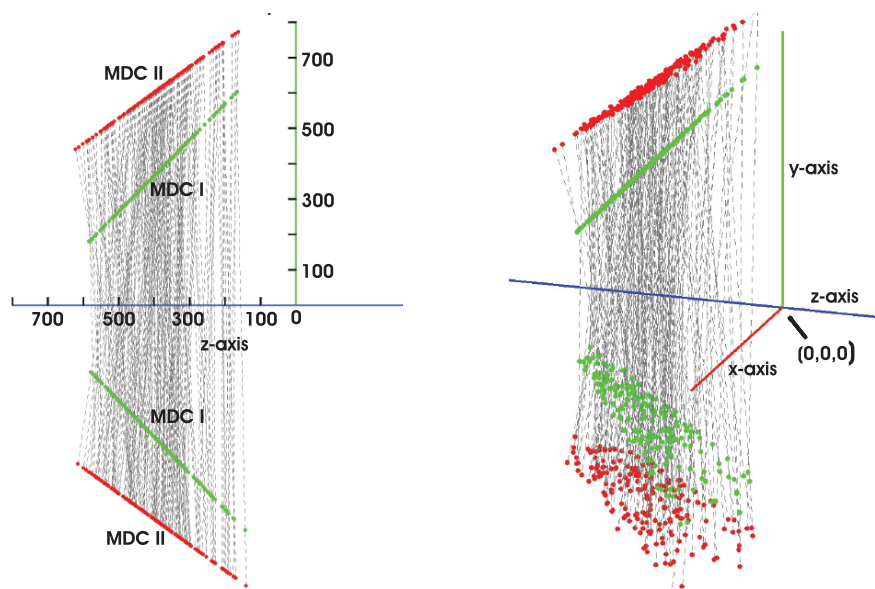


Abbildung 3.9: Rekonstruierte Teilchenspuren aus der kosmischen Höhenstrahlung in den inneren beiden Driftkammern. Die beiden Abbildungen zeigen aus unterschiedlichen Perspektiven gemessene Spurpunkte und die dazugehörigen Teilchenspuren in den Sektoren 1 und 4 der MDC Ebenen I und II (September 2005).

### 3.2.3 Minimierungsprozedur für die inneren Driftkammern

Während der Minimierungsprozedur wird pro Iteration, d.h. einer Parametereinstellung, die Rotationsmatrix nur zu Anfang bestimmt und danach jeweils komponentenweise auf die Spurpunkte im Kammerkoordinatensystem angewandt. Nach Abschluss der Transformation liegen alle Spurpunkte der inneren



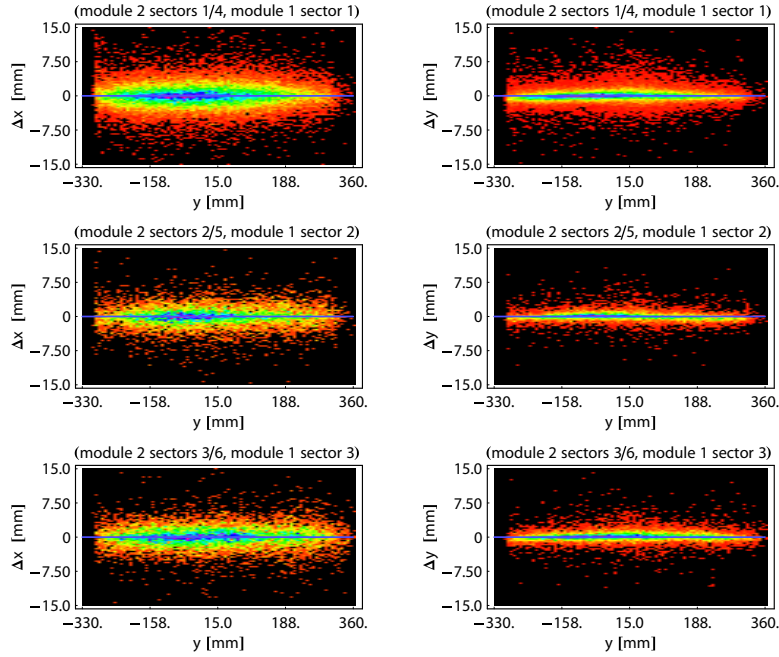


Abbildung 3.10: Residuen zwischen den gemessenen Trefferpunkten der angegebenen Ebene I Driftkammer und den berechneten Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den korrespondierenden Trefferpunkten der Ebene II berechnet wurden als Funktion der y-Koordinate im Kammerkoordinatensystem der Ebene I MDC. Die Residuen in  $x$  und  $y$  der drei Sektorkombinationen sind im lokalen Kammerkoordinatensystem der Ebene I dargestellt.

Driftkammern im Laborkoordinatensystem vor. Wie eingangs erwähnt, werden aus den äußeren Spurpunkten Geraden im Raum berechnet und diese mit den dazwischenliegenden Driftkammerebenen geschnitten. Die Abstände der daraus resultierenden Schnittpunkte  $\vec{p}_{calc}$  von den gemessenen Spurpunkten  $\vec{p}_{hit}$  ergeben ein Residuum für die folgende Optimierung. Die Summe der Residuen über alle Sektorkombinationen  $i$ , Teilchenspuren  $j$  und Spurpunkte  $k$  ergibt das Qualitätsmaß  $F$  für eine Einstellung der Parameter  $\vec{v} = (\alpha, \beta, \gamma)$  und  $\vec{t} = (t_x, t_y, t_z)$ , welches sich unter Verwendung der Transformationsgleichungen 3.2 und 3.3 sowie Gleichung 3.4 folgendermaßen berechnet:

$$F(\vec{v}, \vec{t}) = \sum_{i=1}^{N_{seccomb}} \sum_{j=1}^{N_{tracks}} \sum_{k=1}^{N_{hits}} \frac{\left| \vec{p}_{calc}^{i,j,k}(\vec{v}, \vec{t}) - \vec{p}_{hit}^{i,j,k}(\vec{v}, \vec{t}) \right|^2}{\sigma_{i,j,k}^2} \quad (3.5)$$

Die Parameter  $\vec{v} = (\alpha, \beta, \gamma)$  und  $\vec{t} = (t_x, t_y, t_z)$  im globalen Minimum der Funktion  $F(\vec{v}, \vec{t})$  definieren die optimale Ausrichtung der MDC-Ebene 1 relativ zur MDC-Ebene 2. Das Minimum im 6-dimensionalen Parameter Phasenraum wird mit Hilfe eines Nelder-Mead-Simplex-Algorithmus gesucht, welcher in Mathematica 5.0 implementiert ist [Mat03]. Nach Abschluss der Minimierung wird die Prozedur evtl. mehrfach wiederholt, wobei die Kriterien zur Selektion der Teilchenspuren immer

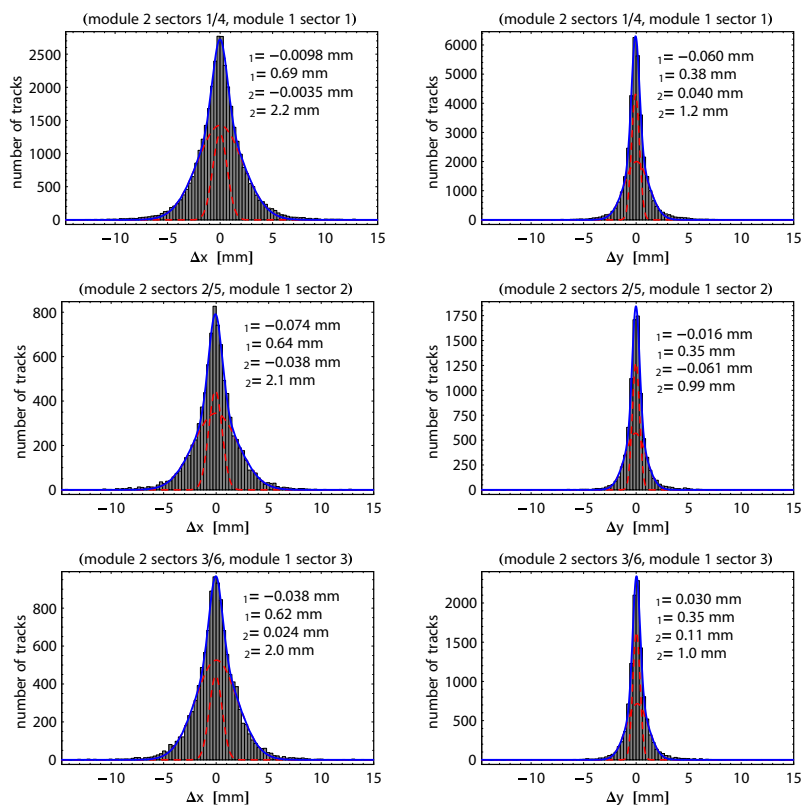


Abbildung 3.11: Residuen zwischen den gemessenen Trefferpunkten der angegebenen Ebene I Driftkammern und den berechneten Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den korrespondierenden Trefferpunkten der Ebene II berechnet wurden. Die Residuen in  $x$  und  $y$  der drei Sektorkombinationen sind im lokalen Kammerkoordinatensystem der Ebene I dargestellt. Entsprechend 3.2.3 wurden die Verteilungen mit zwei Gaußfunktionen angepasst, deren Parameter jeweils angegeben sind.

schärfer werden und die Gesamtanzahl der Spuren schrittweise erhöht wird. Sind die Änderungen der Optimierungsparameter kleiner als  $50\mu\text{m}$  in den Translationsparametern, wird die Prozedur abgeschlossen.

Die gleichzeitige Verwendung von Spuren aus allen drei Sektorkombinationen stabilisiert die Minimierung wesentlich. Bei Verwendung von nur einer Sektorkombination sind die Spuren relativ parallel zueinander. Die daraus gebildeten Residuen sind dementsprechend wenig sensitiv auf Positionsvariationen senkrecht zur Haupteinfallrichtung. Die Residuen für alle sechs Sektoren sind nach Abschluss der Minimierungsprozedur als Funktion des  $y$ -Wertes im lokalen Kammerkoordinatensystem in Abbildung 3.10 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass keine wesentlichen Strukturen vorhanden sind, welche bei einer falschen Verschiebung bzw. Rotation der MDCs auftauchen müssten. Die Projektionen der Residuen sind in Abbildung 3.11 aufgezeigt. Die resultierenden Verteilungen wurden mit der Summe aus zwei Gaußfunktionen angepasst, da es nicht gaußförmige Verbreiterungen auf Grund der Kleinwinkelstreuung und der Spurpunktanpassung gibt. Die mittleren Abweichungen der Residuen von 0 liegen wie

gefordert unterhalb von  $100\mu m$ .

### 3.2.4 Positionsbestimmung der äußeren Driftkammern

Zur Positionsbestimmung der äußeren Driftkammern werden keine Teilchenspuren aus der kosmischen Strahlung verwendet, da zum einen die MDC Ebenen III und IV nicht auf einer gemeinsamen Halterung befestigt sind, wie es bei den beiden ersten Ebenen der Fall ist, und zum zweiten die Statistik der Teilchenspuren aus der kosmischen Strahlung in diesen Driftkammern relativ gering ist. Stattdessen werden Teilchenspuren aus Targetreaktionen verwendet, die aus speziellen Messungen bei ausgeschaltetem Magnetfeld stammen. Das Spurmodell dieser Teilchenspuren ist wiederum eine Gerade im Raum. Die Gerade wird durch die beiden Spurpunkte der MDC Ebenen I und II bestimmt, welche nach Abschluss der relativen Positionsbestimmung entsprechend Abschnitt 3.2.3 zueinander ausgerichtet sind. Rekonstruierte gerade Teilchenspuren aus mehreren Reaktionen sind für einen Sektor exemplarisch in Abbildung 3.12 eingezeichnet. Die Schnittpunkte der Geraden mit den MDC Ebenen III und IV werden wie im vorherigen Verfahren mit den gemessenen Spurpunkten verglichen, indem Residuen aus den gemessenen Spurpunkten  $\vec{p}_{hit}$  und den berechneten Schnittpunkten  $\vec{p}_{calc}$  berechnet werden. Die Summe dieser Residuen über alle selektierten Spuren ergibt das Qualitätsmaß für die Positionsbestimmung der äußeren Driftkammern, welches sich folgendermaßen berechnet:

$$F(\vec{v}, \vec{t}) = \sum_{j=1}^{N_{tracks}} \frac{|\vec{p}_{calc}^j(\vec{v}, \vec{t}) - \vec{p}_{hit}^j(\vec{v}, \vec{t})|^2}{\sigma_j^2} \quad (3.6)$$

Die Minimierung von  $F(\vec{v}, \vec{t})$  durch Variation der sechs Variablen  $\vec{v} = (\alpha, \beta, \gamma)$  und  $\vec{t} = (t_x, t_y, t_z)$  erfolgt, separat für jede der  $(6 \cdot 2)$  äußeren Driftkammern auf die gleiche Weise, wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben. Die Position der MDC Ebenen III und IV ist damit relativ zu den beiden inneren MDC Ebenen bestimmt.

In den Abbildungen 3.13 und 3.14 werden nach den Positionsbestimmungen exemplarisch die Residuen der äußeren Driftkammern des Sektors 1 in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  und des Polarwinkels  $\Theta$  gezeigt. Die Residuen in  $x$  und  $y$  berechnen sich im lokalen Koordinatensystem der äußeren Driftkammern aus den gemessenen Trefferpunkten und den Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den Segmenten der inneren Driftkammern der gleichen Teilchenspur bestimmt wurden. Die Verteilungen zeigen in Abhängigkeit des Polar- und Azimutwinkels nur geringe systematische Abweichungen, deren Ursachen bisher nicht vollständig geklärt sind.

Die projizierten Verteilungen der Residuen in  $\Delta x$  und  $\Delta y$  zeigen, wie im vorherigen Abschnitt auch, eine klare Abweichung von der Normalverteilung. Aus diesem Grund wurden die Residuen ebenfalls mit jeweils zwei Gaußfunktionen mit den Parametern  $(\mu_1, \sigma_1)$  und  $(\mu_2, \sigma_2)$  angepasst. Auch hier sind die Residuen unterhalb von  $100\mu m$ . Die unterschiedlichen Verteilungsbreiten sind auf die Ausrichtung der Signaldrähte in den MDCs zurückzuführen, welche auf eine möglichst gute Ortsauflösung in Polarwinkelrichtung ausgelegt sind.

### 3.2.5 Positionsbestimmung der META Detektoren

Der META besteht pro Sektor aus den drei Detektorkomponenten TOF, TOFino und PreSHOWER. Die technischen Beschreibungen dieser Detektoren finden sich in Kapitel 2. Die Ortsauflösungen dieser Detektoren liegen in der Größenordnung  $cm$  und sind damit im Vergleich zu den  $100\mu m$  der Driftkammern

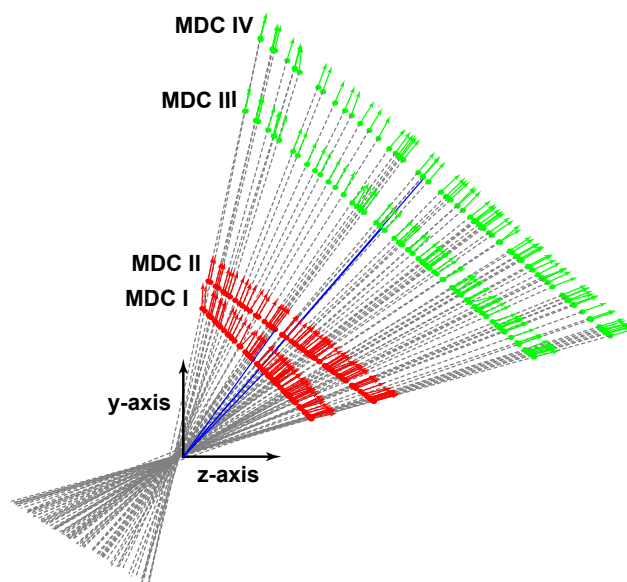


Abbildung 3.12: Rekonstruierte Teilchenspuren zur Positionsbestimmung der Detektorpositionen aus Messungen ohne Magnetfeld (Ar+KCl, September 2005). Eingezeichnet sind gemessene Spurpunkte und deren Spurrichtungen (Pfeile) aller vier Vieldrahtdriftkammern (MDC) aus Sektor 1 sowie die Vektoren zum Nullpunkt der Detektorebenen (blau) nach Ausrichtung der Detektoren. Die Position der äußeren Driftkammern (grün) wird in Abhängigkeit der fixierten inneren Driftkammern (rot) bestimmt.

relativ groß. Da es sich bei den META-Detektoren nicht um primäre Spurverfolgungsdetektoren handelt, muss ihre Positionsbestimmung auch nicht die gleiche Präzision aufweisen wie bei den Driftkammern. TOFino und PreSHOWER bilden einen Verbund im Polarwinkelbereich von  $18^\circ < \Theta < 45^\circ$  und werden geometrisch jeweils als eine Ebene behandelt. Die 64 Szintillatoren jedes TOF Sektors sind hingegen in einer bogenförmigen Anordnung in 8er Gruppen zu insgesamt acht Modulen zusammengefasst (siehe Abbildung 2.5). Aus diesem Grund wird jedes TOF Modul als eigene Ebene beschrieben, dessen relative Anordnung zu den restlichen Modulen durch die technischen Zeichnungen gegeben ist. Da die Trefferpunkte auf jedem TOF Rod entsprechend Gleichung 2.4 bestimmt werden, fließt die Kalibration des Detektors in die entsprechende x-Position mit ein. Für die Kalibration wird jedoch die relative Positionierung der MDCs und des TOF vorausgesetzt. Es ist daher ersichtlich, dass die x-Positionen der TOF Rods nicht zur Positionsbestimmung verwendet werden können.

Die Prozedur zur Positionsbestimmung wird daher in zwei Phasen unterteilt. Zuerst werden Teilchenspuren aus den inneren Driftkammern mit TOF Treffern korreliert. Lediglich hierzu wird die x-Position der TOF Rods verwendet, was jedoch auf Grund der großen Korrelationsfenster keinen Einfluß auf das weitere Verfahren hat. Die Teilchenspuren werden in 64 Gruppen entsprechend den  $(8 \times 8)$  TOF Rods unterteilt. Jeder dieser 64 parallelen TOF Rods wird durch eine Gerade beschrieben. Die Relativpositionen zueinander sind durch die technischen Zeichnungen gegeben und werden nicht gesondert bestimmt. Aus dem minimalen Abstand  $d$  der korrelierten Teilchenspuren mit den Geraden der TOF

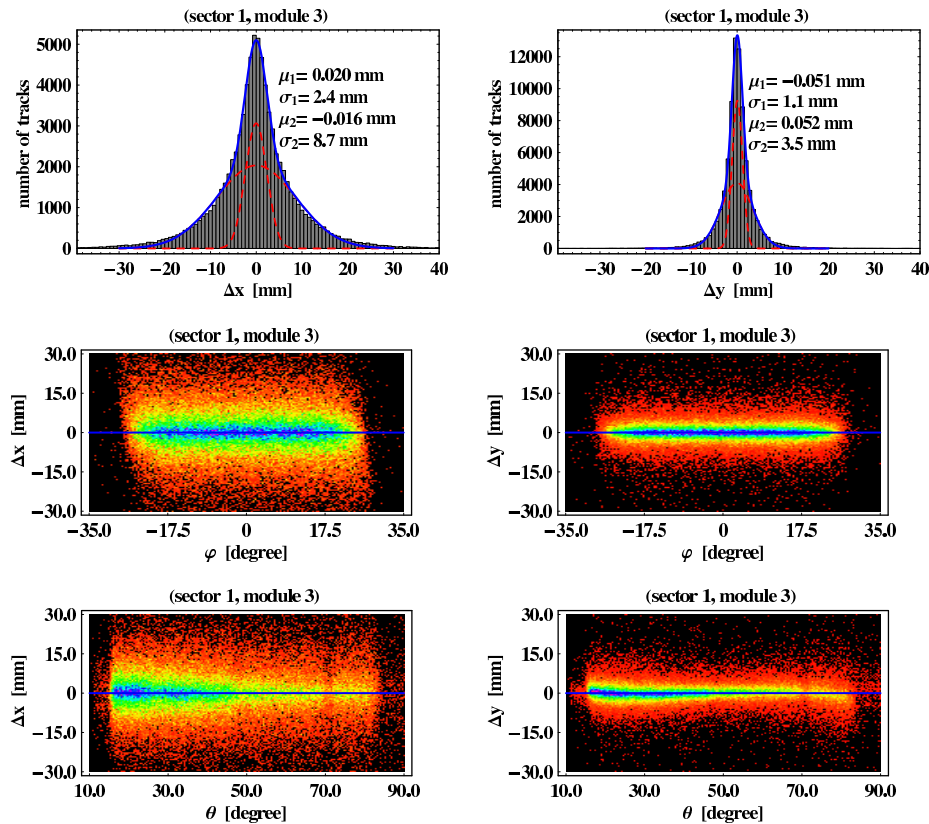


Abbildung 3.13: Residuen zwischen den gemessenen Trefferpunkten der Ebene III, Sektor 1 und den berechneten Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den korrespondierenden Segmenten der inneren Driftkammern berechnet wurden. Die Residuen in  $x$  und  $y$  sind im lokalen Kammerkoordinatensystem der Ebene III in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  und des Polarwinkels  $\Theta$  dargestellt. Die projizierten Verteilungen wurden mit jeweils zwei Gaußfunktionen mit den Parametern  $(\mu_1, \sigma_1)$  und  $(\mu_2, \sigma_2)$  angepasst.

Rods wird ein Residuum  $F$  berechnet, welches von fünf Parametern abhängt. Diese spalten sich auf in die drei Eulerwinkel  $(\alpha, \beta, \gamma)$  der Rotationsmatrix sowie die  $y$ - und  $z$ -Komponente des Translationsvektors (im lokalen Koordinatensystem der MDCs)  $\vec{t}$  für jeden TOF Sektor. Aus der Minimierung von  $F(\alpha, \beta, \gamma, y, z)$  erhält man die entsprechenden fünf Parameter.

In einem zweiten Schritt wird die fehlende Komponente des Translationsvektors parallel zu den TOF Rods ermittelt. Hierzu werden zunächst die nächsten Annäherungspunkte zwischen den rekonstruierten Teilchenspuren aus den inneren MDCs und der Geraden der TOF Rods berechnet. Die Randpunkte jedes TOF Rods bestimmen im Idealfall die Grenzen des Rods. Die Mitte zwischen den Randpunkten definiert somit den Nullpunkt in  $x$ -Richtung des TOF Rods. Aus den Mittelwerten aller 64 Nullpunkte kann somit ein stabiler Nullpunkt des entsprechenden TOF Sektors berechnet werden. Abbildung 3.15 verdeutlicht das beschriebene Verfahren.

Abbildung 3.16 zeigt die Residuen zwischen den TOF Trefferpunkten und den berechneten Schnittpunkten der inneren Spursegmente mit dem TOF Detektor nach Abschluß der beiden Minimierungsverfahren.

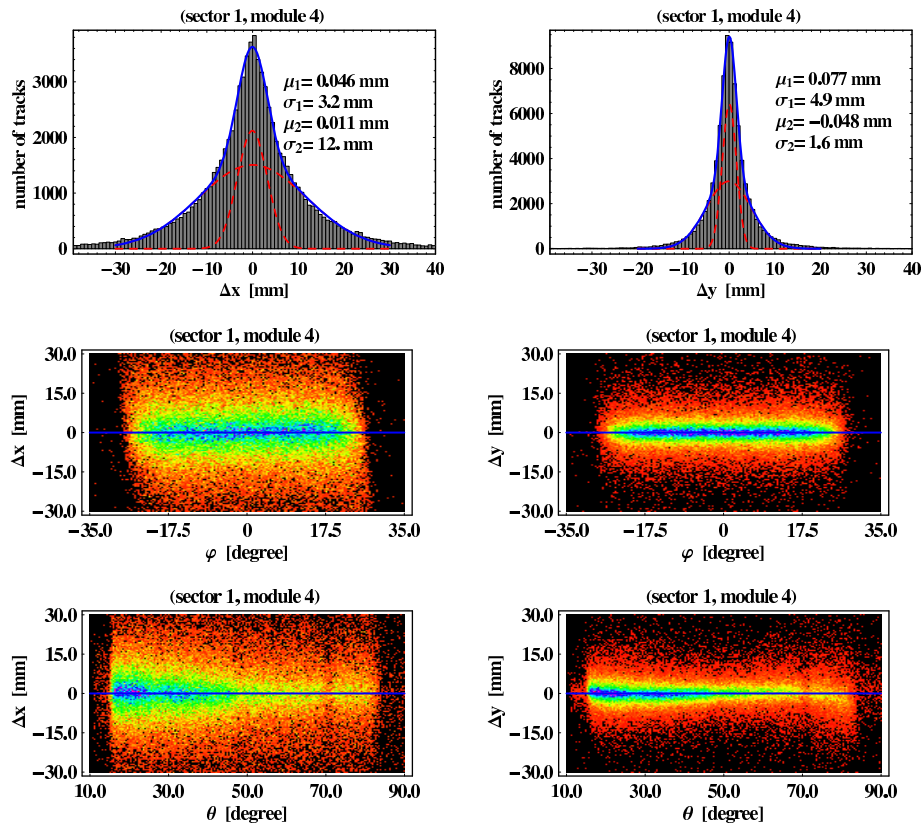


Abbildung 3.14: Residuen zwischen den gemessenen Trefferpunkten der Ebene IV, Sektor 1 und den berechneten Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den korrespondierenden Segmenten der inneren Driftkammern berechnet wurden. Die Residuen in  $x$  und  $y$  sind im lokalen Kammerkoordinatensystem der Ebene IV in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  und des Polarwinkels  $\Theta$  dargestellt. Die projizierten Verteilungen wurden mit jeweils zwei Gaußfunktionen mit den Parametern  $(\mu_1, \sigma_1)$  und  $(\mu_2, \sigma_2)$  angepasst.

Wegen der fehlenden Kalibrierung des TOF zeigt sich eine klare Struktur in den  $\Delta x$ -Residuen, während die von der Kalibration unabhängigen  $y$ -Komponenten davon nicht betroffen sind.

Zur Positionsbestimmung des PreSHOWER Detektors werden die gleichen Methoden verwendet wie bei den äußeren Driftkammern in Abschnitt 3.2.4 beschrieben. Die Unterschiede bestehen lediglich darin, dass die Auflösung der PreSHOWER Pads relativ zu den Driftkammern schlechter ist und eine diskrete Struktur aufweisen. Entsprechend sind, wie in Abbildung 3.17 zu sehen, die Residuen zwischen PreSHOWER Spurpunkten und den Schnittpunkten von MDC Segmenten mit der PreSHOWER Ebene vergleichsweise breit und rechteckförmig. Bei genügend großer Statistik spielen diese Effekte für die Positionsbestimmung jedoch keine Rolle, da hier lediglich die Mittelwerte eingehen.

Die Ausrichtung des TOFino Detektors relativ zum PreSHOWER Detektor erfolgt ausschließlich durch die technischen Zeichnungen. Dies ist nötig, da der TOFino Detektor praktisch keine eigene Ortsauflösung besitzt und daher eine Positionsbestimmung durch Teilchenspuren ausgeschlossen ist.





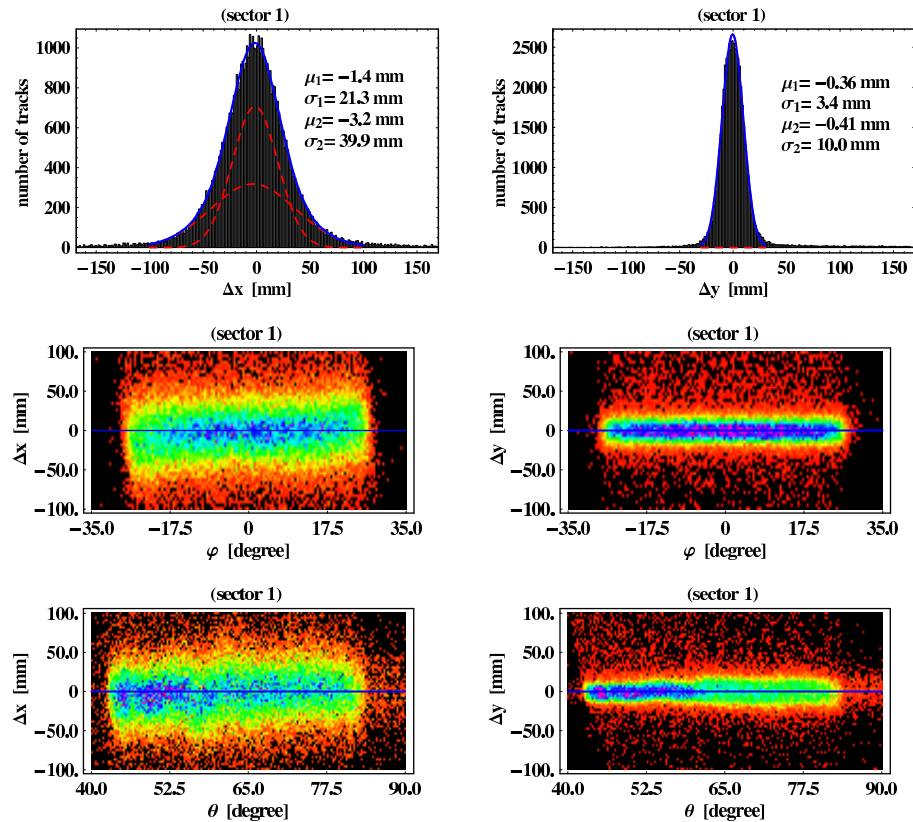


Abbildung 3.16: Residuen zwischen den gemessenen Trefferpunkten des TOF Detektors (Sektor 1) und den berechneten Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den korrespondierenden Segmenten der inneren Driftkammern berechnet wurden. Die Residuen in  $x$  und  $y$  sind im lokalen Koordinatensystem des TOF in Abhängigkeit des Azimuthwinkels  $\phi$  und des Polarwinkels  $\Theta$  dargestellt. Durch den Einfluss der *time-of-flight* Kalibration sind die Residuen in  $x$ -Richtung nicht zentriert (siehe Text).



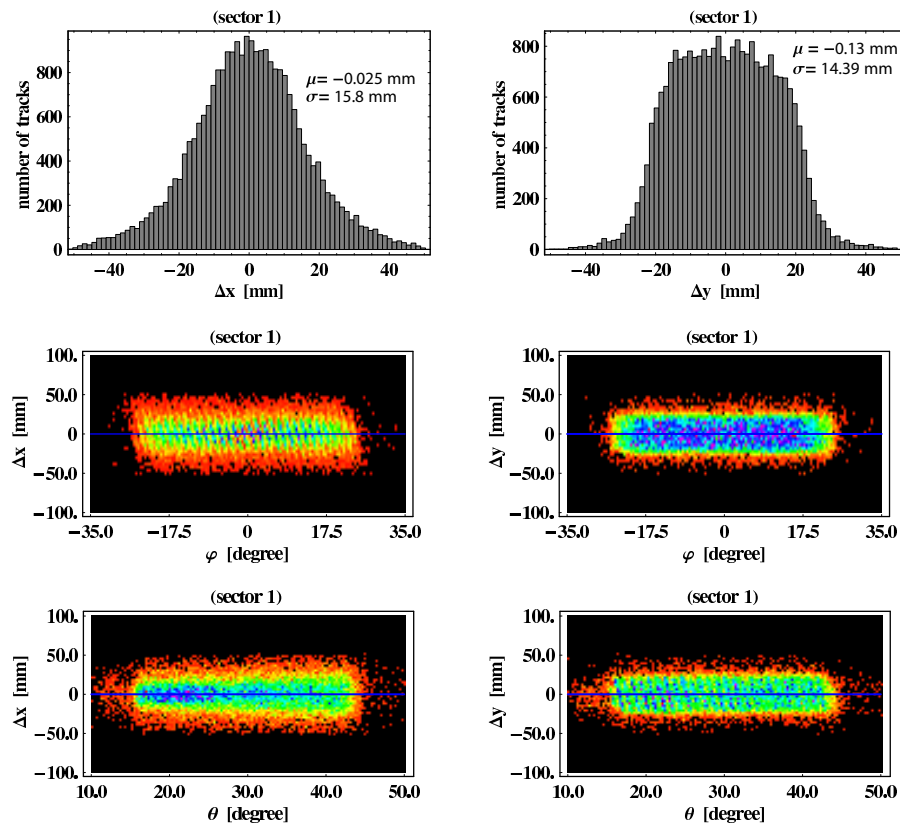


Abbildung 3.17: Residuen zwischen den gemessenen Trefferpunkten des PreSHOWER Detektors (Sektor 1) und den berechneten Durchstoßpunkten von Geraden, die aus den korrespondierenden Segmenten der inneren Driftkammern berechnet wurden. Die Residuen in  $x$  und  $y$  sind im lokalen Kammerkoordinatensystem des PreSHOWER in Abhängigkeit des Azimuthwinkels  $\phi$  und des Polarwinkels  $\Theta$  dargestellt.

### 3.3 Ausrichtung des RICH Detektors

Einer der wichtigsten Detektoren zur Elektronen/Positronen Identifikation im HADES Experiment ist der Ring Imaging CHerenkov Detektor (RICH) (siehe Abschnitt 2.2). Hierzu ist es nötig, die Spursegmente der inneren Driftkammern mit den identifizierten Ringen des RICH geometrisch einander anzupassen (sogenanntes RICH-MDC *matching*). Im Gegensatz zu MDC, PreSHOWER und TOF liefert der RICH Detektor jedoch keine Positionsangaben der Teilchenspuren. Lediglich der Polar- und Azimuthwinkel relativ zur Mittelachse des Detektors werden durch die Ringposition auf der Ausleseebene bestimmt. Dementsprechend findet die Anpassung der MDC Segmente an die RICH Ringe durch den Vergleich der Polar- und Azimuthwinkel der beiden Detektoren statt.

Um diverse Untergrundquellen von Teilchen in der Simulation nachzustellen ist die Kenntnis der RICH Ortsposition ebenfalls von Interesse. Hierbei spielt im Wesentlichen die  $z$ -Komponente entlang der Strahlachse eine Rolle, welche durch die Rekonstruktion mit Teilchenspuren einer durch die Konstruktionszeichnungen bekannten RICH Austrittsfolie bestimmt werden kann.

#### 3.3.1 Richtungsausrichtung des RICH

Die Residuenverteilungen  $\Delta\Theta = \Theta_{MDC} - \Theta_{RICH}$  und  $\Delta\phi = \phi_{MDC} - \phi_{RICH}$  sind als Funktion des Azimuthwinkels  $\phi$  in Abbildung 3.18 vor der Ausrichtung des Detektors gezeigt. Die glatte, kosinusförmige Struktur der Residuen deutet auf eine globale Rotation des RICH Detektors relativ zu den Driftkammern hin. Zur Korrektur dieser Abweichungen werden die Residuen der Verteilungen  $\Delta\Theta$  und  $\Delta\phi$  minimiert, indem die Geometrie des RICH Detektors relativ zu den MDCs rotiert wird.

In einer ersten Stufe wird zunächst der leicht asymmetrische hadronische Untergrund der Verteilungen in einem  $2\sigma$  Fenster um das gaußverteilte Leptonensignal weggeschnitten. Um die unterschiedlichen Verschiebungen zu berücksichtigen, wird diese Operation für jeden Sektor separat durchgeführt. Da Winkel nicht direkt durch eine Rotationsmatrix transformiert werden können, werden die Winkelinformationen von RICH und MDC zur Verwendung in der Minimierungsprozedur in Richtungsvektoren umgewandelt:  $(\Theta, \phi) \rightarrow (x, y, z)$ . Die Summe über alle Spuren  $N$  der Differenzen der Richtungsvektorkomponenten dient schließlich als Minimierungsgröße  $M$  und wird wie folgt berechnet:

$$M(\alpha, \beta, \gamma) = \sum_{i=1}^N \frac{(x_{MDC} - x'_{RICH})^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y_{MDC} - y'_{RICH})^2}{\sigma_y^2} + \frac{(z_{MDC} - z'_{RICH})^2}{\sigma_z^2} \quad (3.7)$$

Hierbei sind die rotierten Komponenten  $(x'_{RICH}, y'_{RICH}, z'_{RICH})$  der RICH-Vektoren mit den ursprünglichen Komponenten  $(x_{RICH}, y_{RICH}, z_{RICH})$  über die Euler Rotationsmatrix  $\hat{R}(\alpha, \beta, \gamma)$  durch

$$\begin{pmatrix} x'_{RICH} \\ y'_{RICH} \\ z'_{RICH} \end{pmatrix} = \hat{R}(\alpha, \beta, \gamma) \cdot \begin{pmatrix} x_{RICH} \\ y_{RICH} \\ z_{RICH} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

miteinander verbunden. Die Minimierung der Größe  $M$  erfolgt entsprechend den vorherigen Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 durch einen Nelder-Mead Simplex Algorithmus [Mat03]. Das Ergebnis nach einer globalen Rotation aller RICH Sektoren zeigt, dass diese nicht im Stande ist, die Struktur in den Residuenverteilungen vollständig zu entfernen. Es kann angenommen werden, dass die RICH interne Geometrie ebenfalls geringe Abweichungen gegenüber den Konstruktionszeichnungen aufweist. Somit

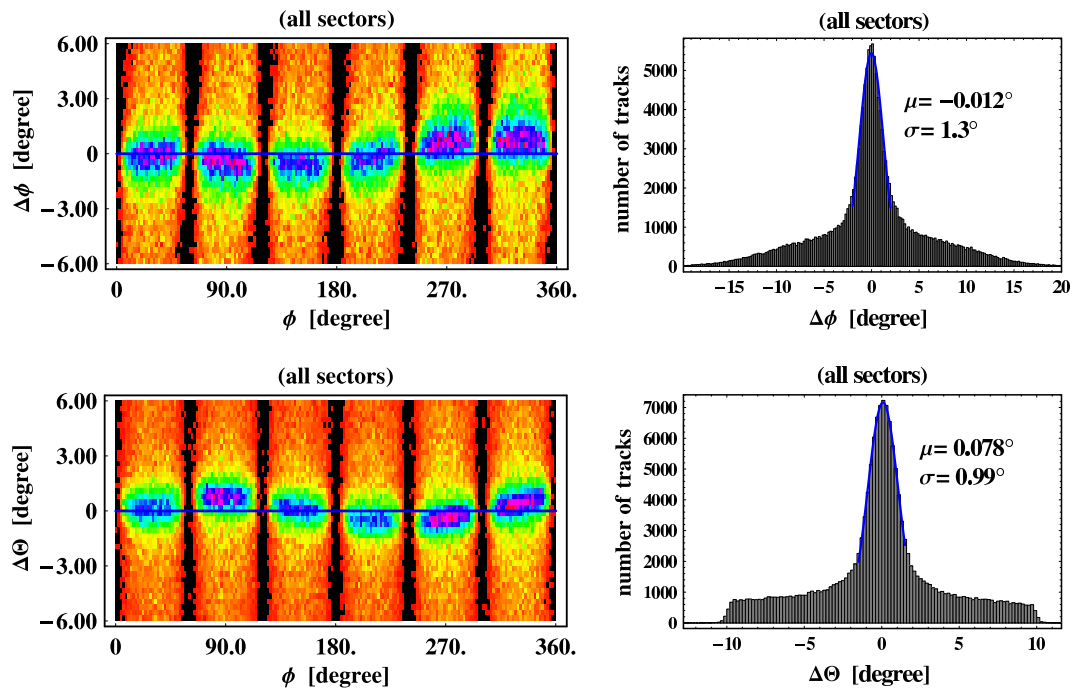


Abbildung 3.18: Residuenverteilungen in  $\Delta\theta$  und  $\Delta\phi$  der RICH-MDC Anpassung in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  (links) und in der Projektion (rechts) vor Ausrichtung des Detektors. Die glatte kosinusförmige Verteilung deutet hauptsächlich auf eine globale Verdrehung des RICH Detektors relativ zu den Driftkammern hin. Die Anpassung der projizierten Verteilungen erfolgte mit Gaußfunktionen, deren Parameter  $\mu$  und  $\sigma$  jeweils angegeben sind.

muss jeder RICH Sektor separat nach obigem Verfahren ausgerichtet werden. Die für jeden Sektor korrigierte Residuenverteilung in Abbildung 3.19 weist annähernd keine Strukturen in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  mehr auf. Daraus resultiert, dass die Breiten der Verteilungen um mehr als 20 % im Vergleich zu vorher verbessert werden konnten. Dies erlaubt es, in der Leptonenanalyse die wichtigen Schnitte zur  $e^+/e^-$ -Identifikation präziser zu setzen und damit den hadronischen Untergrund zu reduzieren.

### 3.3.2 Ortsbestimmung des RICH

Zur Analyse von experimentellen Daten ist die Kenntnis der RICH Ortsposition relativ zu den Driftkammern irrelevant, da dieser wie bereits erwähnt lediglich Winkelinformationen liefert und somit nur die Rotation von Belang ist. Für die genaue Implementierung in die Simulation werden dennoch die Ortskoordinaten des RICH Detektors benötigt. Es hat sich gezeigt, dass dies insbesondere für Experimente mit einem Flüssigwasserstofftarget ( $LH_2$ ) notwendig ist. Durch die große Ausdehnung des Targets in z-Richtung ( $l = 5 \text{ cm}$ ) finden einige Reaktionen zu weit strahlaufwärts statt. Die folgenden Reaktionsprodukte treffen dann mit erhöhter Wahrscheinlichkeit auf Konstruktionselemente des RICH Detektors

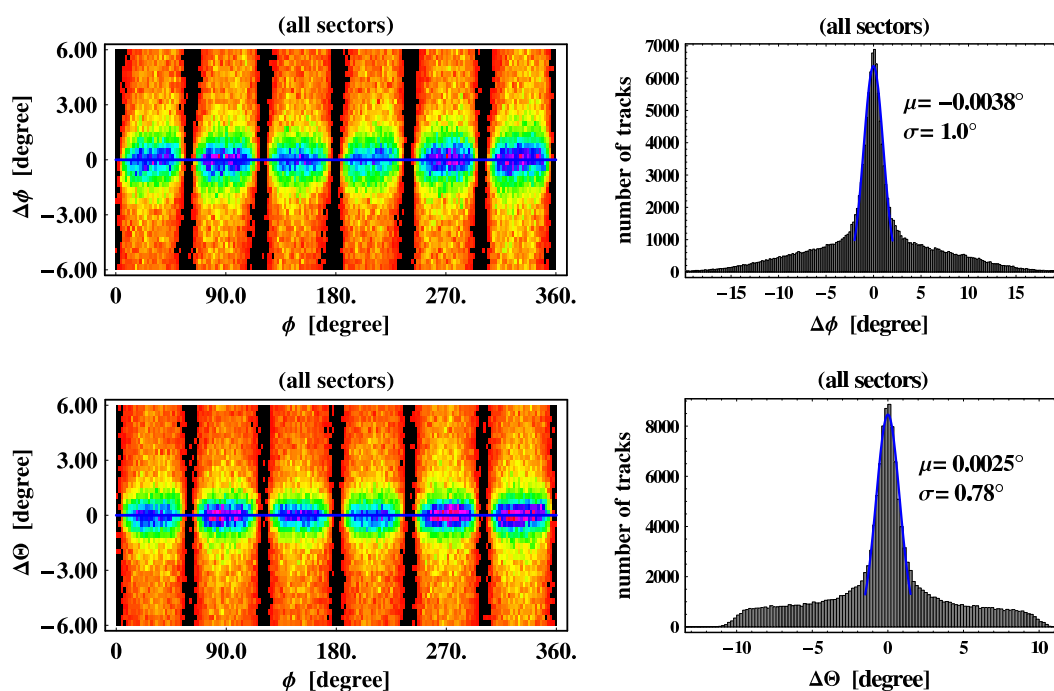


Abbildung 3.19: Residuenverteilungen in  $\Delta\theta$  und  $\Delta\phi$  der RICH-MDC Anpassung in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\phi$  (links) und in der Projektion (rechts) nach Ausrichtung jedes einzelnen Sektors relativ zu den Driftkammern. Die Anpassung der projizierten Verteilungen erfolgte mit Gaußfunktionen, deren Parameter  $\mu$  und  $\sigma$  jeweils angegeben sind.

und erzeugen  $\delta$ -Elektronen. Um diesen Effekt in der Simulation nachzustellen, ist eine Ausrichtung des RICH Detektors in  $z$ -Richtung relativ zur Targetposition nötig. Hierzu kann die durch Teilchenspuren rekonstruierte RICH-Austrittsfolie mit einer Dicke von ca.  $100 \mu m$  verwendet werden. Die Position der Folie ist durch die Konstruktionszeichnungen bekannt, kann aber wegen etwaigen Auswölbungen nur mit einer Präzision von ca.  $1 mm$  angegeben werden. Abbildung 3.20 zeigt die durch die inneren Driftkammern rekonstruierte Austrittsfolie, anhand deren Position die Verschiebung des RICH bestimmt werden kann.

### 3.4 Targetrekonstruktion

Die Positionsbestimmung des Targets vor dem Beginn der Spurrekonstruktion ist wegen des in Abschnitt 2.8.1 beschriebenen Verfahrens zur Spursegmentanpassung nötig. Nach Abschluss der Positionsbestimmung für die inneren Driftkammern der Ebenen I und II kann mittels der geraden inneren Spursegmente eine Targetrekonstruktion vorgenommen werden. Hierzu werden die nächsten Annäherungspunkte zwischen den Spursegmenten und einer Geraden, welche die Strahlachse definiert, berechnet. Die resultierenden Vertices definieren das Target. Die Strahlachse kann bei der Bestimmung sowohl in der Position

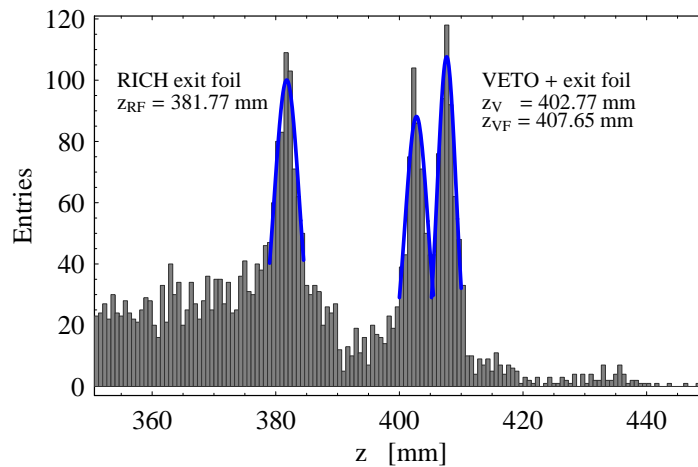


Abbildung 3.20: Rekonstruktion der RICH Austrittsfolie sowie des VETO Detektors und dessen Schutzfolie.

als auch in der Richtung variieren. Als optimale Ausrichtung wird diejenige gewählt, bei der die Targetpositionen aus den unabhängigen Bestimmungen aus allen sechs Sektoren am besten übereinstimmen. Das Verfahren ist im Detail in [Sch06a] dargestellt.

### 3.5 Proton-Proton elastische Streureaktionen

Das Forschungsprogramm des HADES Experimentes umfasst neben den Schwerionennmessungen auch die Messungen von elementaren Reaktionen [Sep04]. So wurden in den Jahren 2003 (Sep03), 2004 (Jan04), 2006 (Apr06) und 2007 (Apr07) Experimente mit Proton-Proton Reaktionen mit kinetischen Strahlenergien von  $1.0\text{GeV}$ ,  $1.25\text{GeV}$ ,  $2.0\text{GeV}$ ,  $2.2\text{GeV}$  und  $3.5\text{GeV}$  durchgeführt. Die physikalische Zielsetzung dieser Experimente ist es unter anderem, einige der elementaren Produktionswirkungsquerschnitte zur Normierung der Schwerionendaten zu bestimmen. Die Daten dienen ausserdem dazu, die Detektorkalibrationen und das Spurverfolgungssystem besser zu verstehen und eventuell neu zu kalibrieren. Dies beinhaltet neben der Bestimmung der Detektorpositionen, welche die Impuls- und Winkelauflösung im Wesentlichen beeinflusst, auch die Eichung des Magnetfeldes. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erwähnt, eignet sich hierfür besonders die genau bekannte Kinematik von elastischen Streureaktionen, wie sie auch in Proton-Proton Stößen stattfindet. Abbildung 3.21 zeigt die Kinematik von elastischen pp-Reaktionen im Labor- und cm-System. Aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung gelten für die beiden gestreuten Protonen mit den Emissionswinkeln in azimuthaler Richtung  $\phi_1$  bzw.  $\phi_2$  sowie in polarer Richtung  $\Theta_1$  bzw.  $\Theta_2$  folgende Gleichungen:

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = 180.0^\circ \quad (3.9)$$

und

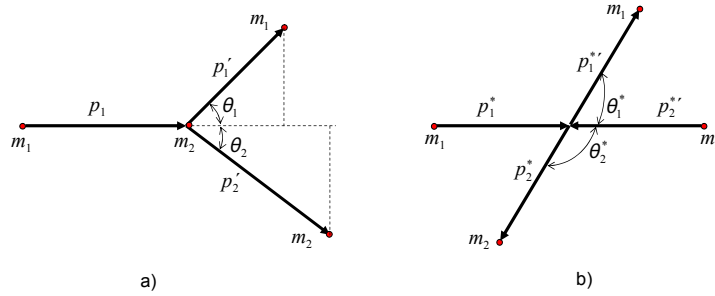


Abbildung 3.21: Kinematik von elastischen Proton-Proton Stößen im Laborsystem a) und im cm-System b).

$$\frac{1}{\gamma_{cm}^2} = \tan(\Theta_1) \cdot \tan(\Theta_2). \quad (3.10)$$

Hierbei ist  $\gamma_{cm}$  der Lorentzfaktor, der aus der kinetischen Strahlenergie  $E_{kin}$  und der Ruhemasse der Protonen von  $m_0 = 938.27 GeV/c^2$  wie folgt berechnet wird:

$$\beta_{cm} = \frac{\sqrt{E_{kin} + 2E_{kin}m_0c^2}}{E_{kin} + 2m_0c^2} \quad (3.11)$$

$$\gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (3.12)$$

Anhand des Beispiels der Proton-Proton Strahlzeit vom September 2003 bei  $1.0 GeV$  werden Ergebnisse der Analyse von elastisch gestreuten Protonen nach der Positionsausrichtung vorgestellt. Da die photogrammetrische Vermessung der inneren Driftkammern erst für die Strahlzeit vom September 2005 durchgeführt wurde und zudem die Anzahl der gemessenen Teilchenspuren aus der kosmischen Höhenstrahlung in den ersten Strahlzeiten relativ gering ist, konnte keine optimale Positionsausrichtung der inneren Driftkammern gewährleistet werden. Mit den Proton-Proton Strahlzeiten vom April/Mai 2007 stehen nach der Datenkalibration jedoch in Zukunft bessere Überprüfungsmöglichkeiten zur Verfügung. Abbildung 3.22 zeigt für selektierte Reaktionen mit zwei gemessenen Spuren den Polarwinkel  $\Theta_2$  als Funktion des Polarwinkels  $\Theta_1$  der anderen Spur. Die eingezeichnete Kurve wurde mit Hilfe von Gleichung 3.10 nach entsprechender Umstellung nach  $\Theta_2$  berechnet, wobei  $1/\gamma^2$  mit Gleichung 3.12 zu 0.6524 bestimmt wurde.

Die gute Übereinstimmung der Daten mit dem theoretischen Verlauf lässt sich auch in der Auftragung von  $1/\gamma^2$  als Funktion des Polarwinkels  $\Theta$  in Abbildung 3.23 zeigen. Bei einer eventuellen Kippung der Driftkammern relativ zur bestimmten Strahlachse sollten Abweichungen vom horizontalen Verlauf zu erkennen sein. Die Projektionen dieser Verteilungen auf  $1/\gamma^2$  sowie die Differenzen der Azimutwinkel entsprechend Gleichung 3.9 sind in Abbildung 3.24 zusammengefasst. Die kleinen Abweichungen von den theoretischen Werten können durch die vorher beschriebenen Probleme der Positionsbestimmung der inneren Driftkammern erklärt werden. Weitere Analysen von elastischen

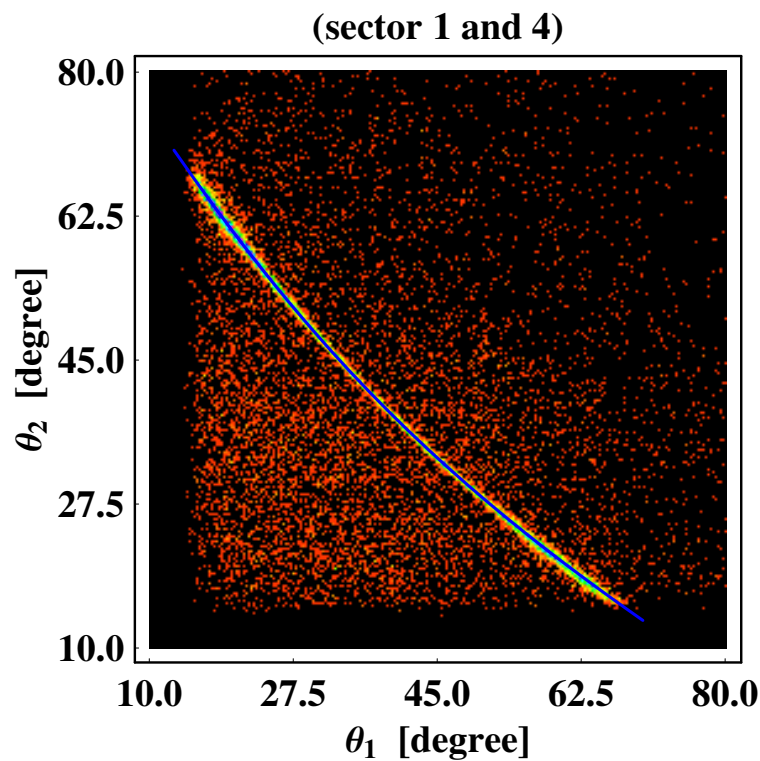


Abbildung 3.22: Elastisch gestreute Protonen zeigen eine klar erkennbare Struktur in der Auftragung der Polarwinkel  $\Theta_1$  vs.  $\Theta_2$ . Selektiert wurden Ereignisse mit zwei gemessenen Teilchenspuren in  $p + p$ -Reaktionen bei  $1.0 \text{ GeV}$  aus der Strahlzeit vom September 2003. Die eingezeichnete Kurve (blau) beschreibt den theoretischen Kurvenverlauf nach Gleichung 2.7.

Streureaktionen finden sich in [Rus06] und [Spa05].

Bisher wurden die Daten aus Proton-Proton Streureaktionen lediglich zur Überprüfung der oben beschriebenen Positionsbestimmung verwendet. In Zukunft sollen die Daten, wie bereits erwähnt, auch direkt in die Prozeduren eingefügt werden. So können strahlzeitunabhängige Parameter wie die internen Verschiebungen der Drahtebenen in den Driftkammern, welche für bestimmte Systematiken verantwortlich sind, fixiert werden. Entsprechende Verfahren befinden sich bereits in der Erprobung.

### 3.6 Zusammenfassung und Ausblick

Die hier vorgestellten Methoden und Prozeduren zur Positionsbestimmung der HADES-Detektoren sind Neuentwicklungen und basieren auf keinen der vorher entwickelten Programme. Die Kombination aus photogrammetrischer Positionsbestimmung und der Verwendung sowohl von Daten aus der kosmischen Höhenstrahlung wie auch Daten aus Strahl-Target Reaktionen erlaubt eine Stabilisierung der Minimierungsprozeduren und die relative Positionsbestimmung aller HADES Detektoren zum Magneten, wel-

cher das HADES Koordinatensystem aufspannt. Die berechneten Residuen befinden sich unterhalb des geforderten Wertes von  $100\mu\text{m}$ . Das gezeigte Verfahren wurde bisher in teils abgewandelten, speziell angepassten Varianten für die Strahlzeiten vom November 2002 A.1 (C+C bei 2.0 AGeV), September 2003 (p+p bei 2.0 GeV), Januar 2004 (p+p bei 2.0 GeV), August 2004 (C+C bei 1.0 AGeV), September 2005 (Ar+KCl bei 1.756 AGeV), April 2006 (p+p bei 1.25 GeV) und April 2007 (p+p bei 3.5 GeV und d+p bei 1.25 AGeV) angewendet. Für eine zukünftige Erweiterung bzw. Verbesserung der Positionsbestimmung bieten sich folgende Punkte an:

- Vermessung der inneren und äußeren Driftkammern mit einem Lasertracker mit einer intrinsischen Auflösung von ca.  $10\mu\text{m}$ . Alternativ die Vermessung mit der vorhandenen photogrammetrischen Methode.
- Verwendung der Daten aus der kosmischen Höhenstrahlung zur Positionsbestimmung der äußeren Driftkammern.
- Variation des *cosmic*-Triggers um Korrelationen von mehreren Sektorenpaaren außer den direkt gegenüberliegenden zu erhalten.
- Direkte Verwendung der Daten aus elastischen Proton-Proton Streureaktionen zur Positionsbestimmung.

Neuere Messungen und Berechnungen zeigen, dass die interne Geometrie einiger Driftkammern um teils  $500\mu\text{m}$  von den Sollwerten abweicht. Dies ist mit hoher Wahrscheinlichkeit die Ursache für die gezeigten Strukturen innerhalb der Residuenverteilungen. Die Abweichungen führen zu systematischen Verschiebung der für die Positionbestimmung verwendeten Spurpunkte, was wiederum zur systematischen Verschiebung der Detektoren führt. Momentane Untersuchungen deuten darauf hin, dass dies die Hauptursache für die Abweichungen der Impulsauflösung vom Designwert ist. Um die interne Geometrie festzulegen wird ein neues Verfahren zur Positionbestimmung entwickelt, welches ebenfalls die Ausrichtung und Verschiebung der Drahtebenen berücksichtigt. Erste Ergebnisse sind vielversprechend und zeigen eine Verminderung der Systematiken bei der Spurrekonstruktion.

---



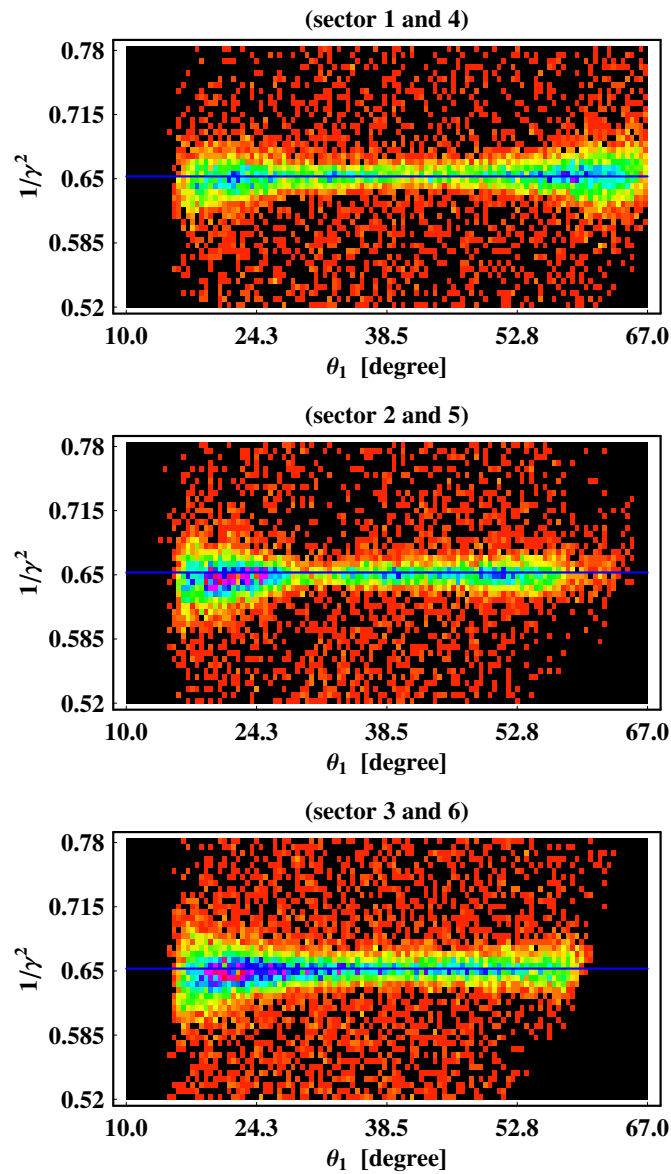


Abbildung 3.23: Das Produkt aus  $\tan(\Theta_1)$  und  $\tan(\Theta_2)$  von zwei elastisch gestreuten Protonen ist auf Grund der Energie- und Impulserhaltung konstant und entspricht  $1/\gamma^2$  des Teilchenstrahls. Aufgetragen als Funktion des Polarwinkels  $\Theta_1$  eines der gestreuten Protonen lässt sich eine eventuelle Falschausrichtung der Detektoren nachprüfen. Die eingezeichneten Linien für jede Sektorkombination entsprechen dem erwarteten  $1/\gamma^2$ -Wert von 0.6524 bei 1.0 GeV Strahlenergie.

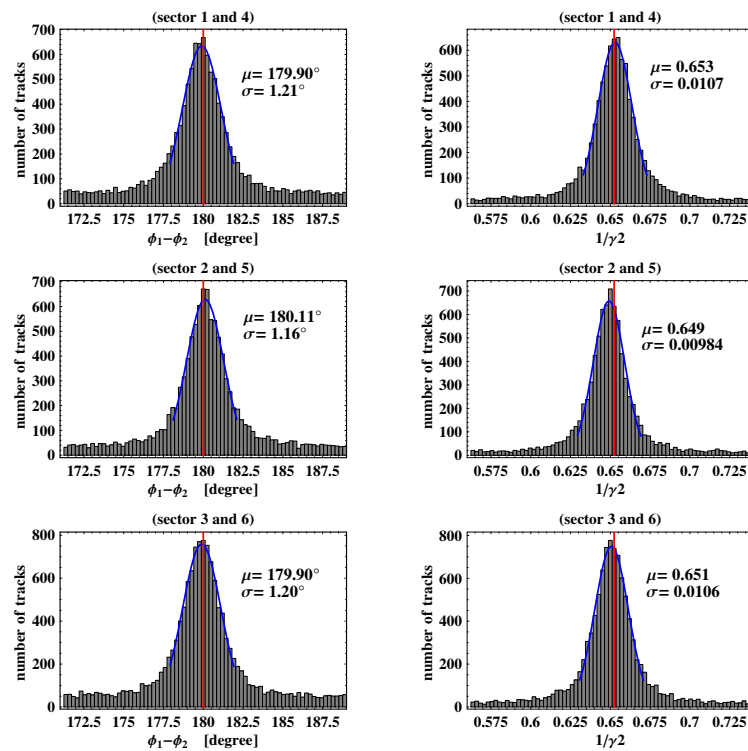


Abbildung 3.24: Für jede Sektorkombination sind die Differenzen der Azimuthwinkel  $\phi_1 - \phi_2$  und  $1/\gamma^2 = \tan(\Theta_1) \cdot \tan(\Theta_2)$  von zwei elastisch gestreuten Protonen aufgetragen. Die Strahlenergie betrug  $1.0 \text{ GeV}$ , was einem  $1/\gamma^2$ -Wert von 0.6524 entspricht. Die Verteilungen sind mit Gaußfunktionen angepasst, deren Parameter  $\mu$  und  $\sigma$  jeweils in den Abbildungen angegeben sind.

## Kapitel 4

# Energieverlustkalibrierung der HADES Driftkammern

Die Teilchenidentifikation von Hadronen fand beim HADES Experiment bisher ausschließlich über den Einsatz der beiden Flugzeitwände TOF und TOFino in Kombination mit der Impulsmessung statt [Rus06] [Zum05]. Beide Detektoren verfügen über eine ausreichend gute Zeit- und Energieverlustauflösung, um Pionen und Protonen bis zu Impulsen von ca. 800 MeV/c (700 MeV/c TOFino) zu separieren. Für die Identifikation von geladenen Kaonen ist diese Auflösung jedoch weitestgehend unzureichend. Lediglich im TOF Bereich können  $K^+$ -Mesonen mit einem Signal zu Untergrund Verhältnis von ca. 1-2 [Sad05] direkt nachgewiesen werden. Im Vergleich zum TOF Detektor besitzt die TOFino Flugzeitwand eine um mehr als den Faktor 2.5 schlechtere Zeit- und Energieverlustauflösung. Dieser Umstand verhinderte bisher eine Identifikation von geladenen Kaonen in diesem Bereich der HADES Akzeptanz.

Mit dem Experiment vom September 2005 wurde mit  $Ar + KCl$  bei 1.756 AGeV das bisher schwerste Stoßsystem mit dem HADES Spektrometer gemessen. Die daraus resultierenden verhältnismäßig großen Teilchenspurdichten im niedrigen Polarwinkelbereich des TOFino führen zu häufigen Mehrfachtreffern in einem TOFino Paddle. Auf Grund der einseitigen Signalauslese jedes TOFino Paddles sind bei Mehrfachtreffern die Flugzeit- und Energieverlustinformationen nicht mehr eindeutig einer Spur zuzuordnen, was letztendlich den Verlust der Information bedeutet. Abbildung 4.1 zeigt für  $Ar + KCl$  Reaktionen bei 1.756 AGeV die mit Hilfe des PreSHOWER Detektor gewonnene Multiplizitätsverteilung für die TOFino Paddles. Daraus lässt sich berechnen, dass in ca. 65 % der Fälle mindestens zwei Spurkandidaten einem TOFino Paddle zugeordnet werden konnten. Ohne zusätzliche Teilchenidentifikationsmöglichkeit kann lediglich der Impuls und die Polarität dieser Spuren bestimmt werden.

Aus den oben genannten Gründen ist es ersichtlich, dass eine von den Flugzeitwänden unabhängige Information zur Teilchenidentifikation notwendig ist, um zum einen diese im Falle von Doppeltreffern im TOFino überhaupt zu ermöglichen, und zum anderen geladene Kaonen im vollen Akzeptanzbereich mit gutem Signal zu Untergrund Verhältnis zu identifizieren. Letzteres ist ein notwendiges Kriterium, um  $\phi$ -Mesonen im Experiment  $Ar+KCl$  im  $K^+K^-$ -Kanal über das invariante Massenspektrum zu identifizieren (siehe Abschnitt 5.13). Bereits in [Mar05] konnte prinzipiell gezeigt werden, dass die sogenannte **Time over Threshold (ToT)** Messung der HADES Vieldrahtdriftkammern (MDC) als Maß für den Energieverlust verwendet werden kann. Neben der Teilchenidentifikation über Impuls und Geschwindigkeit ist die Messung des spezifischen Energieverlustes ein weiteres bewährtes Verfahren. Im Wesentlichen ist der Energieverlust pro Weglänge  $dE/dx$  eines geladenen Teilchens eine Funktion der Geschwindigkeit.

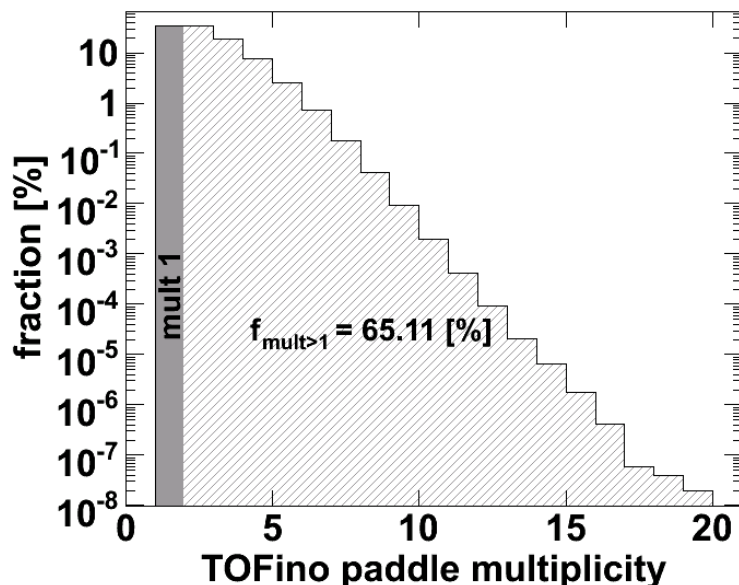


Abbildung 4.1: Multiplizität in den TOFINO Paddels in der Strahlzeit vom September 2005 (Ar+KCl bei 1.756 AGeV). In ca. 65 % gibt es mehr als eine Korrelation zwischen einem PreSHOWER Treffer und dem selben TOFINO Paddle.

Somit können Teilchen mit gleichem Impuls anhand des unterschiedlichen  $dE/dx$ -Wertes voneinander separiert werden.

Üblicherweise wird zur Energieverlustmessung die Höhe des im Detektor ausgelösten Signals bzw. dessen Integral bestimmt. Diese Werte sind in der Regel direkt proportional zum Energieverlust des Teilchens. Die Signalthöhenmessung findet im HADES Experiment z.B. in den TOF und TOFINO Detektoren ihre Anwendung. Wie in Abschnitt 2.1 erwähnt, kann die Elektronik der MDCs des HADES Experiments zusätzlich zur Driftzeit der Elektronen auch die Breite des gemessenen Signals, jedoch nicht dessen Höhe oder Integral bestimmen. Dieser Umstand führt zu einem nichtlinearen Verhalten zwischen der gemessenen Größe  $ToT$  und dem erwünschten Energieverlust  $dE/dx$ . Die Signaltbreite  $ToT$  bestimmt sich aus der Zeit, welche das Signal über der eingestellten Schwelle liegt (*leading-edge, trailing edge*). Abbildung 4.2 a) zeigt schematische Signale der Driftkammern mit gleicher Basisbreite aber unterschiedlicher Amplitude, deren  $ToT$  Werte an einer Schwelle (threshold) berechnet werden. Abbildung 4.2 b) verdeutlicht den bereits erwähnten nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Amplitude und der Breite des Signals  $ToT$  über der Schwelle.

Zur Reduktion von Kleinwinkelstreuung wurden die HADES Driftkammern mit einer möglichst geringen Massenbelegung konzipiert [Gar98] [Bok02]. Dies beinhaltet neben der geringen Dicke von 3-6 cm auch, dass jede Driftkammer lediglich aus sechs Auslesedrahtebenen besteht (siehe 2.1). Bei vier MDCs pro Sektor ergibt sich daraus eine Gesamtzahl von ca. 24 Messungen pro Teilchenspur. Die Anzahl der Messungen wird zum einen von der Zelleffizienz der Driftkammern von ca. 95 % und zum anderen vom Einfallswinkel der Teilchenspuren in die Driftzellen bestimmt. Bei steilen Einfallswinkeln können zwei benachbarte Zellen gleichzeitig getroffen werden und so die Anzahl der Messungen erhöhen. Die geringe Weglänge der Teilchenspuren im Driftgas und die im Vergleich zu anderen Experimenten geringe Anzahl von Einzelmessungen beschränken im Wesentlichen die erreichbare Auflösung der MDC

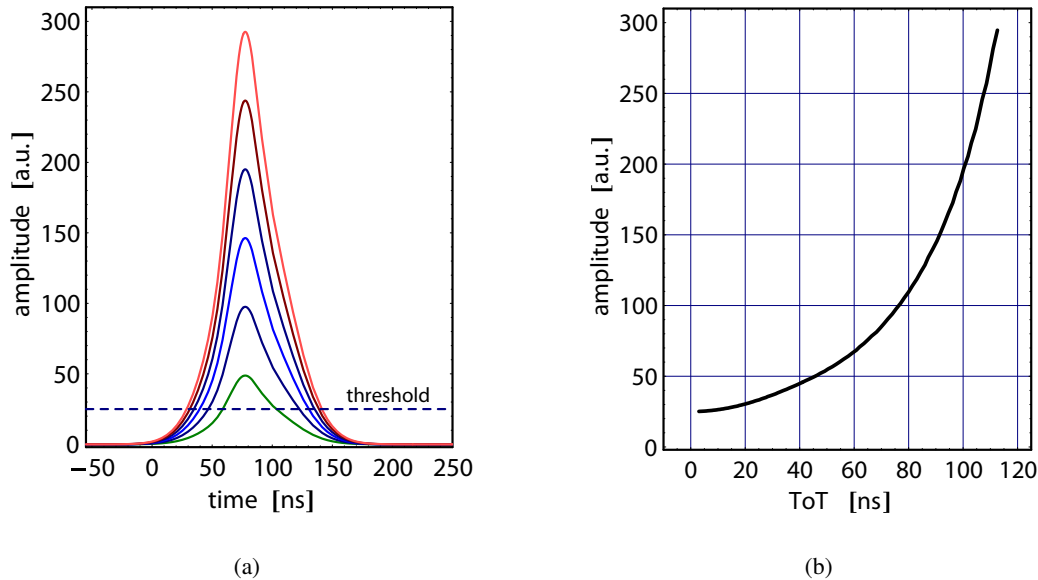


Abbildung 4.2: a) Freigenerierte Signale mit gleicher Basisbreite, aber unterschiedlicher Amplitude. Der Zeitbereich, in dem die Signale über der eingestellten Schwelle (threshold) liegen, definiert die Größe  $ToT$  (Time over Threshold). b) Die Amplitude des Signals zeigt als Funktion von  $ToT$  ein nicht-lineares Verhalten.

Energieverlustmessung. Trotz der Tatsache, dass das Konzept der HADES Violdrahtdriftkammern und des Spurverfolgungssystems auf eine möglichst kleine Massenbelegung aufbauen und die Messung des Energieverlustes nicht vorgesehen war, ist es möglich, die vom TOF/TOFino System unabhängige MDC  $dE/dx$  Information als wichtige PID Methode zu etablieren [Sch07a] [Sch07b] [Lan08]. Die dazu notwendigen Verfahren und Korrekturen werden im Folgenden im Detail vorgestellt.

## 4.1 Korrektur und Normierung

Das inhomogene elektrische Feld innerhalb der Driftzellen sowie die durch variierende Einfallswinkel und Einfallspalten folgenden verschiedenen langen Segmente der Teilchenspuren in den Driftzellen verursachen bei gleichem  $dE/dx$  unterschiedliche  $ToT$ -Signale. Diese unerwünschte Abhängigkeit hängt im Wesentlichen von der Geometrie der Teilchenspur in der Driftzelle ab und kann durch eine entsprechende Parametrisierung korrigiert werden (siehe auch Abbildung 4.7). Zur Beschreibung der Spurgeometrie in der Driftzelle wird diese zur Vereinfachung auf eine Ebene projiziert. Abbildung 4.3 verdeutlicht die verwendete Parametrisierung der Teilchenspur durch den Einfallswinkel  $\alpha$  und den nächsten Abstand zum Auslesedraht  $d$  in der schematisch dargestellten Driftzelle in der Projektion parallel zum Auslesedraht. Beide Größen sind nach der Kalibrierung der Driftkammern mit hoher Präzision über die Spursegmentanpassung verfügbar (siehe Abschnitt 2.8.1). Die Aufgabe besteht nun darin, für jeden Parametersatz ( $\alpha, d, MDC$ ) eine Abbildung des gemessenen  $ToT$ -Wertes auf eine gemeinsame Skala zu finden. Hierzu bietet es sich an, auf den theoretischen Bethe-Bloch Energieverlust zu normieren. Dieser Schritt erlaubt zum einen, die Energieverlustkurven aller Teilchen zu verwenden, zum anderen ergibt

sich eine Konsistenz mit den simulierten Daten wie in Abschnitt 4.1.1 gezeigt wird.

Für die Berechnung des Bethe-Bloch Wertes ist es von Nöten die Ladung, die Geschwindigkeit bzw.

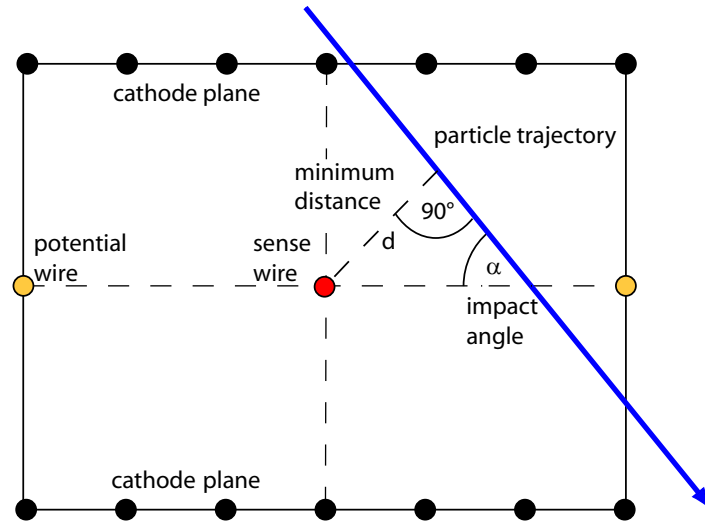


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung einer Driftzelle der HADES Vieldrahtdriftkammern (MDC). Jede Teilchenspur (blau) wird zur Korrektur des Energieverlustsignals für jeden Driftkammertyp parametrisiert durch den Einfallswinkel  $\alpha$  und die kürzeste Entfernung der Spur zum Ausleседраht  $d$ .

den Impuls und die Masse des Teilchens zu kennen. Das HADES Magnetspektrometer in Kombination mit den Flugzeitwänden liefert diese Informationen unabhängig von dem zu normierenden  $ToT$ -Wert der Driftkammern. Der Bethe-Bloch Energieverlust für relativistische Teilchen wird durch Gleichung 4.1 beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.1)$$

$z$  - die Ladung des einfallenden Teilchens

$Z, A$  - die Kernladungs- und Massenzahl des Gases

$m_e$  - die Elektronenmasse

$r_e$  - der klassische Elektronenradius

$N_A$  - Avogadro-Zahl

$I$  - eine für das Gas charakteristische Ionisationskonstante

$\delta$  - Dichtekorrekturterm

Dabei ist  $T_{max}$  die maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron in einem einfachen Stoß übertragen werden kann:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (4.2)$$

$M$  - Masse des stoßenden Teilchens

Exemplarisch ist der Energieverlust als Funktion von  $\beta\gamma$  für Myonen in Abbildung 4.4 aufgezeigt. Der Bereich um das Minimum wird mit Teilchen bei SIS Energien bevölkert.

Um über einen möglichst großen Impuls- und Energieverlustbereich Korrekturwerte zu erhalten, wer-

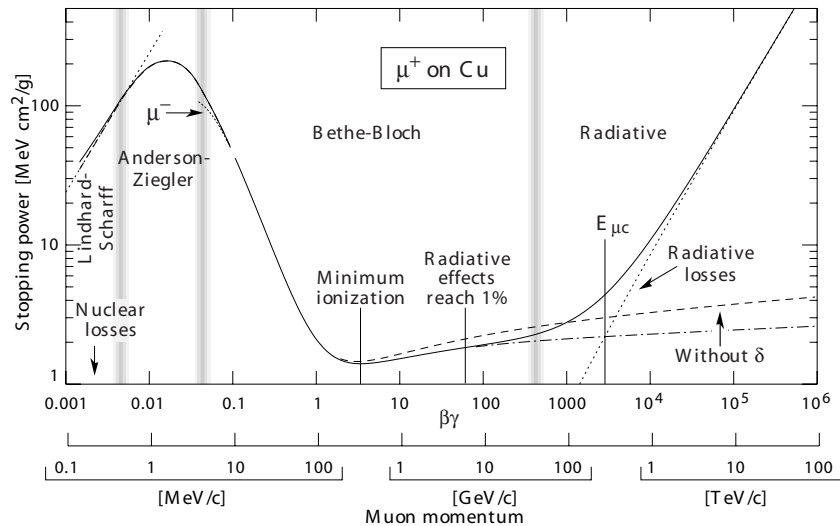


Abbildung 4.4: Der Energieverlust pro Flächenbelegung von Myonen in Kupfer wird hier in einem Impulsbereich von neun Größenordnungen dargestellt. Zu sehen sind der Energieverlust durch Ionisation mit und ohne Dichtekorrekturterm und die kritische Energie, an der der Beitrag zum Energieverlust durch Strahlungsprozesse dem Beitrag durch Ionisation entspricht [Hag02].

den mit Hilfe der Flugzeitinformationen von TOF und TOFino sowie den gemessenen Impulsen Protonen über graphische Schnitte selektiert. Mit den Gleichungen 4.1 und 4.2 können mit der damit bekannten Masse für das Gasgemisch der HADES Driftkammern die Energieverlustwerte  $dE/dx_{calc}$  für jeden Protonenimpuls im Bereich von ca. 200-3000 MeV berechnet werden. Die Daten werden unterteilt bezüglich des Einfallswinkels  $\alpha$  und des Abstandes  $d$  der Teilchenspuren vom Signaldraht und dem MDC Typ (MDC I-IV). Die Einteilung für  $\alpha$  erfolgt in  $5^\circ$ -Schritten und beginnt bei  $\alpha = 90^\circ$ , was einem senkrechten Einfall in die Driftzelle entspricht. Mit Schrittweiten von  $\Delta d = (100, 100, 200, 225) \mu m$  für die vier unterschiedlichen Driftzellengrößen wird die Gesamtzahl der Unterteilungen im Abstand vom Signaldraht konstant bei 40 gehalten.

Die berechneten  $dE/dx_{calc}$ -Werte werden für jeden Driftkammertyp (MDC I-IV) und geometrische Konstellation ( $\alpha, d$ ) in Abhängigkeit des gemessenen  $ToT$ -Wertes in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Exemplarisch sind diese Verteilungen für jeden Driftkammertyp in Abbildung 4.5 für nahezu senkrechten Einfall der Teilchenspuren in die Driftzellen und dem nächsten Abstand zum Signaldraht dargestellt. Aus den Breiten der Verteilung zeigt sich sofort, dass die  $ToT$ -Auflösung der Einzelmessung nicht ausreichend ist, um eine Aussage über den Energieverlust zu treffen. Da die  $ToT$ -Verteilungen für jeden  $dE/dx_{calc}$ -Wert in guter Näherung einer Normalverteilung folgen, kann dies jedoch durch die Berechnung des Mittelwertes aus allen korrigierten Messungen einer Teilchenspur stark verbessert werden. Die Mittelwertbildung kann nicht über  $dE/dx_{calc}$  erfolgen, da diese Größe einer Landauverteilung folgt. Dementsprechend müssen alle zusammengehörigen Messungen zunächst in ein gemeinsames  $ToT$ -Normsystem abgebildet werden. Die Festlegung auf das Normsystem (MDC I,  $\alpha_N = 90^\circ$ ,  $d_N = 0.0 mm$ ) erfolgte willkürlich und hat nur geringen Einfluss auf die Mittelwertbildung.

Zur Berechnung der Korrekturfunktion für jede Geometrie ( $\alpha$ ,  $d$ , MDC) werden zunächst die Verteilungen  $dE/dx_{calc}$  vs.  $ToT$  in Schnitten von  $dE/dx_{calc}$  auf die  $ToT$ -Achse projiziert und deren Maxima durch Anpassung von Gaußfunktionen bestimmt. Die Position und Breite ( $\mu$ ,  $\sigma$ ) der Anpassungsfunktionen sind zusätzlich in Abbildung 4.5 eingezeichnet. Die Maxima werden durch die empirisch bestimmte Funktion 4.3 bzw. deren inversen Funktion 4.4 angepasst. Für alle verwendeten Einfallswinkel bei nahem Abstand zum Signaldraht bzw. für alle Abstände vom Signaldraht bei nahezu senkrechtem Einfall der Teilchenspur in die Driftzelle sind die Ergebnisse in Abbildung 4.6 für den Driftkammertyp MDC I (GSI) dargestellt. Es zeigt sich, dass die vier Parameter Anpassungen mit den Funktionen 4.3 und 4.4 für alle Geometrien gut die Daten beschreiben kann.

$$dE/dx = f(ToT) = 10^{[(ToT - par0)/par1]^{par2}} - par3 \quad (4.3)$$

$$ToT = f^{-1}(dE/dx) = par0 + par1 * [\log_{10}(dE/dx + par3)]^{par2} \quad (4.4)$$

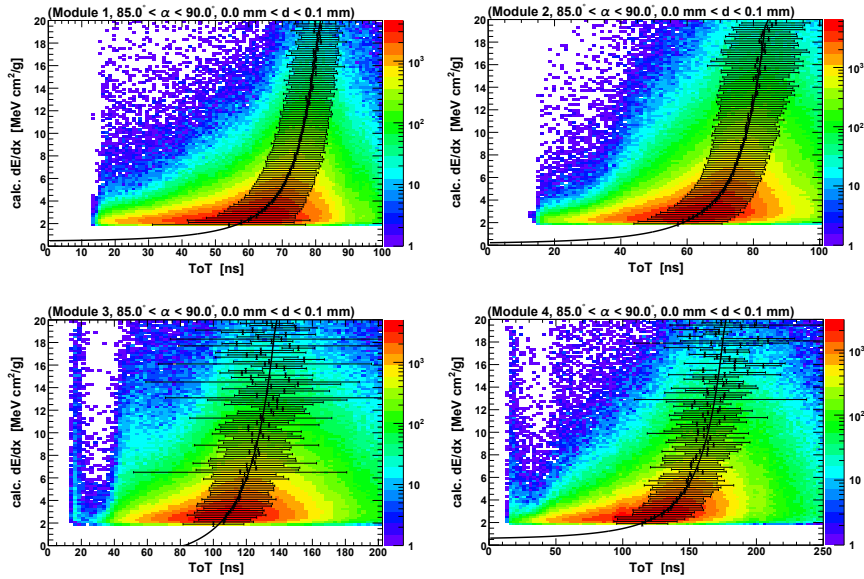


Abbildung 4.5: Der aus dem Impuls berechnete Bethe-Bloch Energieverlust von selektierten Protonen als Funktion der gemessenen Signaltotzeit  $ToT$ . Die vier Bilder zeigen Beispiele der Verteilungen für die vier Driftkammertypen mit senkrechtem Einfall in die Driftzelle und Spuren nahe am Signaldraht. Die Maxima der Verteilungen wurden in MDC  $dE/dx$  Schnitten durch Anpassungen mit Gaußfunktionen bestimmt. Die Kalibrationsfunktion für die entsprechende Geometrie ergibt sich aus der Anpassung der Maxima mit Gleichung 4.3.

Für jede Messung wird mit der entsprechenden Korrekturfunktion  $f(ToT)_{\alpha,d,MDC}$  der  $dE/dx$ -Wert berechnet und dieser mit der inversen Funktion des Normsystems  $f^{-1}(dE/dx)_{\alpha_N,d_N,MDCI}$  zurück



auf die  $ToT$ -Achse abgebildet. Im Normsystem erfolgt eine Mittelwertbildung aller  $ToT$ -Werte mit der *truncated-mean*-Methode, welche versucht, Fehlmessungen bei der relativ kleinen Statistik auszusondern. Außerhalb eines Fensters mit der dreifachen Varianz der Verteilung um den geometrischen Mittelwert werden die Messwerte weggeschnitten. Diese Prozedur wird iterativ wiederholt, bis alle Messwerte innerhalb des Fensters liegen oder nur noch eine Minimalanzahl von Messwerten übrig ist. Exemplarische  $ToT$ -Verteilungen sind in Abbildung 4.7 vor und nach der Korrektur eingezeichnet. Der korrigierte und auf Bethe-Bloch normierte Energieverlustwert  $dE/dx_{mean}$  ergibt sich somit aus dem Mittelwert  $ToT_{mean}$  über die Korrekturfunktion des Normsystems mit

$$dE/dx_{mean} = f(ToT_{mean})_{\alpha_N, dN, MDCI}. \quad (4.5)$$

Zur Vereinfachung wird dieser Wert im Folgenden mit  $dE/dx$  bzw. zur späteren Unterscheidung zum Energieverlust anderer Detektoren mit  $dE/dx_{MDC}$  bezeichnet. Um mehrere Eventualitäten der späteren Datenanalyse abzudecken, wird zusätzlich zur Mittelwertbildung über alle Messungen einer Teilchenspur separat der Mittelwert für a) jede Driftkammer einzeln und b) für die Ebenen MDC I + MDC II bzw. MDC III + MDC IV berechnet. Mit diesen zusätzlichen Informationen ist es evtl. möglich, Fehlzuzuweisungen zwischen dem inneren und äusseren Segment bei der Spurrekonstruktion durch den Vergleich der  $dE/dx$ -Werte zu unterbinden. Desweiteren können evtl. unerwünschte Doppeltreffer in einer Driftzelle durch sogenannte *close-pairs* identifiziert werden.

Für das Stoßsystem  $Ar + KCl$  bei  $1.756 \text{ AGeV}$  ist in Abbildung 4.8 der korrigierte Energieverlust der HADES Driftkammern  $dE/dx$  als Funktion des Impulses mal der Teilchenladung aufgetragen. Die zusätzlich eingezeichneten Kurven zeigen die theoretischen Energieverluste von Pionen, Protonen und Kaonen und wurden mit der Bethe-Bloch Formel 4.1 berechnet.

#### 4.1.1 Implementierung des Energieverlustes in die Simulation

Um eine möglichst genaue Abbildung der gemessenen Verteilungen in der Simulation zu gewährleisten werden die **Time over Threshold** Werte der Einzelmessungen mit Gleichung 4.4 aus den  $dE/dx$ -Werten berechnet. Zur Bestimmung der Energieverlustwerte können wegen der Normierung direkt die theoretischen Energieverlustkurven verwendet werden. Die Beschreibung der Verteilungsbreiten erfolgt durch Anpassung mit Landauverteilungen. In Abbildung 4.9 sind sowohl die gemessenen als auch die simulierten  $dE/dx$ -Verteilungen als Funktion des Laborimpulses aufgetragen. Die simulierten Teilchenspuren wurden mit dem Transportmodell UrQMD generiert. Da in der Simulation keine Fragmente wie Deuteronen und Tritium enthalten sind, ergeben sich Abweichungen zwischen den simulierten und gemessenen  $dE/dx$  Verteilungen vor allem oberhalb der Protonenverteilung.

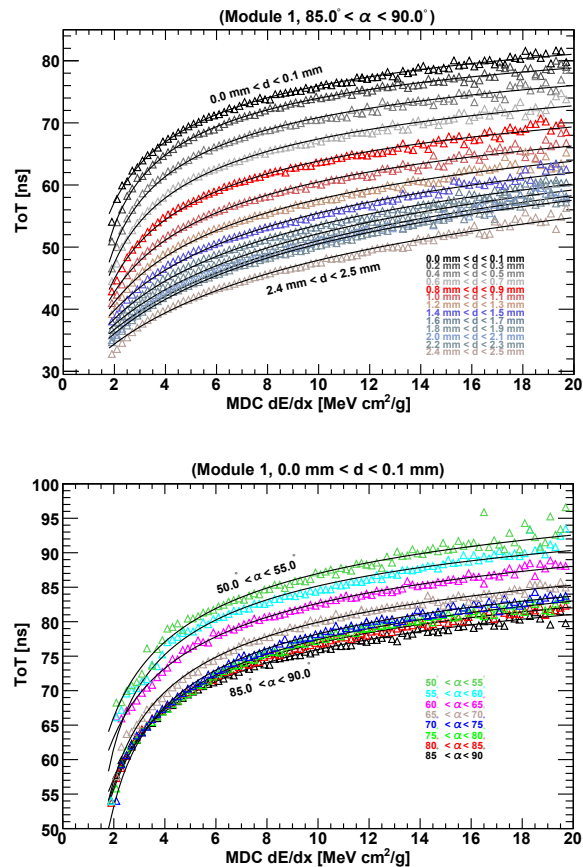


Abbildung 4.6: Die Anpassungsergebnisse der Energieverlusteichung und die inversen Anpassungsfunktionen für die Driftkammerebene I. Im oberen Bild sind für einen nahezu senkrechten Einfallswinkel der Teilchenspuren in die Driftzelle die Funktionen für verschiedene Abstände vom Signaldraht eingezeichnet. Das zweite Bild zeigt für Teilchenspuren nahe am Signaldraht die Funktionen für verschiedene Einfallswinkel.

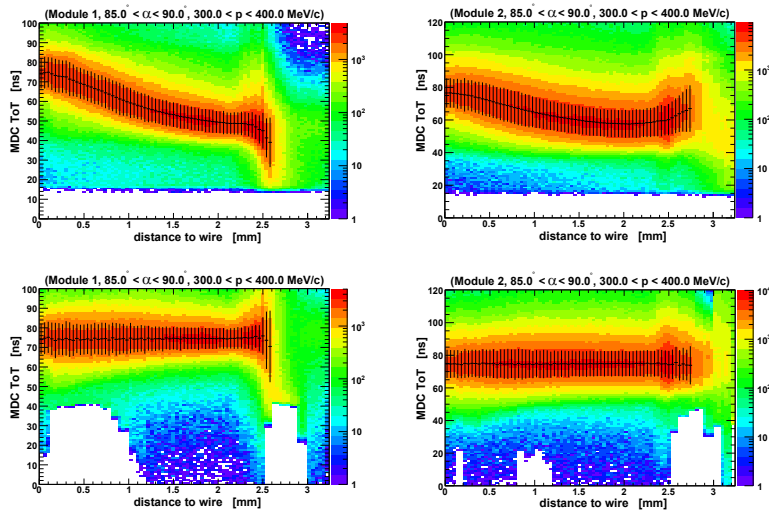


Abbildung 4.7: Time above Threshold ( $ToT$ ) als Funktion des Abstandes vom Signaldraht für selektierte Protonen mit nahezu senkrechtem Einfall in die Driftzellen im Impulsbereich von  $300 - 400 \text{ MeV}/c$ . Die oberen Bilder zeigen die gemessenen Verteilungen für die Driftkammerebenen 1 und 2 (GSI und Dubna). Nach der Korrektur ergeben sich flache Verteilungen (untere Reihe).

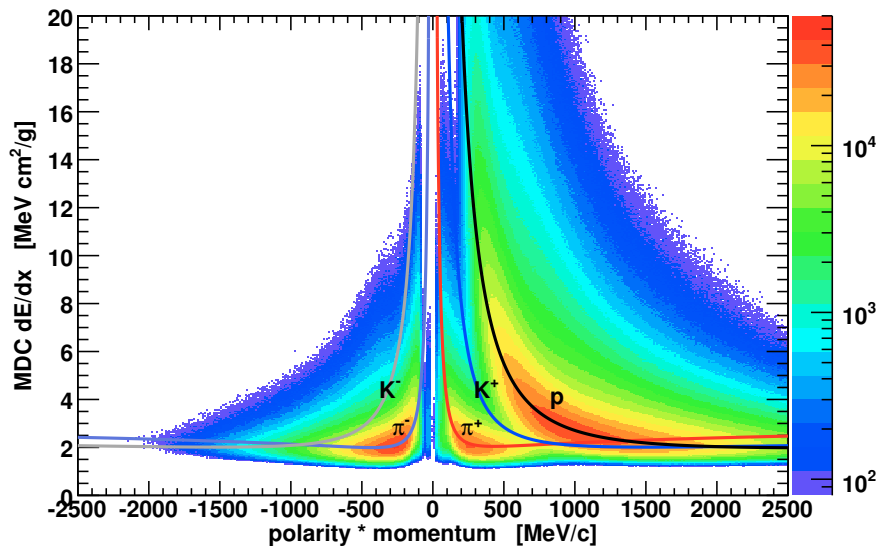


Abbildung 4.8: Der kalibrierte Energieverlust der Vieldrahtdriftkammern als Funktion des Laborimpulses. Die eingezeichneten Kurven wurden mit Hilfe der Bethe-Bloch Gleichung berechnet. Die  $dE/dx$ -Information ist für die Hadronenidentifikation im Bereich hoher Teilchendichten ausschlaggebend.

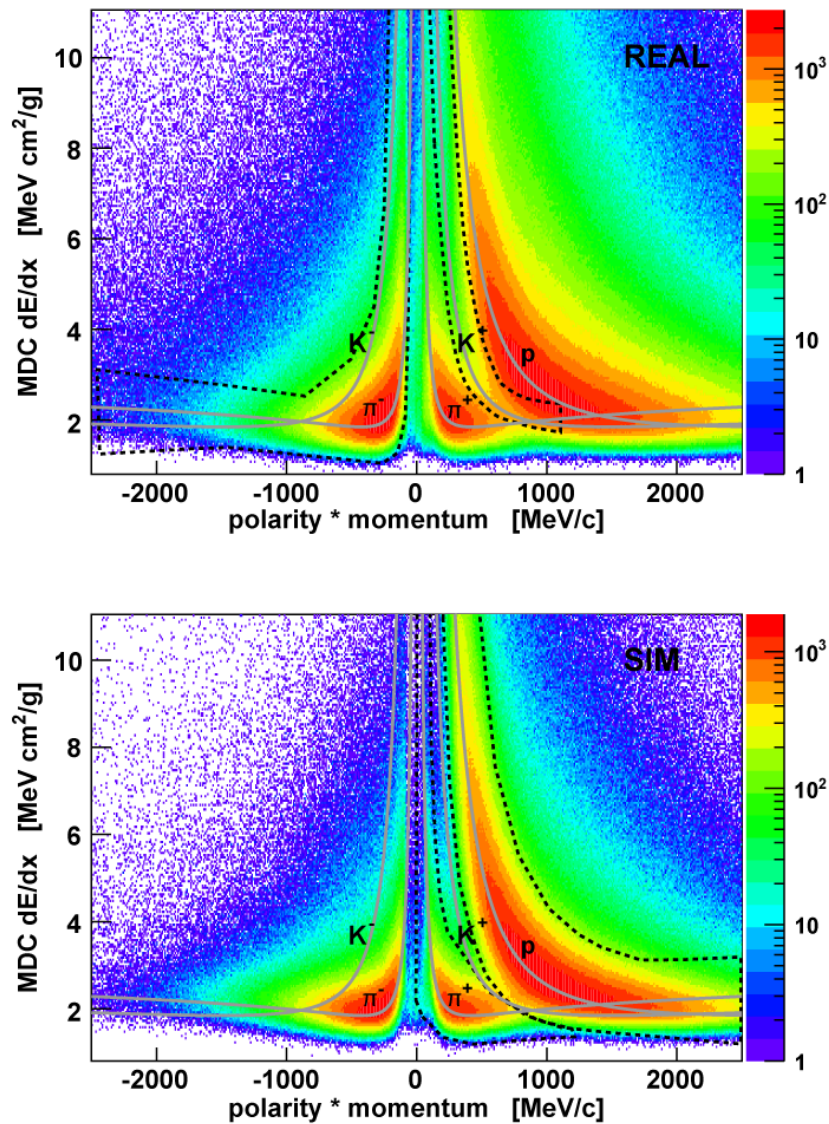


Abbildung 4.9: Der kalibrierte Energieverlust der Vieldrahtdriftkammern als Funktion des Laborimpulses für gemessene (oben) und simulierte (unten) Teilchenspuren. Die eingezeichneten Kurven wurden mit Hilfe der Bethe-Bloch Gleichung berechnet. Zusätzlich sind die verwendeten graphischen Schnitte zur Teilchenidentifikation, zur besseren Übersicht getrennt in beide Abbildungen, überlagert.

## 4.2 Zeitabhängige Korrekturen

Zusätzlich zur in Abschnitt 4.1 beschriebenen geometrischen Abhängigkeit hängt die Stärke des Signals auch von den MDC Betriebsparametern Gasdruck  $P_{gas}$ , Hochspannung  $HV$ , Temperatur  $T_{mdc}$  und der Gasmischung bzw. Gasqualität ab. Um die Veränderung der Signalstärke zu bestimmen, werden die Maxima der Energieverlustwerte von Pionen und Protonen für verschiedene Impulse durch Anpassungen mit Gaußfunktionen ermittelt. Die Impulse wurden so gewählt, dass ein möglichst großer Wertebereich zugänglich ist. Zur besseren Unterscheidung von Pionen und Protonen wurden diese mit Hilfe der unabhängigen Flugzeitinformationen der TOF/TOFino Detektoren vorselektiert. Zur späteren Korrektur wurden die Maxima für jede der ca. 4000 Dateien der Strahlzeit separat bestimmt.

Abb. 4.10 zeigt exemplarisch den Verlauf der Maxima der MDC  $dE/dx$ -Werte von Protonen im Impulsbereich von 790 bis 810 MeV/c in Abhängigkeit der Strahlzeit in Minuten. Einige der deutlichen Veränderungen sind gekennzeichnet und konnten auf direkte Einflussnahmen während des Betriebes zurückgeführt werden. Eine Änderung der Hochspannung um 20V wirkt sich z.B. unmittelbar auf die Stärke des Energieverlustsignals aus und resultiert in einer Änderung der MDC  $dE/dx$ -Werte um ca. 5%. Der notwendige Wechsel der Gasreinigungskartusche zum Ende der Strahlzeit bewirkte ebenfalls zunächst eine Verstärkung des Signals, welches jedoch innerhalb weniger Tage unter den vorherigen Normalwert fiel.

Eine Korrektur der MDC  $dE/dx$ -Verteilungen ist vor allem wegen der Identifikation der geladenen Kao-

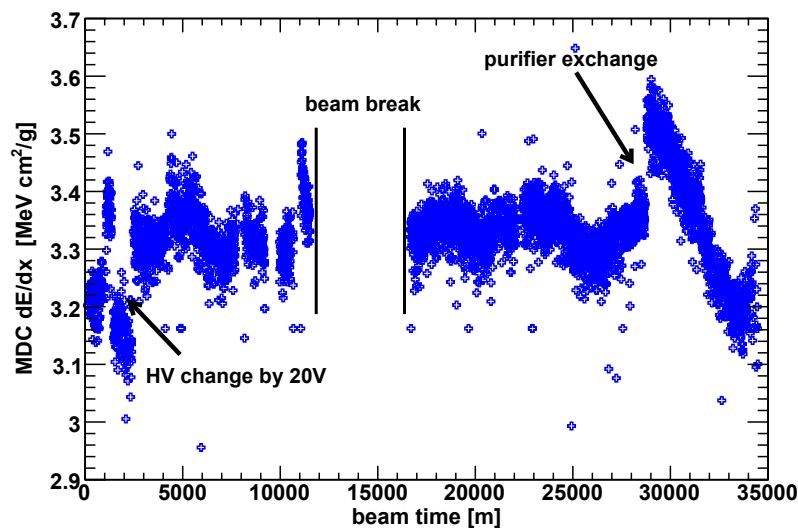


Abbildung 4.10: Das Maximum des Energieverlustes in den Driftkammern von Protonen im Impulsbereich von 790 – 810 MeV/c als Funktion der Strahlzeit. Die systematischen Abweichungen vom Mittelwert von bis zu 9% sind hauptsächlich auf Änderungen der Betriebsparameter der MDCs während der Laufzeit zurückzuführen. Das Einsetzen der Gasreinigungskartusche zum Ende der Strahlzeit, sowie die Änderung der Hochspannung um 20 V zu Beginn, sind exemplarisch markiert. Zur besseren Übersicht sind die Fehlerbalken entfernt worden.

nen notwendig. Diese befinden sich in einem schmalen Bereich zwischen den weitaus größeren Pionen- und Protonensignalen. Selbst kleine Abweichungen der Verteilungen führen dementsprechend bei festgehaltenen Schnitten zur Teilchenidentifikation zu einer starken Erhöhung des Untergrundbeitrages. Zur

Korrektur wird zunächst der Umstand ausgenutzt, dass sich die Energieverlustwerte linear zueinander verändern. In Abb. 4.11 sind die oben beschriebenen Maxima der Energieverlustverteilungen für verschiedene Impulsbereiche für Protonen und Pionen gemeinsam als Funktion einer Referenzverteilung dargestellt.

Als Referenzverteilung wurden minimalionisierende Pionen im Impulsbereich von 440 bis 460 MeV/c

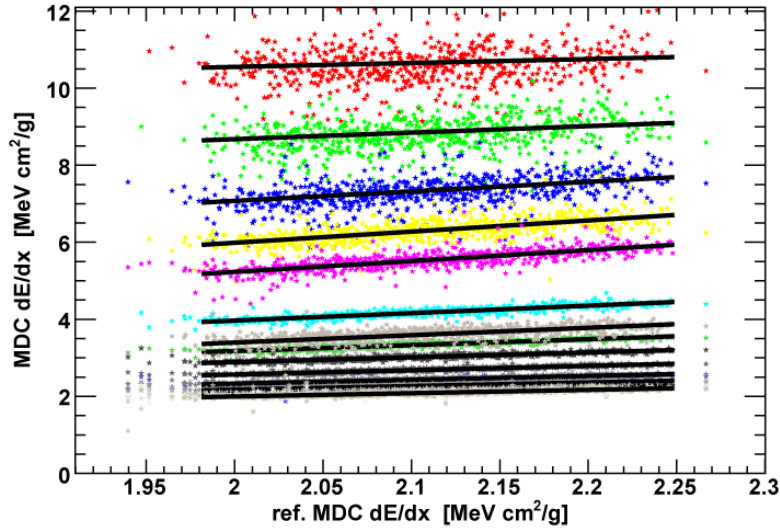


Abbildung 4.11: Änderung des Energieverlustes von Pionen und Protonen in den Driftkammern für verschiedene Impulsbereiche als Funktion der Energieverluständerung von minimal ionisierenden Pionen. Die Verteilungen sind jeweils mit Geraden angepasst, deren Steigungen in Abb. 4.12 dargestellt sind.

gewählt. Die Linearität wird durch die ebenfalls eingezeichneten Anpassungen mit Geraden verdeutlicht. Die Steigungsparameter der Geraden sind in Abb. 4.12 als Funktion des mittleren MDC  $dE/dx$ -Wertes an der entsprechenden Stelle als blaue Sterne abgebildet. Einem Anstieg der Steigungsparameter bis zu einem Energieverlustwert von ca.  $8 \text{ MeV cm}^2/g$  folgt ein fast symmetrischer Abfall bis zum Ende des gemessenen Bereichs. Der Abfall der Steigungen ist wahrscheinlich auf die Sättigung des Driftkammersystems bei hohen Energieverlusten zurückzuführen [Mar05]. Zur analytischen Beschreibung der gezeigten Steigungen wurde ein Polynom neunten Grades als Anpassungsfunktion gewählt. Zur Extrapolation und zur Stabilisierung der Anpassung wurden zusätzliche Punkte (rot) hinzugefügt. Die hinzugefügten Punkte gewährleisten einen glatten Übergang in die schlecht zugänglichen Bereiche weit ausserhalb der meisten Energieverlustwerte. Auf Grund der Sättigung wurde die Extrapolation so gewählt, dass mit steigendem Energieverlust die Korrekturen kleiner werden.

Die Korrektur der MDC Energieverlustwerte erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst wird für jede Datei die Abweichung  $\Delta(dE/dx)_{mip}$  des MDC  $dE/dx$ -Maximums von minimalionisierenden Pionen zum Referenzwert ermittelt. Dieser Wert ist konstant für alle Energieverlustwerte der entsprechenden Datei. Für jeden MDC  $dE/dx$ -Wert wird der zugehörige Steigungsparameter mit Hilfe der Anpassungsfunktion  $s(dE/dx)$  ermittelt. Dieser kennzeichnet die Veränderung des gemessenen  $dE/dx$ -Wertes relativ zur Veränderung des Referenzwertes. Der korrigierte  $dE/dx$ -Wert wird über

$$dE/dx_{corr} = dE/dx - s(dE/dx) \cdot \Delta(dE/dx)_{mip} \quad (4.6)$$

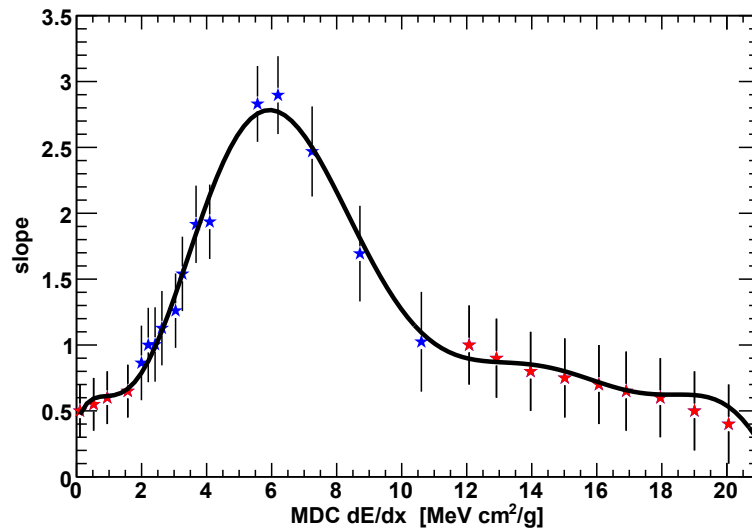


Abbildung 4.12: Steigungen der Anpassungen von Geraden an die in Abb. 4.12 gezeigten Verteilungen in Abhängigkeit des Energieverlustes in den Driftkammern (blaue Sterne im Bereich 2 – 11  $MeV\ cm^2/g$ ). Zur analytischen Beschreibung der Steigungen wurde ein Polynom neunten Grades angepasst. Die zusätzlich eingetragenen Punkte dienen der Extrapolation und zur Stabilisierung der Anpassung.

berechnet. Während der Laufzeit wird jeder Energieverlustwert mit Gleichung 4.6 korrigiert. Die Maxima der resultierenden Energieverlustverteilungen wurden erneut für jede Datei bestimmt und sind exemplarisch für Protonen im Impulsbereich von 790 bis 810  $MeV/c$  in Abb. 4.13 dargestellt. Die relativ großen Fluktuationen um den Mittelwert stammen aus den Fehlern der Anpassungen an die Energieverlustverteilungen für jede einzelne Datei.



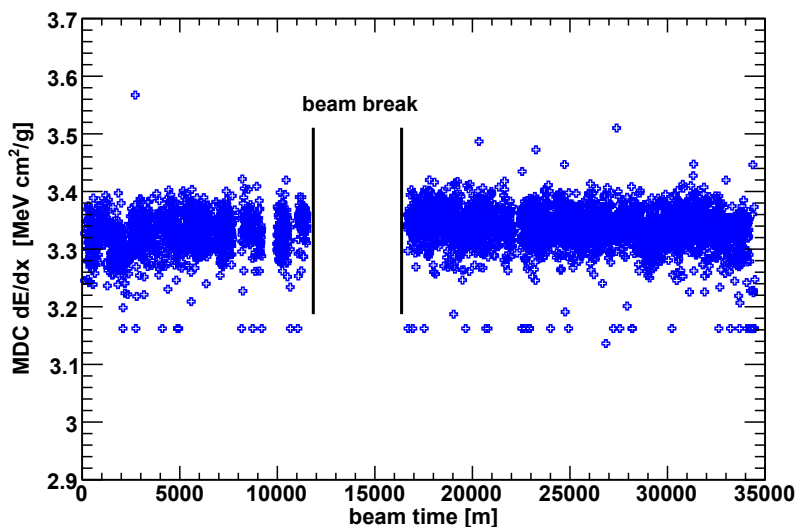


Abbildung 4.13: Das Maximum des Energieverlustes in den Driftkammern von Protonen im Impulsbereich von  $790-810 \text{ MeV}/c$  als Funktion der Strahlzeit nach der zeitabhängigen Korrektur. (Zur besseren Übersicht sind die Fehlerbalken entfernt worden.)

### 4.3 Auflösung

Wegen der nichtlinearen Transformation mit Gleichung 4.3 von der Größe  $ToT$  nach  $dE/dx$  werden die ursprünglich normalverteilten  $ToT$  Messungen für jeden Laborimpuls asymmetrisch abgebildet. Dies erschwert eine Auflösungsbestimmung über die Größe  $dE/dx$ . Da sich das Trennungsvermögen zwischen den Teilchenspezies durch die stetige Abbildung jedoch nicht ändert, kann die Auflösung der MDC Energieverlustmessung über die  $ToT$  Verteilungen vorgenommen werden.

Um die Auflösung für jede Teilchenspezies grösstenteils unabhängig voneinander zu bestimmen werden Protonen und Pionen über den unabhängigen Flugzeitdetektor TOF selektiert. Für Impulse bis ca.  $600 \text{ MeV}/c$  lassen sich damit positiv geladene Pionen und Protonen voneinander separieren. Die getrennten  $ToT$  Verteilungen werden für feste Impulsintervalle mit Gaußfunktionen angepasst. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Abbildung 4.14 zusammengefasst. Exemplarisch sind für vier verschiedene Impulsbereiche die Projektionen der Verteilung und deren Anpassungen mit Gaußfunktionen in Abbildung 4.15 dargestellt.

Aus der Standardabweichung  $\sigma$  und dem Schwerpunkt  $\mu$  der angepassten Gaußfunktionen lässt sich die relative Auflösung für jeden Impulsbereich berechnen. Abbildung 4.14 zeigt die so berechnete Auflösung für  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und Protonen als Funktion des Laborimpulses. Die Auflösung für negativ geladene Pionen ist im Wesentlichen unabhängig vom Impuls und liegt bei ca. 7%. Die Resultate für positiv geladene Pionen unterscheiden sich im Impulsbereich kleiner  $600 \text{ MeV}/c$  dazu nur unwesentlich, danach ist eine Anpassung wegen Ausläufern der Protonenverteilung nicht mehr möglich. Bei niedrigen Impulsen und damit hohen Energieverlusten liegt die  $dE/dx$  Auflösung für Protonen bei unter 4%. Zu höheren Impulsen hin sind Protonen wie Pionen bei SIS Energien minimal ionisierende Teilchen (MIPs) und nehmen damit den gleichen Energieverlustwert von ca. 7% an.

Im Vergleich zu den Auswertungen der Strahlzeit vom November 2002 ( $C + C$  bei  $2.0 \text{ AGeV}$ ) [Mar05] ergibt sich durchweg eine Verbesserung der Auflösung um den Faktor  $1/\sqrt{2}$ . Dies ist hauptsächlich auf



die Verwendung aller vier statt nur der inneren zwei Driftkammern in einem Sektor zurückzuführen, was die durchschnittliche Anzahl von Messungen verdoppelt. Es muss jedoch dabei berücksichtigt werden, dass die Auflösung der MDC Ebene 3 (Rossendorf) im Vergleich zu allen anderen Ebenen deutlich schlechter ist.

---

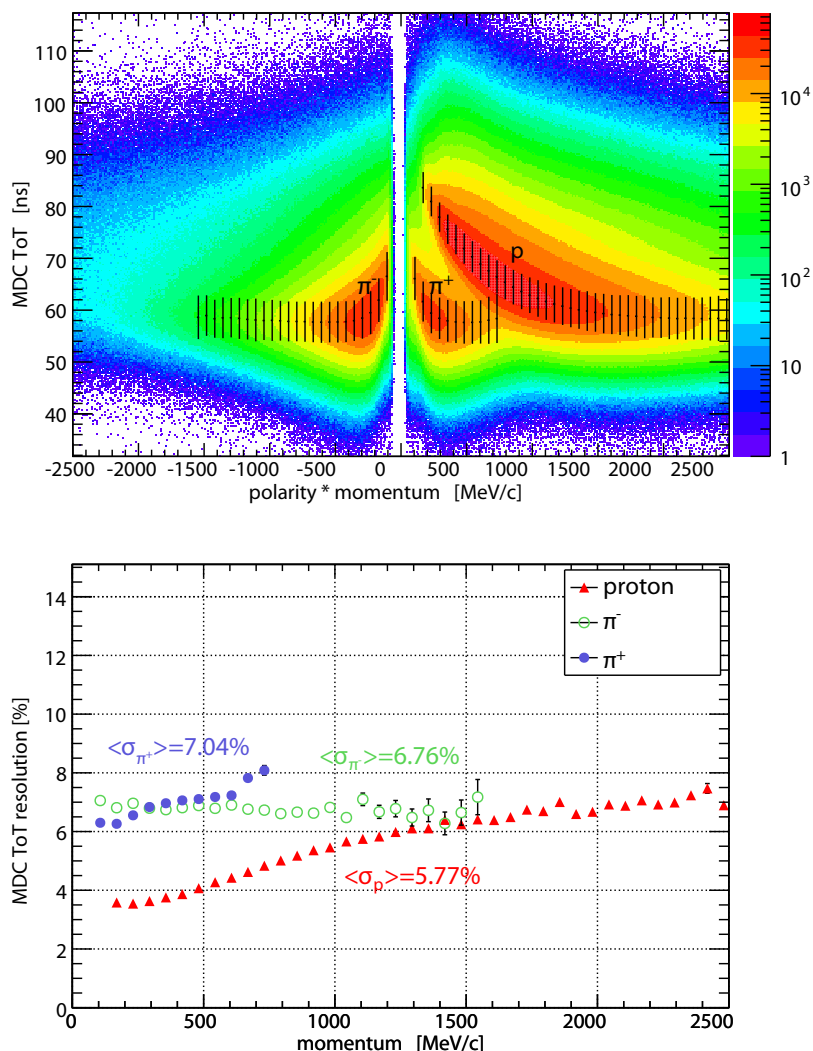


Abbildung 4.14: Kalibrierte **T**ime **a**bove **T**hreshold (*ToT*) Verteilung integral für alle Vieldrahtdriftkammern (MDCs) als Funktion des Laborimpulses (oben). Die Verteilungen der Pionen und Protonen wurden separat (siehe Text) mit Gaußfunktionen angepasst. Deren Schwerpunkte  $\mu$  und Standardabweichungen  $\sigma$  sind jeweils eingezeichnet. In der unteren Abbildung sind die daraus resultierenden relativen Auflösungen eingezeichnet. Pionen und Protonen sind bei höheren Impulsen minimal ionisierende Teilchen (MIPs) und erreichen eine fast identische Auflösung von ca. 7%. Positiv geladene Pionen können wegen der Überlagerung mit Protonen nur bis Impulse von ca.  $600 \text{ MeV}/c$  angepasst werden.

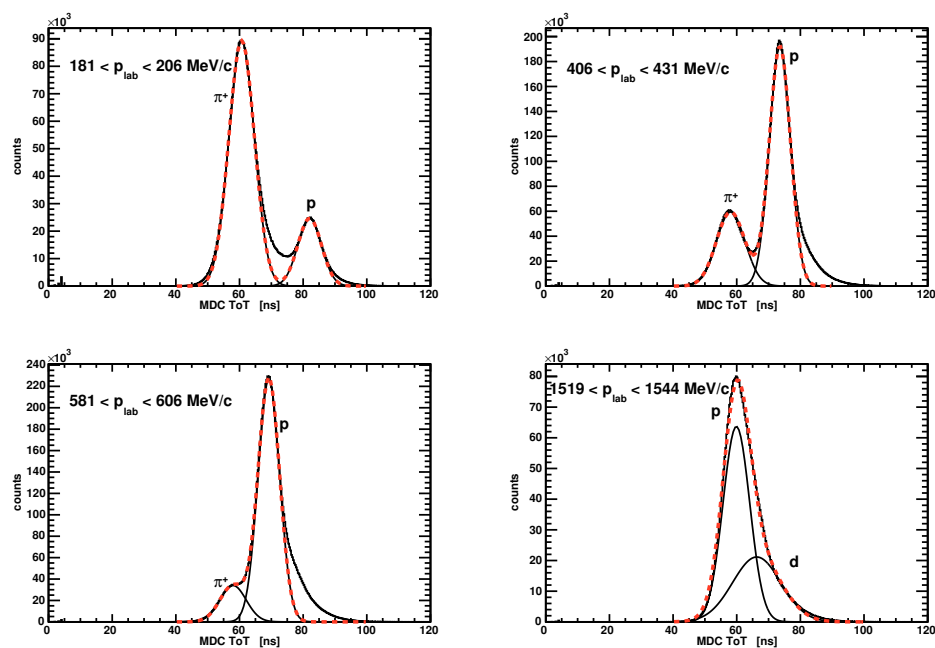


Abbildung 4.15: MDC Time above Threshold ( $ToT$ ) Verteilungen für verschiedene Impulsbereiche. Die gestrichelten (rot) Kurven zeigen das jeweilige Ergebnis nach Anpassung der Verteilungen mit zwei Gaußfunktionen. Die einzelnen Gaußfunktionen sind als durchgezogene Linien eingezeichnet. Bei höheren Impulsen treten zusätzlich zu Protonen und Pionen verstärkt Deuteronen auf.

## 4.4 Berechnung des Schnittes zur Kaonenselektion

Die Selektion von Pionen und Protonen anhand der Energieverlustinformation und des Impulses erfolgt durch graphische Schnitte entlang der sichtbaren Verteilungen und unter Berücksichtigung der theoretischen Energieverlustkurven. Abbildung 4.16 zeigt die entsprechenden Schnitte zur Teilchenidentifikation, wie sie auch in der Datenanalyse verwendet werden. Die Effizienz und Reinheit der Schnitte wird in Abschnitt 4.5 behandelt. Wegen der bei SIS Energien um mehrere Größenordnungen geringeren Häufigkeit von Kaonen im Vergleich zu Pionen und Protonen ist die Verteilung der  $K^+$ - und  $K^-$ -Mesonen nicht direkt sichtbar. Eine Selektion anhand eines graphischen Schnittes ist daher nicht ohne weiteres möglich.

Zur Bestimmung des Schnittes wird sowohl die theoretische Energieverlustkurve wie auch das Impulsspektrum der Kaonen verwendet. Letzteres wird durch eine Boltzmannverteilung mit einer inversen Steigung von  $T = 82 \text{ MeV}$  modelliert, welche aus einer Abschätzung der Daten in [Uhl04] für einen mittleren Emissionswinkel von  $45^\circ$  stammt. Das Energieverlustspektrum wird in Impulsschnitten von  $10 \text{ MeV}/c$  aufgeteilt. Jedes Spektrum wird mit der Summe aus zwei Landauf Funktionen an die Pionen und Protonen angepasst. Aus der mittleren Breite der beiden Landauf Funktionen wird die Breite für die Kaonenanpassung bestimmt. Die Höhe des Kaonensignals wird aus dem modellierten Impulsspektrum entnommen. Für einen Impulsbereich von  $460 - 470 \text{ MeV}/c$  ist die Energieverlustverteilung und deren Anpassung mit Landauf Funktionen in Abb. 4.16 (oben) dargestellt. Für jeden Impuls und Energieverlustwert können damit Anzahlverhältnisse zwischen Protonen/Pionen und Kaonen aus den angepassten, bzw. berechneten Landauf Funktionen gebildet werden. Die Schnittgrenzen werden durch Setzen des Anzahlverhältnisses auf einen konstanten Wert festgelegt. In Abb. 4.16 (unten) wurde das Verhältnis für einen Impulsbereich des Schnittes bis  $700 \text{ MeV}/c$  eingestellt.

---

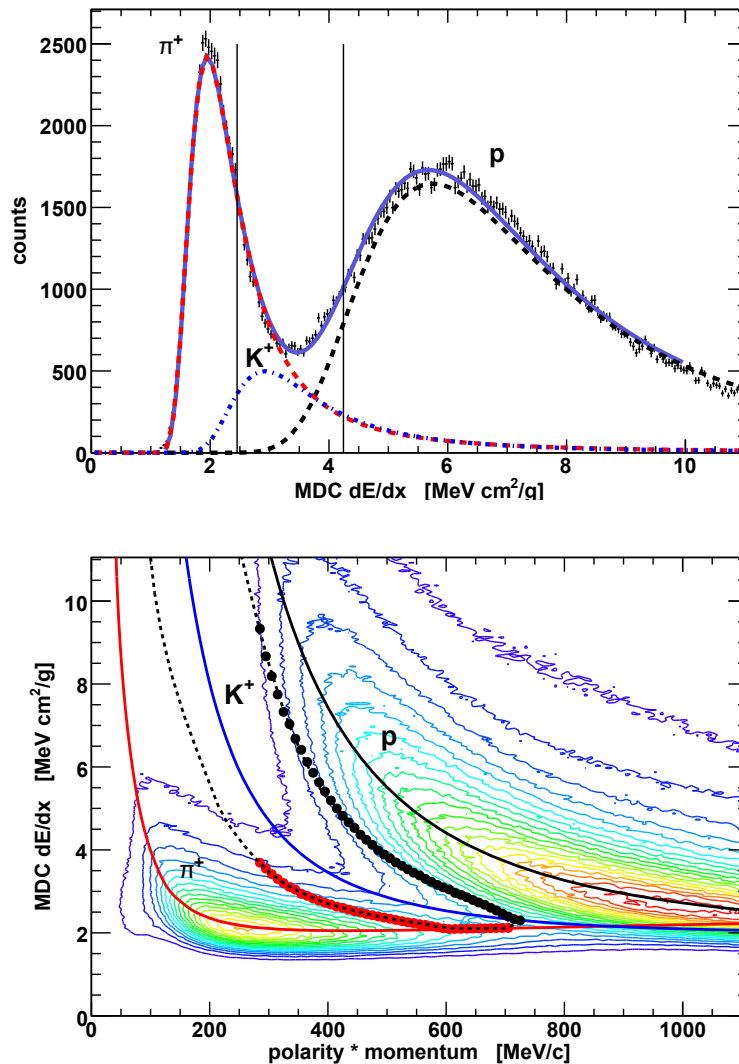


Abbildung 4.16: Energieverlustverteilung der Driftkammern im Impulsbereich von  $460 - 470 \text{ MeV}/c$  (oben). Pionen- und Protonenverteilung sind zusammen mit der Summe aus zwei Landaufunktionen angepasst. Die eingezeichneten vertikalen Linien kennzeichnen den Schnitt für ein konstantes Verhältnis von Kaonen zu Pionen und Protonen (siehe Text). Für den vollen Impulsbereich sind die Ergebnisse in der unteren Abbildung eingezeichnet. Die roten und schwarzen Dreiecke kennzeichnen die Positionen für ein konstantes Anzahlverhältnis von Kaonen zu Pionen und Protonen. Die gestrichelte Linie markiert den verwendeten Schnitt zur Kaonenselektion.

## 4.5 Effizienz und Reinheit

Mit der Flugzeitinformation des TOF Detektors existiert eine unabhängige Teilchenidentifikation zum eben beschriebenen Verfahren über die Energieverlustmessung der Vieldrahtdriftkammern. Somit ergibt sich die Möglichkeit einer Effizienz- und Reinheitsbestimmung desselbigen für die Selektion von Protonen und geladenen Pionen. Darüberhinaus lässt sich die Verbesserung des Signal zu Untergrund Verhältnisses von ( $K^+$ ,  $K^-$ )-Mesonen nach Anwendung von kaonenspezifischen Schnitten im MDC  $dE/dx$  aufzeigen.

Die Effizienz (*efficiency*)  $\epsilon_{dE/dx}$  eines graphischen Schnittes im MDC  $dE/dx$  bestimmt sich aus dem Anzahlverhältnis der gesuchten Teilchen im TOF-Massenspektrum vor  $N_{total}$  und nach dem Schnitt  $N_{cut}$ . Hierbei kann angenommen werden, dass für Protonen und Pionen praktisch kein Untergrund im TOF-Massenspektrum existiert und somit deren Reinheit im TOF bei 1 liegt. Die Reinheit (*purity*)  $p_{dE/dx}$  der MDC  $dE/dx$  Teilchenidentifikation bestimmt sich aus dem Anzahlverhältnis der gesuchten Teilchen im TOF-Massenspektrum nach dem Schnitt  $N_{cut}$  zur Gesamtanzahl der Teilchen nach dem Schnitt  $N_{cut}^{all}$ .  $N_{cut}^{all}$  beinhaltet die Summe aus den gesuchten und den vom MDC  $dE/dx$  falsch identifizierten Teilchen. Zusammenfassend lässt sich schreiben:

$$\epsilon_{dE/dx} = \frac{N_{cut}}{N_{total}} \quad (4.7)$$

$$p_{dE/dx} = \frac{N_{cut}}{N_{cut}^{all}} \quad (4.8)$$

In den Abbildungen 4.17 und 4.18 sind die Reinheit und Effizienz der verwendeten Selektionsschnitte im MDC  $dE/dx$  für Protonen und geladene Pionen als Funktion des Impulses für die beiden Flugzeitdetektoren TOF und TOFino aufgezeigt. Während die Effizienz der Protonen und negativ geladenen Pionen konstant bei über 90 % (80 %) liegt, fällt diese für  $\pi^+$  wegen des scharfen Schnittes zur Abtrennung der Protonen ab ca. 400 MeV/c stark ab. Die Reinheit der positiv geladenen Pionen wird bei höheren Impulsen wesentlich durch die Kontamination von Protonen beeinflusst. Ähnliches gilt für Protonen mit einer Kontamination von Deuteronen und schwereren Fragmenten. Für simulierte Teilchen finden sich die entsprechenden Verteilungen in Anhang B.2.

Positiv geladene Kaonen in  $C + C$ -Reaktionen bei 2.0 AGeV wurden mit dem HADES Spektrometer bereits in [Sad05] nachgewiesen. Um diese vom Untergrund der Protonen und Pionen zu separieren mussten jedoch starke Schnitte in den Spurqualitätsvariablen angewendet werden, was zu einem starken Effizienzverlust führte. Lediglich im TOF Bereich und nur in Sektoren mit allen vier Driftkammern konnte ein Signal extrahiert werden. Die Identifikation von  $K^-$ -Mesonen blieb bisher auf Grund der verhältnismäßig schlechten Effizienz erfolglos. Die Verbesserung des Signal zu Untergrund Verhältnisses bei geladenen Kaonen ist daher neben der Teilchenidentifikation bei nicht vorhandener Flugzeitinformation die zweite wesentliche Anwendungsmöglichkeit des MDC  $dE/dx$ .

$K^+$ -Mesonen werden bei SIS Energien um mehrere Größenordnungen seltener produziert als Pionen und Protonen. Dies führt bei der vorhandenen Auflösung der MDC Energieverlustmessung zu einer völligen Überschattung des Kaonensignals im MDC  $dE/dx$ . Ein graphischer Schnitt in der Impuls- $dE/dx$  Verteilung zur Selektion der Kaonen kann daher nicht auf die gleiche Weise wie bei den Protonen und Pionen durchgeführt werden (siehe Abschnitt 4.4). Dies ist insbesondere von Bedeutung für die Rekonstruktion des Zerfalls  $\phi \rightarrow K^+K^-$ , da selbst geringe Änderungen der graphischen Schnitte leicht zu einer Vervielfachung des Untergrundes führen können. Eine präzise Bestimmung des Signal zu Untergrund Verhältnisses für geladene Kaonen ist daher von Nöten. Eine entsprechende Diskussion findet sich in [Lor08].

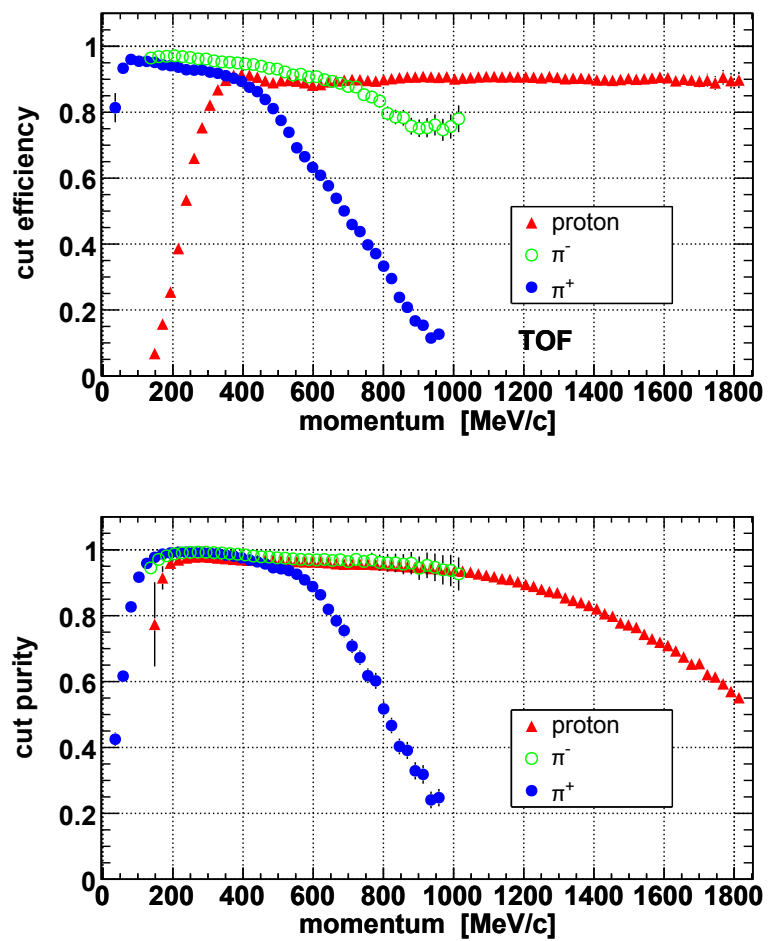


Abbildung 4.17: Effizienz und Reinheit der MDC  $dE/dx$  Schnitte zur Selektion von Pionen und Protonen als Funktion des Laborimpulses im Bereich des TOF Detektors. Die verwendeten graphischen Schnitte sind in Abbildung 4.17 eingezeichnet.

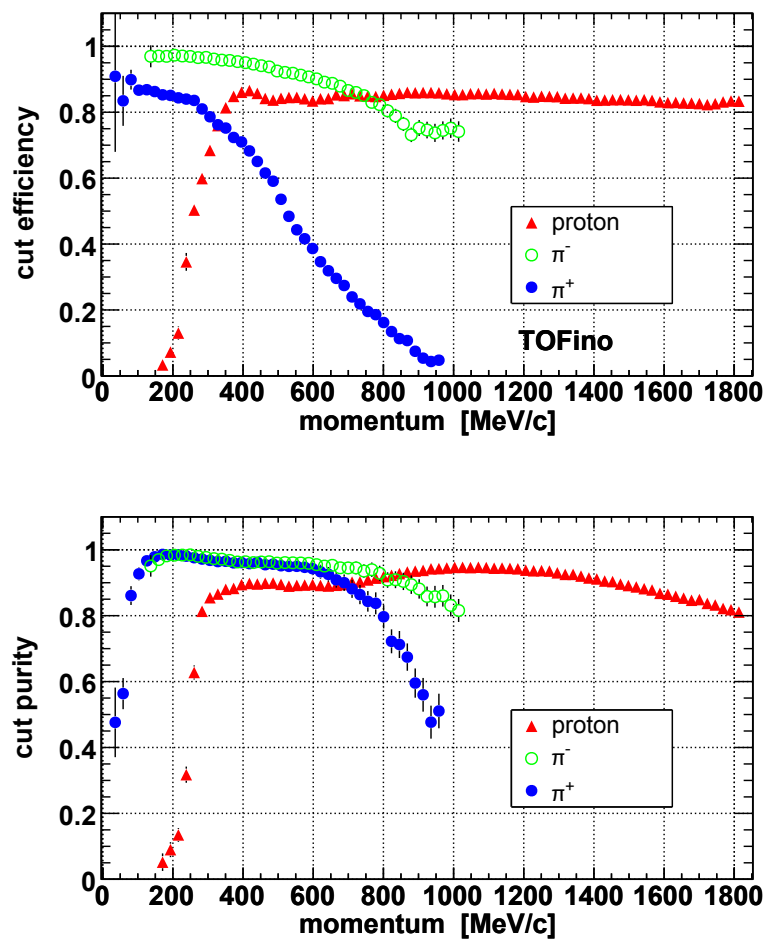


Abbildung 4.18: Effizienz und Reinheit der MDC  $dE/dx$  Schnitte zur Selektion von Pionen und Protonen als Funktion des Laborimpulses im Bereich des TOFINO Detektors. Die verwendeten graphischen Schnitte sind in Abbildung 4.18 eingezeichnet.



# Kapitel 5

## Datenanalyse

Im Folgenden werden die wesentlichen Elemente der Datenkalibrierung und die neu entwickelte Hadronenanalyse vorgestellt. Als Grundlage dient das C++ Analyseframework ROOT v4.04 und das darauf basierende HADES-Framework HYDRA v8.13. Die umfangreichen darin enthaltenen Klassen bieten einen effektiven Zugang zu den komplexen Datenstrukturen des Experiments. Eine Beschreibung und Dokumentation findet sich in [HYD04] und [ROO04].

Ein Hauptbestandteil der Analyse ist die Teilchenidentifikation. Um diese zu ermöglichen ist eine Rekonstruktion und Selektion der Teilchenspuren nötig. Nach deren Abschluss liegen eindeutige Spuren vor, welche charakterisiert sind durch die Signale der Detektoren und den daraus abgeleiteten physikalischen Größen. Die im Folgenden aufgelisteten Informationen werden zur Identifikation und Selektion der einzelnen Teilchenspuren verwendet:

- $p_{RK}$ : Impuls aus der hochauflösenden Runge-Kutta Methode
- $\beta_{TOF/TOFino}$ : Teilchengeschwindigkeit, berechnet aus den Flugzeiten von START und TOF/TOFino
- $dE/dx_{MDC}$ : Energieverlustinformation der Vieldrahtdriftkammern (MDC)
- $dE/dx_{TOF/TOFino}$ : Energieverlustinformation der Flugzeitdetektoren TOF und TOFino
- $\phi_{RK}, \Theta_{RK}$ : Azimuth- und Polarwinkel aus der Runge-Kutta Methode
- $RICH_{corr}$ : Korrelation zwischen der Teilchenspur und einem Treffer im RICH Detektor
- $\chi_{RK}^2$ : Qualitätswert der Runge-Kutta Methode zur Impulsbestimmung
- $\chi_{i/o}^2$ : Qualitätswert der Spursegmentanpassung an das innere (i) und äußere (o) MDC Segment
- $\chi_{META}^2$ : Qualitätswert der Teilchenspuranpassung an den META Treffer

Darüberhinaus werden zur Identifikation von  $\Lambda$ ,  $K_S^0$  und  $\phi$  geometrische Schnitte auf die Abstände zwischen den Trajektorien der Tochterpartikeln und dem Zerfalls- bzw. Reaktionsvertex angewendet. Für die entsprechenden paarweisen Kombinationen der akzeptierten Spuren werden die invarianten Massen berechnet. Die Teilchenanzahlen können nach Abzug des Untergrundes, welcher mit dem *mixed-event* Verfahren bestimmt wird, berechnet werden.

Zur Bildung von Teilchenverhältnissen ist eine Effizienz- und Akzeptanzkorrektur sowie eine Extrapolation der gemessenen Daten auf den vollen Phasenraumbereich notwendig. Die Berechnung der Korrekturmatriken in den kinematischen Variablen Rapidität  $y$  und transversale Masse  $m_t$  erfolgt durch Einbettung von simulierten Teilchenspuren in gemessene Ereignisse und/oder durch Verwendung von Ereignisgeneratoren wie UrQMD und PLUTO.

## 5.1 Experiment und Datenübersicht

Im September/Oktober 2005 wurde an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mit dem HADES Spektrometer ein Experiment zur Untersuchung von elektromagnetischen Zerfällen von Vektormesonen durchgeführt. Der ursprüngliche Experimentvorschlag [Sep04] sah eine dreiwöchige Strahlzeit des Stoßsystems  $Ca + Ca$  bei  $2.0 AGeV$  vor. Nach ersten Tests stellten sich jedoch Unregelmäßigkeiten sowohl mit dem  $Ca$ -Strahl als auch mit dem  $Ca$ -Target ein, so dass auf das Stoßsystem  ${}^{40}_{18+}Ar \rightarrow {}^{39}_{19+}K \text{ } {}^{35}_{17+}Cl$  bei der maximal möglichen SIS Energie für diesen Strahl von  $1.756 AGeV$  umgeschwenkt werden musste. Eine Übersicht der Projektil- und Targeteigenschaften ist in Tabelle 5.1 zu finden.

Als Level 1 Triggerkondition wurde eine Multiplizität von mindestens 18 Treffern im META Detektor verlangt, sowie als Level 2 Triggerkondition mindestens ein Lepton Kandidat im RICH und den META Detektoren. Zur Bestimmung der Triggereffizienzen und der Zentralitätsbestimmung wurden zusätzlich sogenannte *minimum bias* Daten mit einem Multiplizitäts-4 Trigger aufgenommen. Ein Vergleich der Daten mit UrQMD Simulationen zur Bestimmung der Zentralität findet sich in [Kri06]. Ein Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 5.1 aufgezeigt. Der verwendete Multiplizitäts-18 Trigger selektiert in dieser Simulation ca. 35 % der zentralsten Stoßparameter, deren Mittelwerte liegen bei ca. 3.5 fm.

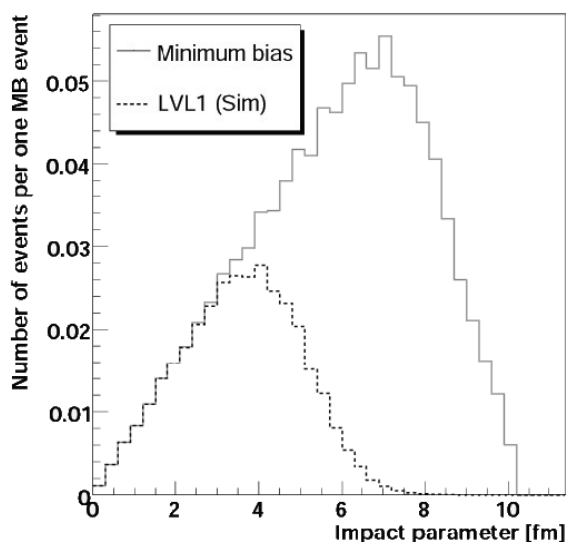


Abbildung 5.1: Stoßparameterverteilung in simulierten Reaktionen für den sogenannten *minimum bias* Trigger ( $M \geq 4$ ) und überlagert für den hauptsächlich verwendeten Multiplizitäts 18 Trigger (LVL1). Das Bild wurde aus [Kri06] entnommen.

Der Level 1 Trigger wird im Folgenden auch mit LVL1 abgekürzt und bezieht sich ausschließlich auf den Multiplizitäts-18 Trigger (M18). Die Triggerrate für die akzeptierten Ereignisse war im Mittel  $3.5 kHz$ .

Jede der ca. 4600 aufgezeichneten sogenannten *hld*-Rohdateien enthält die Detektorinformationen von ca. 200.000 Reaktionen und hat eine Größe von ca. 2.0 *GB*. Nach der Validierung der Datenqualität durch alle Detektorgruppen stehen 4200 Dateien für die weitere Datenanalyse zur Verfügung. Aus diesen wurden insgesamt  $6.99 \times 10^8$  Level 1 (M18) Reaktionen in der Datenanalyse ausgewertet.

Das Experiment wurde mit einem nicht vollständigen Aufbau an Detektoren durchgeführt. Zwei der sechs Sektoren (III,VI) waren lediglich mit den ersten drei von insgesamt vier Driftkammern ausgestattet. Dies führt in den entsprechenden Sektoren zu mehr falsch zugeordneten Teilchenspuren und einer schlechteren Impulsauflösung. Für die Analyse von Protonen, Pionen und geladenen Kaonen werden deshalb nur Sektoren mit allen vier MDCs herangezogen. Teilchen wie  $\Lambda$ ,  $K_S^0$  und  $\phi$ , welche über die invariante Masse identifiziert werden, sind weniger abhängig von der Impulsauflösung und werden daher in allen Sektoren rekonstruiert.

<b>Projektile und Target</b>	
<b>Strahlenergie</b>	$E_{kin} = 1.756 \text{ AGeV}$
<b>Schwerpunktsrapidität</b>	$y_{cm} = 0.8581$
<b>Strahlionen</b>	${}_{18}^{40} \text{Ar}$
<b>Target</b>	${}_{19}^{39.098} \text{K}_{17}^{35.459} \text{Cl}$
<b>Dichte</b>	$\rho = 1.988 \text{ g/cm}^3$
<b>Dicke</b>	$s = 1.25 \text{ mm}$
<b>Durchmesser</b>	$d = 3 \text{ mm}$
<b>Aufteilung</b>	4-fach segmentiert
<b>Segmentabstand</b>	8 mm
<b>Wirkungsquerschnitt</b>	$\sigma_{tot} = 3.29\%$

Tabelle 5.1: Übersicht der Projektile- und Targeteigenschaften.

## 5.2 Datenkalibrierung und DST Produktion

Die Datenaufnahme des Experiments (**Data Acquisition - DAQ**) fasst die Daten aller getriggerten Reaktionen in so genannte *hld*-Dateien zusammen. Diese Rohdatenformate beinhalten digitalisierte Detektorsignale wie z.B. Kanalnummern von TDCs und Drahtnummern der Driftkammern. Jede der 2 *GB* großen Dateien beinhaltet die Informationen von 200.000 Reaktionen und besitzt eine eindeutige Kennung, welche auf dem Zeitpunkt der Aufnahme beruht. Anhand dieser Kennung ist es möglich mit Hilfe der HADES eigenen Oracle Datenbank eine Verbindung zwischen den Daten des *slow-control* Systems und den *hld*-Dateien herzustellen. Somit ist es möglich, Dateien von Zeitbereichen in denen Detektorcomponenten während des Experiments instabil liefen oder gar nicht funktionierten auszuschließen. Diese sogenannte Dateivalidierung erfolgt für jede Detektorgruppe separat und bestimmt die Anzahl der in der Analyse verwendeten Dateien.

Um physikalisch verwertbare Informationen wie Flugzeit, Energieverlust und Impuls der Teilchen zu ermitteln ist zunächst eine Kalibrierung der Detektoren nötig. Für einige der folgenden Kalibrierungsstufen und insbesondere für die Impulsbestimmung ist zunächst eine genaue Kenntnis der Detektorpositionen (*Alignment*) Voraussetzung (siehe Kapitel 3). Dies betrifft speziell die Flugzeiteichungen der TOF und TOFino Detektoren. Die Kalibrierungen umfassen im Wesentlichen die folgenden Schritte:

- Kalibrierung der START/VETO *offsets* und Flugzeiteichung von TOF/TOFino mit Elektronen
- Kalibrierung der *time-offsets* und *slope*-Parameter für alle Kanäle der Vieldrahtdriftkammern (*cal1* [Mar05], [Tei07])
- Bestimmung der Orts-Zeit Relation für die verschiedenen Driftzellen, Hochspannungen und Gas-mischungen der MDCs (*cal2* [Mar05])
- Energieverlusteichung der Vieldrahtdriftkammern (siehe auch Kapitel 4 und [Mar05])

Die 4200 validierten hld-Rohdateien wurden in 6 Wochen simultan auf 100 Knoten des GSI Rechen-clusters in sogenannte **Data Summary Tapes** (DST) umgewandelt. Die kalibrierten DST Dateien haben eine Gesamtgröße von ca. 10 TB. Mit 45% nimmt die Impulsbestimmung den Großteil der Rechenzeit während der DST Produktion ein, weitere 30% entfallen auf die Bestimmung der Spursegmente in den Driftkammern und für das Zusammenfügen dieser zu Teilchenspurkandidaten (sogenanntes *matching*) mit den META Treffern.

Auf Grund der nicht immer eindeutigen Zuweisung können sich mehrere Spurkandidaten Treffer in Einzeldetektoren teilen. Dabei werden nur Kombinationen von Spursegmenten in den Driftkammern und Treffern der META Detektoren und des RICH zugelassen, die gewissen Kriterien bezüglich der geometrischen Anpassung genügen. Die Auflösung der Ambiguitäten erfolgt in einer Analyse nach der DST Produktion (siehe Abschnitt 5.3). Für jeden Spurkandidaten wird der Impuls über die drei Methoden *Kick-track*, *Spline* und *Runge-Kutta*, wie in Abschnitt 2.8 beschrieben, bestimmt.

### 5.3 Teilchenspurselektion

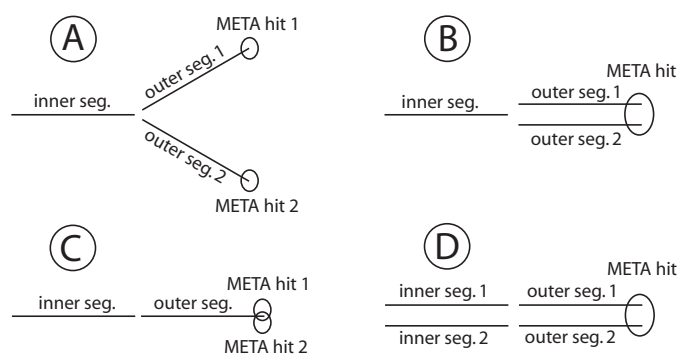


Abbildung 5.2: Mögliche Kombinationen zwischen den inneren und äußeren MDC Segmenten sowie den META Treffern bei der Spurrekonstruktion. Die MDC Segmentbestimmung lässt keine Kombinationen von einem äußeren MDC Segment mit mehreren inneren Segmenten zu. Zur eindeutigen Selektion der Teilchenspuren werden die Qualitätswerte des Runge-Kutta Verfahrens und der META Treffer Anpassung verwendet.

Die Analyse der hier vorgestellten Daten vom September 2005 beinhaltet einige wesentliche Änderungen bezüglich der Spurrekonstruktion im Vergleich zu den älteren Strahlzeiten des HADES Experimentes. Mit dem Stoßsystem  $Ar+KCl$  ist die mittlere Anzahl der Partizipanten in einer Schwerionenreaktion um fast einen Faktor 4 größer als in den Schwerionenmessungen zuvor. Durch die in Abschnitt 5.2 beschriebene Kombinatorik erhöht sich damit die mittlere Anzahl der Spurkandidaten pro Reaktion auf ca. 45 im Vergleich zu ca. 5.5 bei 1 AGeV C+C Reaktionen. Jeder dieser Spurkandidaten besteht aus einer möglichen Verbindung aus einem innerem und äußerem MDC Spursegment, sowie deren Zuweisung zu einem META und RICH Treffer. Dabei können einzelnen Segmente in mehreren Kombinationen auftauchen. Die eindeutige Selektion der Teilchenspuren aus der Menge dieser Spurkandidaten ist bisher weder für den Spezialfall der Hadronenanalyse noch für den Fall von drei bzw. vier Driftkammern pro Sektor implementiert. Dies wird in der hier beschriebenen Analyse sowie in der Leptonenanalyse in [Lan08] in ähnlicher Weise im Anschluß an die DST Produktion separat durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt die möglichen Kombinationen zwischen den Spurbestandteilen bestehend aus dem inneren und äußeren MDC Segment sowie dem META Treffer. Kombinationen von einem äußeren MDC Segment mit mehreren inneren MDC Segmenten sind auf Grund der Art der Segmentbestimmung nicht möglich. Die Qualitätskriterien der Teilchenspurrekonstruktion beschränken sich auf die Güten der Anpassung der Spursegmente an die Treffer in den inneren und äußeren Driftkammern ( $\chi_{i/o}^2$ ), der Anpassung dieser an die Treffer in den META Detektoren ( $\chi_{META}^2$ ) und des RICH sowie der der Impulsrekonstruktionsverfahren. Für die Hadronenanalyse spielt der RICH Detektor keine Rolle und wird daher hier nicht näher betrachtet. Die Anpassungsqualitäten der inneren und äußeren Segmente lassen kaum Rückschlüsse über die korrekte Teilchenspur zu und werden daher bei der Selektion ebenfalls ausgenommen. Lediglich die Anpassungsqualität der äußeren Spursegmente an die META Treffer und die Qualität der Spurrekonstruktion werden verwendet.

Die META Treffer Anpassung erfolgt während der DST Produktion im sogenannten *META-matching* Verfahren. Eine nähere Beschreibung findet sich in [Rus06]. Die Größe  $\chi_{META}^2$  berechnet sich im Wesentlichen aus der geometrischen Abweichung des META Treffers vom extrapolierten Spursegment der äußeren Driftkammern und wird auf die Auflösung der META Treffer und der MDCs normiert. Das Qualitätsmass des Runge-Kutta Algorithmus  $\chi_{RK}^2$  berechnet sich aus der geometrischen Abweichung der rekonstruierten Teilchenspur von den bestimmten Treffern in den Driftkammern.

Als Qualitätskriterium für die Selektion der Teilchenspuren wird das Produkt aus den Größen  $\chi_{RK}^2$  und  $\chi_{META}^2$  verwendet. Die Teilchenspurkandidaten werden entsprechend dieser Qualität sortiert. Beginnend von der besten Kombination werden alle Bestandteile der Teilchenspuren nach einmaliger Verwendung aus der Liste der Kombinationsmöglichkeiten gestrichen. Somit wird die mehrfache Verwendung von MDC Segmenten oder META Treffern ausgeschlossen. Nach der Sortierung liegen eindeutige Teilchenspuren vor, welche zur weiteren Datenanalyse in Form von N-Tupeln gespeichert werden. Abbildung 5.3 zeigt die mit dem beschriebenen Verfahren rekonstruierten Teilchenspuren einer  $Ar+KCl$  Reaktion bei 1.756 AGeV.

## 5.4 Target- und Vertexrekonstruktion

In seltenen Fällen ist es möglich, dass Reaktionen mit Materialien außerhalb des Targetvolumens, wie z.B. dem Strahlrohr, stattfinden. Um sicher zu stellen, dass die analysierten Teilchenspuren aus Reaktionen des Teilchenstrahls mit Kernen aus dem Target kommen, ist eine Targetrekonstruktion vonnöten. Darüber hinaus spielt die Kenntnis des Reaktionsvertex eine entscheidende Rolle bei der Unterdrückung von Untergrund bei der Analyse von Teilchenzerfällen ausserhalb des Targetbereichs (siehe Abschnitt

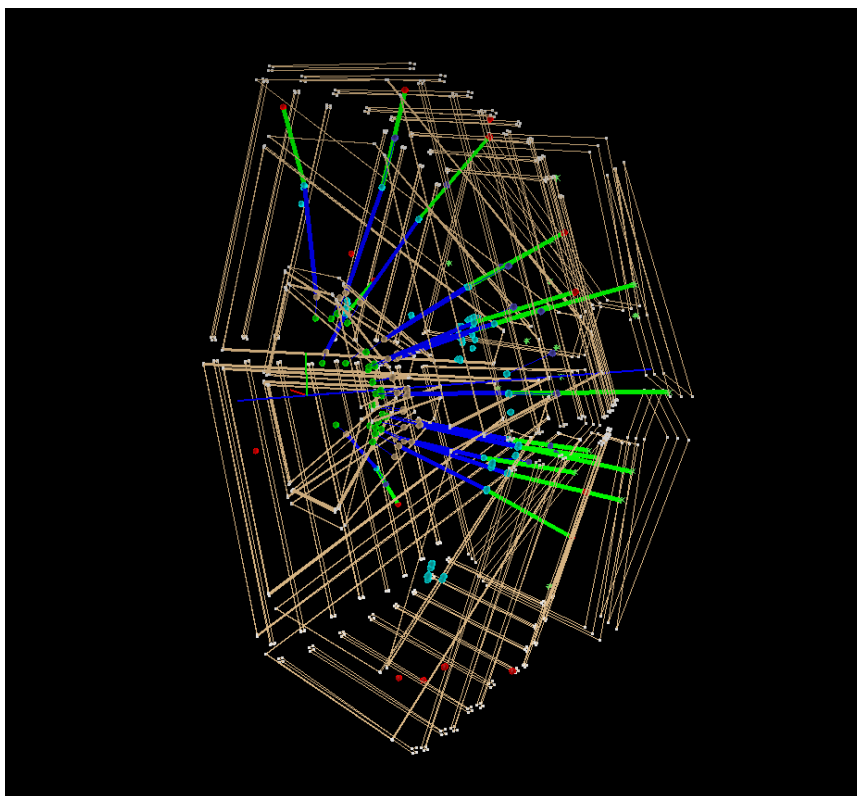


Abbildung 5.3: Rekonstruierte Teilchenspuren einer Ar+KCl Reaktion bei 1.756 AGeV. Die blauen Linien kennzeichnen die Verbindungslinien zwischen innerem und äußerem MDC Segment. Die grünen Linien verbinden die Trefferpunkte der äußeren Driftkammern mit den META Treffern (rote Punkte).

5.6.2).

Bei einer genaueren Analyse hat sich ergeben, dass der bisher benutzte Targetrekonstruktionsalgorithmus nicht den Anforderungen an die Ortsauflösung genügt und er wurde daher nicht verwendet. Die in dieser Arbeit entwickelte Methode basiert auf den rekonstruierten inneren MDC Segmenten, welche aus dem Runge-Kutta Verfahren stammen. Jedes Segment entspricht mit seiner Parametrisierung einer Geraden im Raum. Aus den nächsten Annäherungspunkten der Segmente mit der aus der Positionsbestimmung bekannten Strahlachse wird eine Punktwolke im Bereich des Reaktionspunktes berechnet. Punkte, die sich außerhalb eines Radius von 5 mm um die Strahlachse befinden oder entlang der Strahlachse um mehr als 8 mm von der letzten bzw. ersten Targetposition abweichen, werden von der Punktwolke entfernt, da die entsprechende Teilchenspur mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht direkt aus dem Reaktionsvertex entstammt. Aus dem geometrischen Schwerpunkt der akzeptierten Punkte wird der Reaktionsvertex berechnet. Die so bestimmten Reaktionsvertices sind in Abbildung 5.4 in der x-y- bzw. x-z-Ebene im HA-DES Laborkoordinatensystems abgebildet. Die entsprechenden Projektionen auf die x- und z-Achsen sind mit Gaußfunktionen angepasst, die Resultate sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Es ergibt sich in x-y Richtung eine mittlere Auflösung von  $300\mu\text{m}$ . In z-Richtung wird die Breitenbestimmung der Verteilung hauptsächlich von der Dicke des Targets bestimmt.

Die Vertices von Teilchenzerfällen außerhalb der Targetregion werden durch die nächsten Annäherungspunkte zwischen den beiden Teilchenspuren definiert. Die Auflösung dieser Vertices hängt im Wesent-

lichen vom Öffnungswinkel zwischen den Spuren und dem Impuls der Teilchen ab.

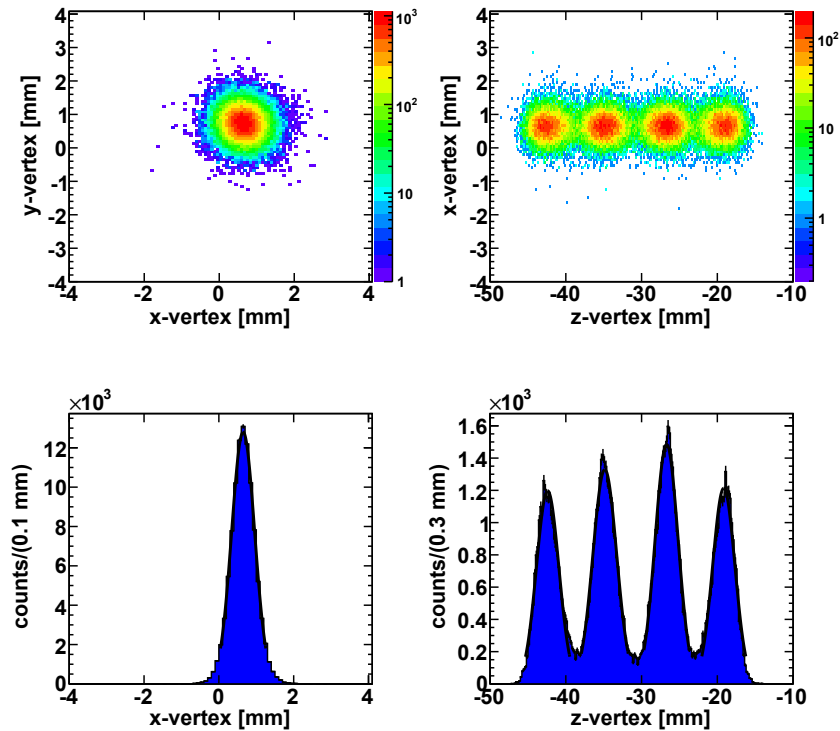


Abbildung 5.4: Aus den Spursegmenten der inneren Driftkammern rekonstruierte Reaktionsvertices im Target. Die projizierten Verteilungen wurden jeweils mit Gaußfunktionen angepasst, deren Anpassungsparameter finden sich in Tabelle 5.2.

	$\mu$ [mm]	$\sigma$ [mm]
x	0.7	0.3
y	0.7	0.3
z1	-42.4	1.5
z2	-34.9	1.6
z3	-26.7	1.5
z4	-19.2	1.5

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Anpassung mit Gaußfunktionen an die rekonstruierten Targetsegmente aus Abb. 5.4.

## 5.5 Teilchenidentifikation

Mit dem RICH und PreSHOWER Detektor besitzt das HADES-Spektrometer spezielle Detektoren, die der Identifikation von Elektronen und Positronen dienen. Ihre Konstruktion und die eingestellten Betriebsparameter erlauben es ihnen jedoch nicht Informationen zur Identifikation für andere Teilchen zu liefern. Der RICH Detektor ist, mit Ausnahme sehr schneller Pionen, hadronenblind und kann somit nur zur Reduktion von fehlidentifizierten Elektronen und Positronen in einem Hadronenspektrum verwendet werden. Die erste Ebene des PreSHOWER Detektors liefert mit einer Effizienz von 92% [Pie07] für alle Teilchen eine Orstinformation, welche zur Korrektur der Flugzeitinformation des TOFino Detektors verwendet wird. Zur Teilchenidentifikation von Hadronen stehen somit nur die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino, sowie das Magnetspektrometer mit den Driftkammern zur Verfügung.

Zur Identifikation eines Teilchens benötigt man dessen elektrische Ladung  $q$  und Masse  $m$ . Beide Größen sind bei relativistischen Energien nicht direkt messbar, können aber z.B. durch die Kombination von Impuls- und Flugzeitbestimmung oder dem spezifischen Energieverlust berechnet werden. Vereinfachend aber ist für die im Folgenden von Interesse befindlichen Teilchen nur das Vorzeichen der Ladung entscheidend, da diese nur die Werte  $(-1, 0, +1)$  annehmen kann. Letzteres ergibt sich über die Krümmungsrichtung der Teilchenspuren im Magnetfeldes, wobei im Falle des HADES Spektrometers positive Teilchen zur Strahlachse hin- und negative von dieser wegelenkt werden. Neutrale Teilchen können im HADES Spektrometer nur über den Nachweis ihrer geladenen Zerfallsprodukte identifiziert werden.

### 5.5.1 Teilchenidentifikation durch Impuls- und Flugzeitmessung

Wie in Abschnitt 2.8 beschrieben kann, der Teilchenimpuls auf mehrere Arten rekonstruiert werden. Die im Folgenden gezeigten Abbildungen und Werte beziehen sich ausschließlich auf die hochauflösende Runge-Kutta Methode. Neben dem Impuls  $p$  liefert die Methode die Polarität  $q$  und die zurückgelegte Flugstrecke  $s$  des Teilchens. Die zugehörige Flugzeit  $t$  wird aus der Differenzzeit des START Detektor Signals und der TOF und TOFino/PreSHOWER Detektor Signale berechnet. Die Geschwindigkeit  $\beta = (s/t)/c$  der Teilchen ist in Abbildung 5.5 als Funktion von Impuls mal Polarität für die beiden Flugzeitwände TOF und TOFino abgebildet. Die Identifikation der Teilchen erfolgt mit Ausnahme der Kaonen (siehe Abschnitt 5.9) und bei Mehrfachtreffern im TOFino (siehe Kapitel 4) über graphische Schnitte entlang der sichtbaren Verteilungen.

Aus der Geschwindigkeit  $\beta$  und dem Impuls  $p$  lässt sich entsprechend Gleichung 5.1 die Masse des Teilchens  $m$  pro Ladung  $Z$  bestimmen.

$$\frac{m}{Z} = \frac{p}{\gamma \cdot \beta \cdot c}, \quad (5.1)$$

mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5.2)$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (5.3)$$

$$v = \frac{s}{t}. \quad (5.4)$$

Bei hohen Geschwindigkeiten ist es möglich, dass die Messfehler zu einer Teilchengeschwindigkeit größer der der Lichtgeschwindigkeit führen. Um die daraus resultierenden imaginären Massen zu ver-



meiden wird auch direkt die quadratische Masse  $m^2$  verwendet. Auf Grund der unterschiedlichen Flugzeitauflösung (siehe Abschnitt 2.3) wird in der Analyse grundsätzlich zwischen TOF und TOFino Detektor unterschieden. In Abschnitt 5.9 sind Massenspektren für diese beiden Spektrometerbereiche abgebildet.

Eine wesentliche Schwachstelle des TOFino Detektors ist seine geringe Granularität von lediglich 4

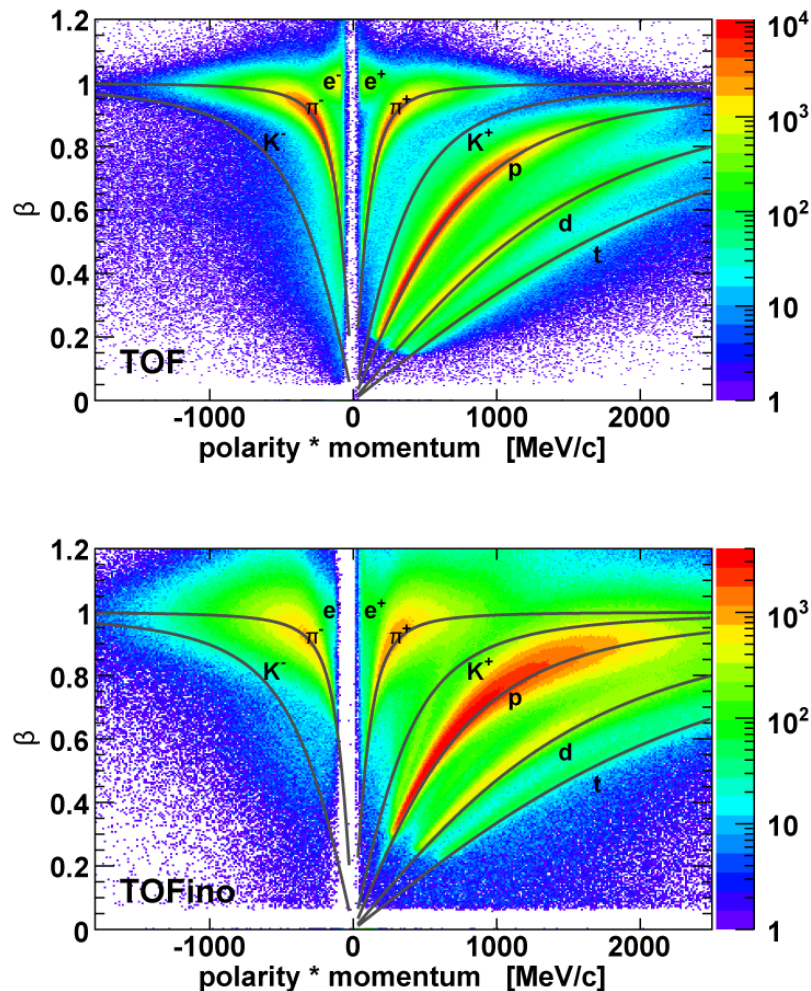


Abbildung 5.5: Geschwindigkeit der Teilchen  $\beta$  als Funktion des Laborimpulses mal der Polarität für die beiden Flugzeitdetektoren TOF und TOFino. Die eingezeichneten Kurven stellen die theoretischen Geschwindigkeitsverläufe der verschiedenen Teilchen nach Gleichung 5.1 dar.

Segmenten pro  $60^\circ$  Azimutwinkelabschnitt. Dies ist zum einen die Ursache für die im Vergleich zum TOF Detektor schlechtere Flugzeitauflösung, zum anderen steigt die Wahrscheinlichkeit von Mehrfachtreffern in Ar+KCl Reaktionen auf ca. 65 %. In Abbildung 4.1 wurde bereits die entsprechende Häufigkeitsverteilung der Mehrfachtreffer pro TOFino Paddle aufgezeigt. Eine eindeutige Zuordnung der Flugzeit zu einem der Mehrfachtreffer ist nicht mehr gegeben. Deshalb wird die direkte Teilchenidentifikation im TOFino nur für Spuren mit einem Treffer pro Paddle angewendet. Im Falle von

Mehrfachtreffern muss auf die Energieverlustinformation der Driftkammern zurückgegriffen werden (siehe Kapitel 4). Zur Unterdrückung von Untergrund werden in der Analyse von  $\phi$ -Mesonen auch bei Mehrfachtreffern im TOFinno die Protonen abgeschnitten. Hierbei wird angenommen, dass immer die schnellste Flugzeit das erste Signal im TOFinno auslöst und somit die Protonen- und Kaonenverteilungen nur zu höheren Geschwindigkeiten verschoben werden.

### 5.5.2 Zeitabhängige Verschiebung der Massenpeaks

Im Zuge der systematischen Qualitätskontrolle der Daten vom September 2005 wurden neben den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Verschiebungen der MDC  $dE/dx$ -Verteilungen in Abhängigkeit der Datenaufnahmezeit auch erstmals Verschiebungen der Massenpeaks in beiden Flugzeitdetektoren TOF und TOFinno festgestellt. Hierzu werden von jeder aufgenommenen Datendatei Massenspektren generiert und deren Pionen-, Protonen- und Deuteronensignale mit Gaußfunktionen angepasst. Exemplarisch sind die Schwerpunkte der Protonenverteilungen getrennt für TOF und TOFinno in Abhängigkeit der Aufnahmezeit in Abbildung 5.6 aufgetragen. Es zeigen sich Schwankungen im TOF-Bereich von bis zu  $30 \text{ MeV}/c^2$  und im TOFinno-Bereich von bis zu  $40 \text{ MeV}/c^2$ .

Die Verteilungen sind durch eine sich langsam ändernde Struktur wie auch durch periodisch wiederkehrende Strukturen im Abstand von 12 Stunden gekennzeichnet. Eine Überlagerung der Daten mit den inversen Temperaturen für die Region Frankfurt am Main zeigt für den entsprechenden Zeitraum eine gute Übereinstimmung. Die Annahme, dass die Temperatur Ursache für den Effekt ist, wird gestützt durch die Tag-Nacht Zyklen, welche die gleiche Systematik aufweisen. Da das HADES Cave eine Temperaturregelung mit einer Toleranz von einem 1/10 Grad Celsius besitzt, wird vermutet, dass entweder das externe Kühlwasser oder die ebenfalls außen montierte Regelung des Magneten eine Temperaturabhängigkeit aufweisen.

Die Massenverschiebung wirkt sich auf alle Teilchen unterschiedlich aus, jedoch sind die Verschiebungen proportional zueinander, was ebenfalls in Abbildung 5.6 verdeutlicht wird. Bisher war es nicht möglich den Effekt analytisch zu kompensieren. In der Analyse werden die Verschiebungen der Massenpeaks jedoch berücksichtigt, in dem die Teilchenidentifikationsschnitte entsprechend verschoben werden.

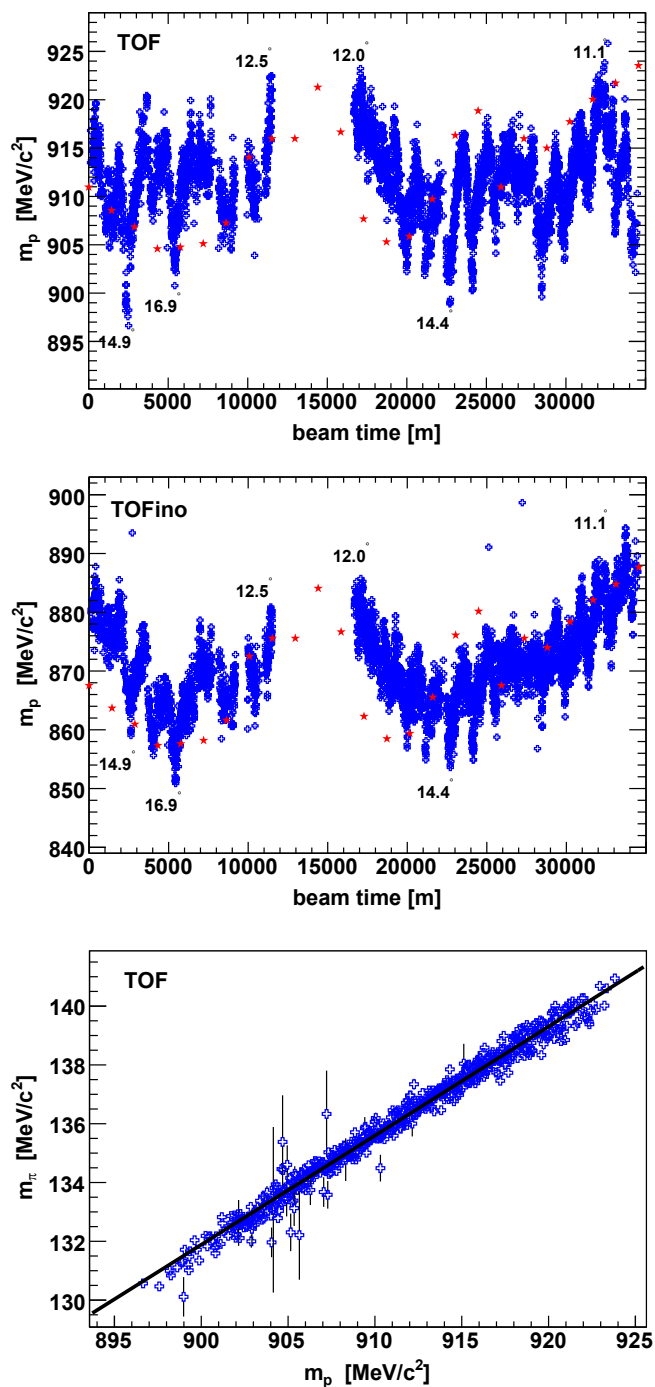


Abbildung 5.6: Zeitabhängige Verschiebung des Protonenpeaks in den Bereichen von TOF (Oben) und TOFino (Mitte). Jeder Datenpunkt entspricht der Position des Protonenpeaks in einem Datensatz von ca. 5 Minuten Aufnahmezeit. Die rot eingezeichneten Daten entsprechen der inversen Temperatur zum entsprechenden Zeitpunkt, welche vom deutschen Wetterdienst im Bereich Frankfurt a. Main gemessen wurde [DWD07]. Die relative Verschiebung von Pionen- zu Protonenpeak für jeden aufgenommenen Datensatz ist in der unteren Abbildung gezeigt. Die Verteilung wurden mit einer Geraden angepasst.

### 5.5.3 Teilchenidentifikation durch Impuls- und Energieverlustmessung der Flugzeitdetektoren

Neben der Flugzeitinformation liefern die Plastikszintillatoren von TOF und TOFino eine Energieverlustinformation der sie durchdringenden geladenen Teilchen. Da es sich hier um eine Pulshöhenmessung handelt, sind die gemessenen Werte ungefähr proportional zum eigentlichen Energieverlust. Die Energieverlustwerte selber sind für beide Detektoren jedoch nicht auf die Bethe-Bloch Funktion normiert. Für die Kaonenidentifikation ist es jedoch nötig die theoretischen Energieverlustkurve zu bestimmen (siehe auch Abschnitt 4.4). Hierzu werden, wie in Abbildung 5.7 ersichtlich, die Protonenenergieverlustverteilung der beiden Detektoren in Impulsschnitten mit Gaußfunktionen angepasst. An die resultierenden Werte wird die Bethe-Bloch Funktion getrennt für TOF und TOFino angepasst. Dabei werden alle Parameter, mit Ausnahme der Masse, die nicht auf physikalischen Konstanten beruhen, als Variablen definiert. Es zeigt sich, dass mit den so erzielten Parametern ebenfalls die Energieverlustverteilungen aller anderen Teilchensorten lediglich durch die entsprechende Änderung des Massenparameters beschrieben werden können. Dies entspricht einer erstmaligen Kalibrierung der Energieverlustwerte für die beiden Flugzeitdetektoren.

Bisher wurde die Energieverlustinformation der Flugzeitdetektoren in keiner Analyse zur Teilchenidentifikation verwendet, da die ebenfalls vorhandene Flugzeitinformation der beiden Detektoren in der Regel ausreichend war. Die Energieverlustinformation der Flugzeitdetektoren wird hier ausschließlich für die Untergrundreduktion bei der Kaonenidentifikation verwendet. Dies erfolgt bei Einfachtreffern in den Szintillatoren direkt über graphische Schnitte um die theoretische Kaonenverteilung. Die verwendeten Schnitte sind in Abbildung 5.7 eingezeichnet.

Bei Mehrfachtreffern im TOFino Bereich wird angenommen, dass alle Energieverlustwerte durch die Überlagerung der Signale im Mittel ansteigen, oder ihren Normalwert zumindest beibehalten. Dies erlaubt einen Schnitt unterhalb der Kaonenverteilung zur Reduktion des Pionenuntergrundes. Dieser Schnitt wird nur für die Analyse des Zerfalls  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  verwendet.

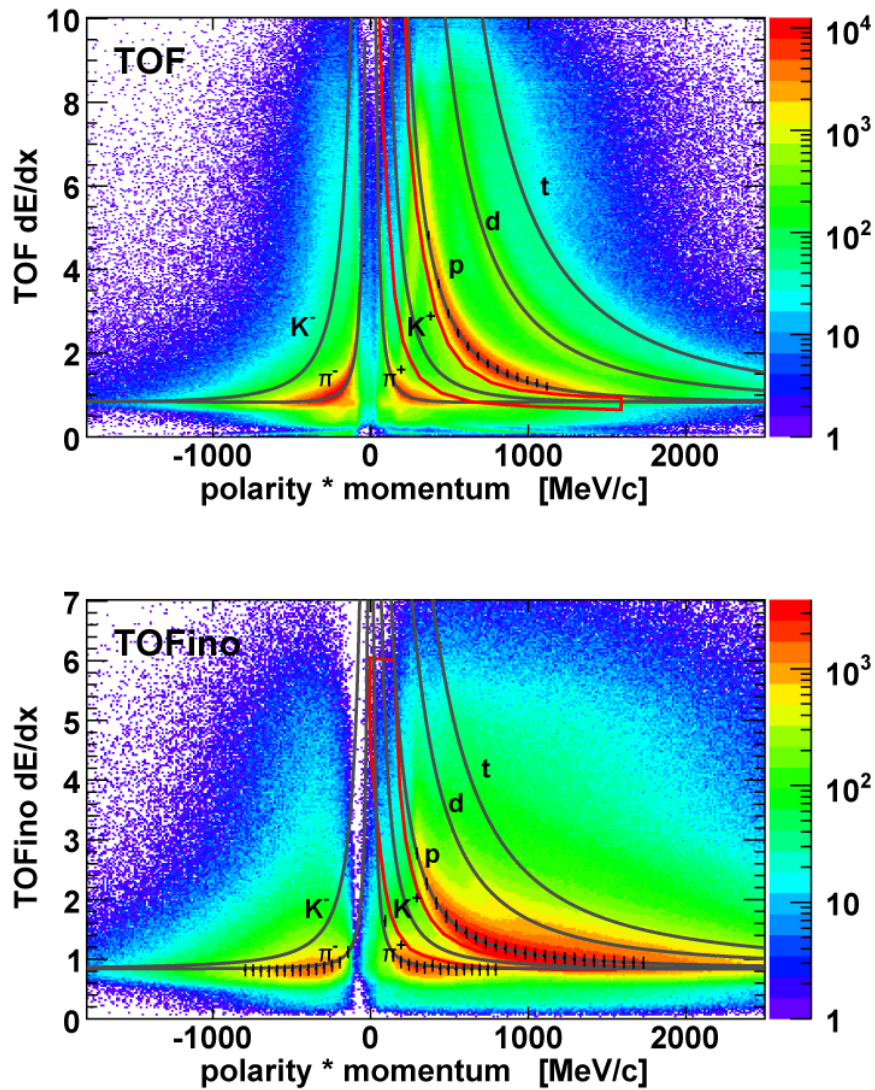


Abbildung 5.7: Energieverlust der Flugzeitdetektoren TOF und TOFino als Funktion des Laborimpulses mal der Polarität. Zur Bestimmung der überlagerten Energieverlustkurven wurden die Protonen mit der Bethe-Bloch Funktion angepasst (siehe Text). In Rot ist der verwendete graphische Schnitt zur Kaonen-selektion eingezeichnet.

#### 5.5.4 Teilchenidentifikation durch Impuls- und Energieverlustmessung der Driftkammern

In Kapitel 4 wurde bereits die Verwendung der Energieverlustmessung der MDCs zur Teilchenidentifikation diskutiert. Wegen dem relativ zur Flugzeitmessung des TOF Detektors schlechteren Trennungsvermögen der Teilchensorten wird die MDC  $dE/dx$  Information im Wesentlichen zur Unterdrückung des Untergrundes bei der Selektion von geladenen Kaonen verwendet. Im Fall von Mehrfachtreffern im TOFino Bereich dient der Energieverlust in den Driftkammern jedoch als einzige Methode zur Teilchenidentifikation. Dies trifft bei der Identifikation des Großteils der Protonen und Pionen aus den Zerfällen von  $\Lambda$  und  $K_S^0$  zu.

Impulsabhängig wurde die Reinheit und Effizienz der verwendeten Schnitte in den MDC  $dE/dx$  Verteilungen bereits in Abschnitt 4.5 aufgezeigt. Hierfür werden die redundanten Informationen der Flugzeitwände bei Einfachtreffern herangezogen. In Abbildung 5.8 sind die integralen Massenspektren, getrennt für TOF und TOFino, vor und nach Anwendung von Schnitten zur Identifikation von Pionen und Protonen eingezeichnet. Protonen werden nach Anwendung des Schnittes zur Identifikation von  $\pi^+$ -Mesonen um mehr als zwei Größenordnungen unterdrückt, während das Signal wie bereits diskutiert nur geringfügig an Stärke verliert. Ähnliches gilt bei der Selektion der Protonen für die Unterdrückung der Pionen. Es zeigt sich jedoch auch, dass ein erheblicher Anteil an Fragmenten wie Deuterium, Tritium und  ${}^4\text{He}$  als Protonen identifiziert werden. In Abschnitt 5.9 wird die Verwendung der MDC  $dE/dx$  Information zur Kaonenidentifikation genauer beschrieben.

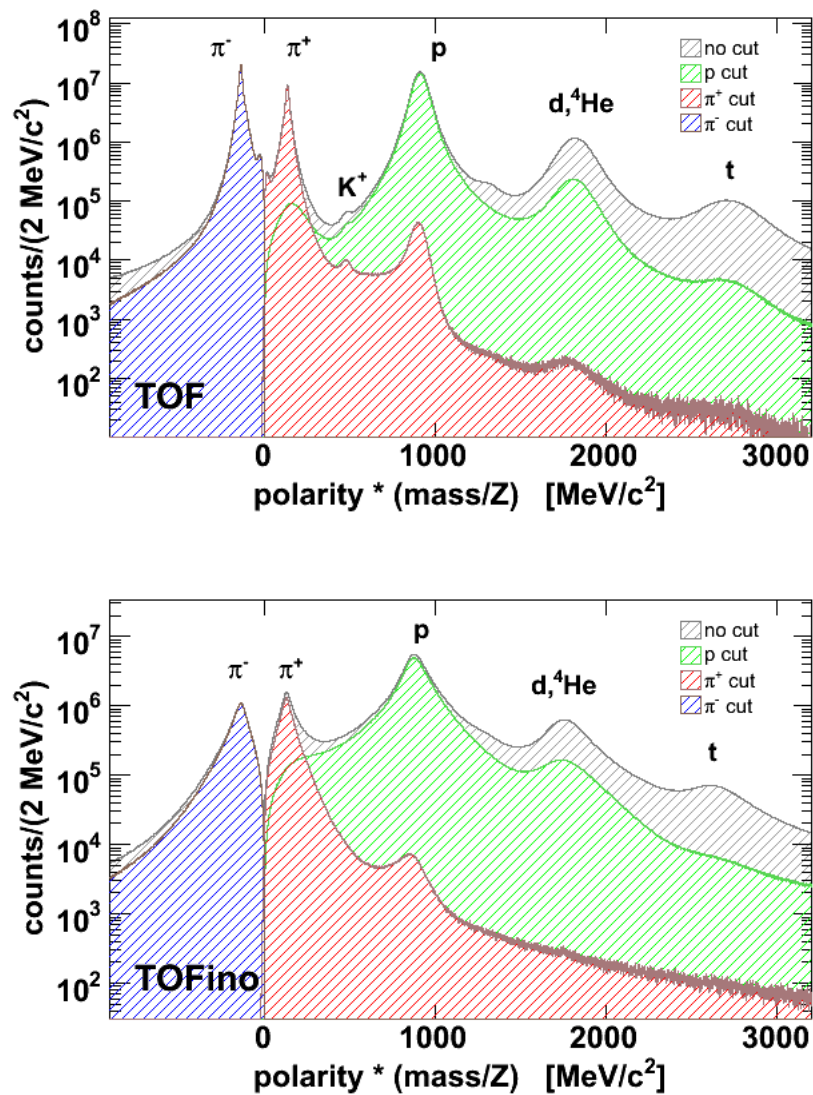


Abbildung 5.8: Massenspektren unter Verwendung der TOF (oben) und TOFino (unten) Flugzeit bei Anwendung von verschiedenen Schnitten in der MDC  $dE/dx$ -Verteilung zur Teilchenidentifikation. Die verwendeten Schnitte sind in Abbildung 4.9 eingezeichnet.

## 5.6 Das invariante Massenspektrum

Eine gängiges Verfahren ein Teilchen zu rekonstruieren, welches noch vor Erreichen des Detektors in mehrere geladene Tochterpartikel zerfällt, ist die Berechnung der invarianten Masse. Hierzu müssen zuerst die Tochterpartikel mit den Massen  $m_1$  und  $m_2$  identifiziert, sowie deren Impulse  $p_1, p_2$  und ihr Relativwinkel  $\Delta\Theta$  bestimmt werden. Aus der relativistischen Impuls- und Energieerhaltung erhält man die Masse des Mutterpartikels  $m_{inv}$  mit

$$m_{inv} = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2) + 2 \left( \sqrt{m_1^2 + (\vec{p}_1 c)^2} \sqrt{m_2^2 + (\vec{p}_2 c)^2} - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| c^2 \cos \Theta_{1,2} \right)}. \quad (5.5)$$

Üblicherweise werden nach der Identifikation der Tochterpartikel nicht die gemessenen, sondern die nominellen Massen  $m_1$  und  $m_2$  verwendet. Hierbei werden die Fehler aus der Flugzeitmessung, sowie weitere systematische Fehler, nicht in das invariante Massenspektrum fortgepflanzt. Die Breite der Teilchen und Resonanzen setzt sich dementsprechend nur aus der eigenen Zerfallsbreite, sowie der Impulsauflösung, zusammen.

Alternativ zum invarianten Massenspektrum kann die Identifikation über die Darstellung in den Armenteros-Podolanski Variablen erfolgen. Diese Methode ist kurz in Anhang D beschrieben.

### 5.6.1 Das like-sign und das mixed-event Verfahren zur Untergrundbestimmung

Ein invariantes Massenspektrum  $m_{inv}^{all}$  setzt sich in der Regel aus den folgenden drei Komponenten zusammen:

$$m_{inv}^{all} = m_{inv}^{signal} + m_{inv}^{uncorr} + m_{inv}^{corr} \quad (5.6)$$

Hierbei ist  $m_{inv}^{signal}$  das aus den richtig identifizierten Zerfallsteilchen rekonstruierte Signalspektrum. Bei Mutterpartikeln mit kleiner Zerfallsbreite entsteht dabei eine Peakstruktur, deren Abstand vom Beginn des invarianten Massenspektrums vom Q-Wert der Reaktion abhängt. Das Integral des Signalanteils bestimmt die Anzahl der rekonstruierten Teilchen.

Der unkorrelierte Untergrund  $m_{inv}^{uncorr}$  wird aus zufälligen Spurkombinationen von ebenfalls richtig identifizierten Teilchen generiert, die keinen gemeinsamen Ursprung haben. Je höher die Teilchenspurnmultiplizität, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass in einer Reaktion ein oder mehrere dieser unkorrelierten Paare gebildet werden. Zusätzlich können, besonders bei seltenen Tochterpartikeln, durch Missidentifikation weitere Kombinationen entstehen. Bei den Zerfällen  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  und  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  tritt dies durch die Missidentifikation bzw. Verwechslung von Protonen und  $\pi^+$ -Mesonen auf. Im Fall von  $\phi \rightarrow K^+K^-$  können die beiden seltenen Tochterpartikel durch die viel häufigeren Pionen, bzw. das  $K^+$ -Meson zusätzlich durch ein Proton, missidentifiziert werden. Der gesamte unkorrelierte Untergrund verteilt sich über einen breiten Bereich des invarianten Massenspektrums und hängt im Wesentlichen von der Impulsverteilung der verwendeten Teilchen und deren Akzeptanz im Spektrometer ab.

Schlussendlich gibt es den korrelierten Untergrund  $m_{inv}^{corr}$ , der durch Missidentifikation der Tochterpartikel von korrelierten Zerfällen entsteht. Wie bei den oben beschriebenen Szenarien wird dann den Tochterpartikeln eine falsche Masse zugeordnet. So kann es bei passieren, dass der Zerfall eines  $\Lambda$ -Hyperons im  $\pi^+\pi^-$ -invarianten Massenspektrum, durch Missidentifikation des Protons als  $\pi^+$ , auftaucht. Die Entstehung eines korrelierten, auf einen bestimmten Teil des Massenspektrums konzentrierten, Untergrundes ist die Folge. Es kann jedoch bei der Anpassung des gesamten Untergrundes, mit dem im Folgenden



beschriebenen *mixed-event* Verfahren, gezeigt werden, dass der korrelierte Untergrund eine unwesentliche Rolle spielt und somit vernachlässigt werden kann.

Zwei bewährte Methoden den unkorrelierten Untergrund zu bestimmen sind das *like-sign* und das *mixed-event* Verfahren. In beiden Fällen wird versucht mit Hilfe von unkorrelierten Teilchenpaaren den Untergrund zu modellieren um diesen vom Signalteil zu subtrahieren. Hierbei ist es wichtig möglichst genau die Kinematik der Teilchen nachzustellen, welche den echten Untergrund produzieren. Im Falle des *like-sign* Verfahrens wird dies gewährleistet, indem aus der Sorte der echten Zerfallsteilchen jeweils gleichgeladene Paare gebildet werden, die aus der selben Reaktion kommen. Eine Kombination aus den zwei positiv oder zwei negativ geladenen Teilchen stammt in der Regel nicht aus einem Zerfall und kann somit nur schwach korreliert sein. Die zwei entstehenden *like-sign* Massenspektren werden auf die gleiche Anzahl von Einträgen normiert und danach addiert. Das *like-sign* Verfahren ist nur sinnvoll, wenn zum einen die Nachweiswahrscheinlichkeit und Akzeptanz der beiden Teilchensorten vergleichbar ist, und zudem die Wahrscheinlichkeit hoch ist, dass in einer Reaktion zwei Teilchen der gleichen Sorte auftreten. Sollte letzteres nicht der Fall sein, ist die Statistik des *like-sign* Untergrundes eventuell geringer als die des invarianten Massenspektrums, was im Bezug auf die Fehlerfortpflanzung vermieden werden sollte. Das *like-sign* Verfahren wurde für den Zerfall des  $K_S^0$  getestet und zeigt eine sehr gute Reproduktion des Untergrundes. Wegen der geringeren Statistik im Vergleich zum *mixed-event* Verfahren wird dieses Verfahren jedoch nicht verwendet.

Das *mixed-event* Verfahren schließt eine Korrelation der kombinierten Teilchen von vorne herein aus, indem die zur Paarbildung verwendeten Teilchen aus verschiedenen Reaktionen stammen. Dies ermöglicht es zum einen die gleichen Teilchensorten zu mischen wie im Signalspektrum, zum anderen können fast beliebig viele Kombinationen gebildet werden. Bei dem Verfahren muss darauf geachtet werden, dass die gemischten Reaktionen eine ähnliche Stoßzentralität, sowie einen ähnlichen Reaktionsvertex besitzen. Des weiteren sollten bei deren Kenntnis die beiden Reaktionsebenen zueinander ausgerichtet werden.

Um diese Kriterien zu gewährleisten wurden für diese Analyse 7 Reaktionsklassen entsprechend der Teilchenmultiplizität erstellt. Abbildung 5.9 zeigt die Unterteilung in die verschiedenen Multiplizitätsklassen für Ereignisse, die mindestens eine rekonstruierte Teilchenspür enthalten.

Innerhalb einer Klasse wird jeweils das erste Ereignis mit den nächsten  $N_{mix}$  kombiniert. Dabei wird jeweils die invariante Masse aus allen Teilchen der Sorte  $A$  des ersten Ereignisses und allen Teilchen der Sorte  $B$  der nachfolgenden Ereignisse berechnet. Die Prozedur wird mit den nachfolgenden Ereignissen (2., 3. usw.) bis zum Ende der Liste wiederholt. In einer zweiten Iteration werden die Teilchensorten jeweils vertauscht. Ereignisse werden nur gemischt, wenn deren Reaktionsvertices maximal einen Abstand von  $5\text{ mm}$  zueinander haben. Auf Grund der geringen Anzahl von Spektatoren innerhalb der HADES Akzeptanz ist die Auflösung der Reaktionsebene relativ gering. Aus diesem Grund wird auf eine zusätzliche Ereignis Unterteilung bezüglich der Reaktionsebene verzichtet.

Die ermittelten Untergrundspektren können auf verschiedene Weise an das invariante Massenspektrum angepasst werden. Ist das Verhältnis zwischen Signalanteil zu Untergrundanteil im Spektrum klein, kann auf die Gesamtanzahl der Einträge normiert werden. Dies setzt im weiteren voraus, dass das Untergrundspektrum in weiten Bereichen das invariante Massenspektrum beschreibt. Alternativ können die Spektren in Bereichen ohne Signalanteil aufeinander normiert werden. Die Differenz zwischen den Spektren stellt bei korrekter Beschreibung des Untergrundes den Signalteil bzw. den anderweitig korrelierten Teil im invariantem Massenspektrum dar.

Das *like-sign* und das *mixed-event* Verfahren wurde für die hier vorgestellte Hadronenanalyse neu implementiert, da insbesondere für das *mixed-event* Verfahren noch keine Referenz in der HADES Analyse vorhanden war.

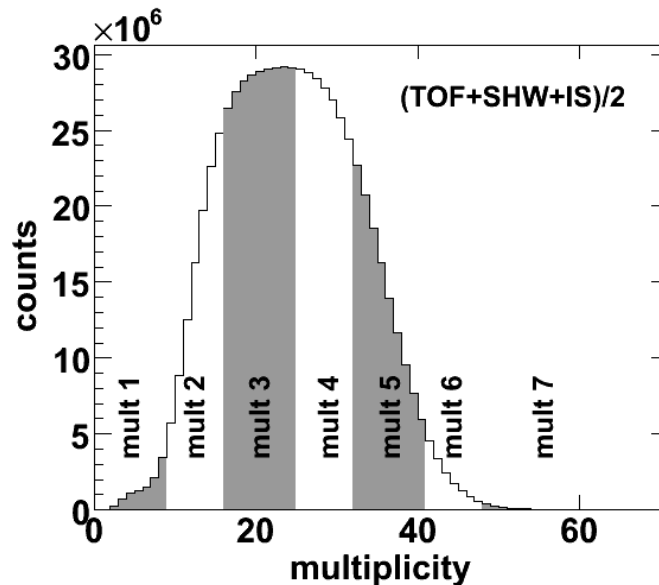


Abbildung 5.9: Multiplizitätsverteilung und deren Einteilung in 7 Bereiche. Die Einteilung wird für das *mixed-event* Verfahren zur Untergrundbestimmung verwendet.

### 5.6.2 Geometrische Schnitte zur Untergrundreduktion

Wird das invariante Massenspektrum aus allen möglichen Kombinationen der Zerfallsteilchen einer Reaktion berechnet, überwiegt in vielen Fällen der kombinatorische Untergrund. Für die Signalbestimmung über das *mixed-event* Verfahren ist es jedoch essentiell, den Untergrundanteil zu reduzieren, um die statistischen Fluktuationen so weit es geht zu minimieren.

Bei Teilchen mit großer Zerfallslänge ist es möglich, den Zerfallsvertex vom Reaktionsvertex zu separieren. Geometrische Schnitte auf die beiden Vertices ermöglichen eine effektive Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes. Abbildung 5.10 veranschaulicht die Situation am Beispiel des Zerfalls  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ .

Maximal sechs geometrische Schnitte werden für die Analyse von  $K_S^0$  und  $\Lambda$  angewendet, wobei die Schnittwerte für beide Teilchen auf Grund der unterschiedlichen Zerfallskinetik verschieden sind. Aus den rekonstruierten Spuren der Zerfallsteilchen lässt sich die Emissionsrichtung und der Zerfallsvertex des Mutterteilchens bestimmen. Da die Emission von  $K_S^0$  und  $\Lambda$  in der Regel aus dem Reaktionsvertex erfolgt, sollte der Abstand  $d_1$  von diesem zur Trajektorie der Mutterteilchen innerhalb eines Radius  $r_1$  liegen. Die Abstände der Trajektorien der Tochterteilchen  $d_2$  und  $d_3$  zum Reaktionsvertex sollten hingegen einen Mindestabstand  $r_2$  bzw.  $r_3$  zu diesem haben. Hierbei werden für den massensymmetrischen Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  die Schnittwerte für  $r_2$  und  $r_3$  gleich groß gesetzt. Hingegen wird beim Zerfall  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  verlangt, dass der Abstand des Pions immer größer ist als der des Protons. Wie in Abbildung 5.10 schematisch eingezeichnet ergibt sich dieses Kriterium aus der Impulserhaltung und den stark unterschiedlichen Massen der Teilchen. Weiterhin wird verlangt, dass der kleinste Abstand zwischen den rekonstruierten Spuren  $d_t$  der Tochterteilchen einen Maximalwert nicht überschreiten darf. Dieser Schnitt soll zufällige Kombinationen aus unterschiedlichen Zerfällen verhindern und schlecht rekonstruierten Teilchenspuren aussortieren.

Der effektivste Schnitt zur Untergrundreduktion bei der Analyse von  $K_S^0$  und  $\Lambda$  ist die Forderung nach einem Mindestabstand  $d_v$  zwischen Zerfalls- und Produktionsvertex. Entsprechend den unterschiedlichen Zerfallslängen der beiden Teilchen kann für das  $\Lambda$ -Hyperon ein größerer Mindestabstand gewählt werden. Die für den Schnitt nötige präzise Bestimmung des Zerfallsvertex kann jedoch nur gelingen, wenn die beiden Spuren der Tochterteilchen einen relativ großen Öffnungswinkel zueinander haben. Dies ist beim Zerfall des  $K_S^0$ -Mesons mit einem mittleren Öffnungswinkel von  $\Delta\alpha \approx 64^\circ$  gegeben, wohingegen der mittlere Öffnungswinkel beim Zerfall des  $\Lambda$  in ein Proton-Pion Paar nur bei  $\Delta\alpha \approx 28^\circ$  liegt. Um die extrem kleinen Öffnungswinkel zu vermeiden wird daher ein zusätzlicher Schnitt auf  $\Delta\alpha$  angewendet.

In Abschnitt 5.10.1 wird diskutiert, dass bei der Analyse der Protonen bei kleinen Polarwinkeln Effizienzprobleme auftreten. Da die Zerfallsprotonen nahezu die gleiche Flugrichtung wie das  $\Lambda$ -Mutterteilchen aufweisen wird daher ein Schnitt auf kleine Polarwinkel  $\Theta$  angewendet.

Neben  $\Lambda$  und  $K_S^0$  werden auch für die Analyse der  $\phi$ -Mesonen geometrische Schnitte angewendet. Diese tragen jedoch nur unwesentlich zur Beseitigung von kombinatorischem Untergrund bei, da die Zerfallslänge weit unter dem messbaren Bereich liegt. Alle verwendeten Schnittparameter sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

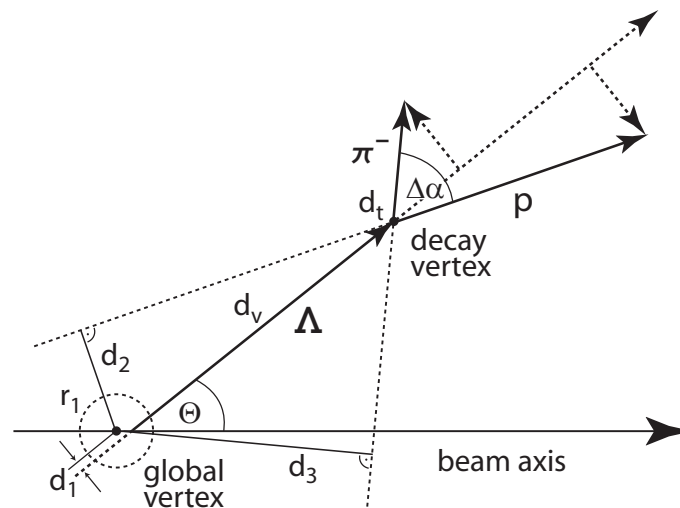


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des  $\Lambda$ -Zerfalls in ein Proton-Pion Paar. Zur Vereinfachung ist der Zerfall zweidimensional in einer Ebene mit der Strahlachse abgebildet, wobei die Vektoren sowohl den Impuls als auch Längen darstellen. Zur Identifikation von *off-vertex*-Zerfällen wird eine Kombination von geometrischen Schnitten angewendet, welche im Wesentlichen auf die Abstände der Teilchenspuren zum globalen Reaktionsvertex beruhen. (Die Radien  $r_2$  und  $r_3$  sind wegen der besseren Übersicht nicht eingezeichnet.)

	$\Delta\alpha$ [°]	$\Theta$ [°]	$d_v$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_t$ [mm]	$d_{2,3}$ [mm]
$\Lambda$	> 14.0	> 20.0	> 45.0	< 10.0	< 10.0	$d_p > 5.0, d_{\pi^-} > d_p$
$K_S^0$	> 0.0	> 0.0	> 30.0	< 10.0	< 10.0	> 6.0
$\phi$	> 0.0	> 0.0	< 20.0	< 7.0	< 10.0	< 20.0

Tabelle 5.3: Die verwendeten Werte der geometrischen Schnitte zur Analyse von  $\Lambda$ ,  $K_S^0$  und  $\phi$ .

In Abbildung 5.11 sind die Auswirkungen von verschiedenen geometrischen Schnitten auf Signal und Untergrund in den invarianten Massenspektren der  $\Lambda$ -Hyperonen und  $K_S^0$ -Mesonen aufgezeigt. Es wurde dabei jeweils nur ein Schnittwert verändert, während alle anderen entsprechend Tabelle 5.3 festgehalten wurden. Anhand mehrerer solcher Schnittkombinationen wurde ein Kompromiss aus Signal zu Untergrund Verhältnis und Zählrate für die Teilchensorten gefunden. Abbildung 5.12 zeigt die Auswirkungen der geometrischen Schnitte im Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Daten. Für jeden Punkt wurde mit der jeweiligen Schnitteinstellung ein invariantes Massenspektrum mit dem entsprechenden *mixed-event* Untergrund berechnet. Nur bei kleinen Schnittwerten, weit unter den gewählten Grenzen, treten nennenswerte Abweichungen auf. Dies zeigt, dass es erlaubt ist, die Effizienzkorrekturen direkt mit den simulierten Daten vorzunehmen.

## 5.7 Die Simulationspakete PLUTO, UrQMD und GEANT

Für die Simulation bzw. Nachstellung von Schwerionenkollisionen werden die Simulationspakete PLUTO [Plu04] und UrQMD [UrQ04]<sup>1</sup> verwendet. Das HADES Framework PLUTO ist ein einfacher Ereignisgenerator zur Erzeugung von simulierten Teilchen mit vorgegebener Impuls- und Winkelverteilung [Plu04], [Kag03]. Es besteht unter anderem die Möglichkeit nur einzelne Teilchenspezies mit einer realistischen Verteilung zu generieren und diese z.B. in echte Reaktionen einzubetten. Diese Prozedur wird für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen von Teilchenspuren verwendet (siehe Abschnitt 5.8.2).

Zur mikroskopischen Simulation einer Schwerionenkollision werden sogenannte Transportmodelle wie UrQMD benötigt. Die Modelle sind in der Lage die Verteilungen und Multiplizitäten der meisten Teilchen korrekt zu beschreiben. Hierzu dienen die elementaren Produktionswirkungsquerschnitte aus experimentellen Daten als Grundlage zur Berechnung der Reaktionen. Das Simulationspaket UrQMD wird im Folgenden jedoch lediglich zur Erzeugung von realistischen Teilchenverteilungen und Multiplizitäten verwendet und nicht zum direkten Vergleich mit gemessenen Daten.

Die Trajektorien der mit PLUTO und UrQMD erzeugten Teilchen werden mit der Software GEANT<sup>2</sup> [Gea04] [HGe04] innerhalb des Volumens des HADES Spektrometers berechnet. Dies beinhaltet die Krümmung im des Magnetfeld, sowie die Energieverluste in allen Materialien und entlang der Flugbahn. GEANT bietet darüberhinaus die Möglichkeit unabhängig von PLUTO oder UrQMD direkt simulierte Teilchen zu erzeugen. Dies wird, wie in Abschnitt 5.8 beschrieben, genutzt um die Akzeptanzkorrekturen zu berechnen.

Realistische Detektorsignale werden in der Simulations DST Software aus den mit GEANT berechneten Teilchenspuren simuliert. Für diese Prozedur werden die zuvor mit Strahlraten bestimmten Detektoreffizienzen verwendet. Das Ergebnis sind Simulations DST Dateien, welche sich in der Analyse wie gemess-

<sup>1</sup>Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics

<sup>2</sup>GEometry ANd Tracking

sene Daten verhalten. Die Dateien werden, wie im Folgenden Abschnitt beschrieben, zur Bestimmung der Spurrekonstruktionseffizienzen verwendet.

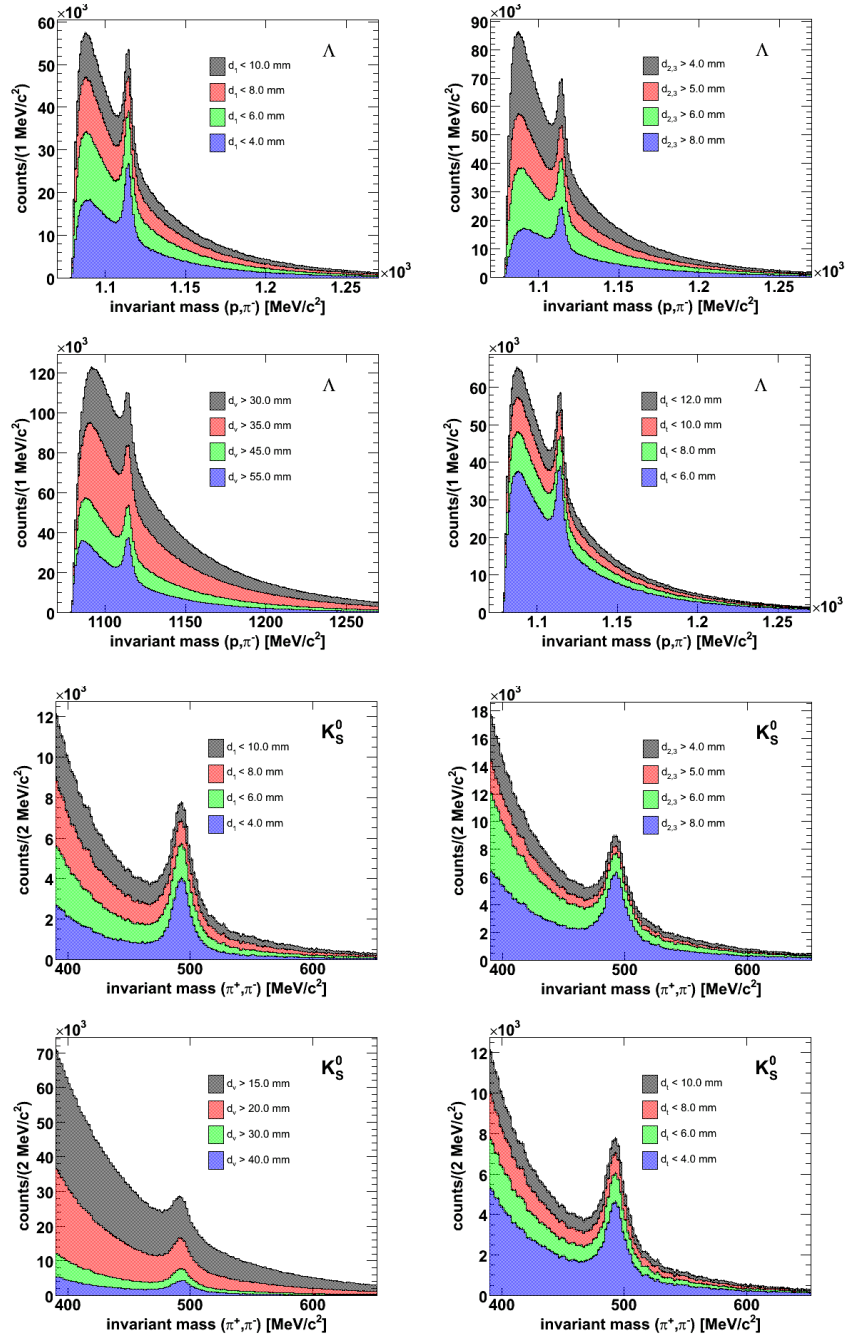


Abbildung 5.11: Proton- $\pi^-$  und  $\pi^+\pi^-$ -invariante Massenspektren für verschiedene Kombinationen auf die geometrischen Schnitte. Bis auf den jeweils angegebenen geometrischen Schnitt für  $\Lambda$ -Hyperonen (oben) und  $K_S^0$ -Mesonen (unten) sind alle anderen entsprechend Tabelle 5.3 festgelegt.

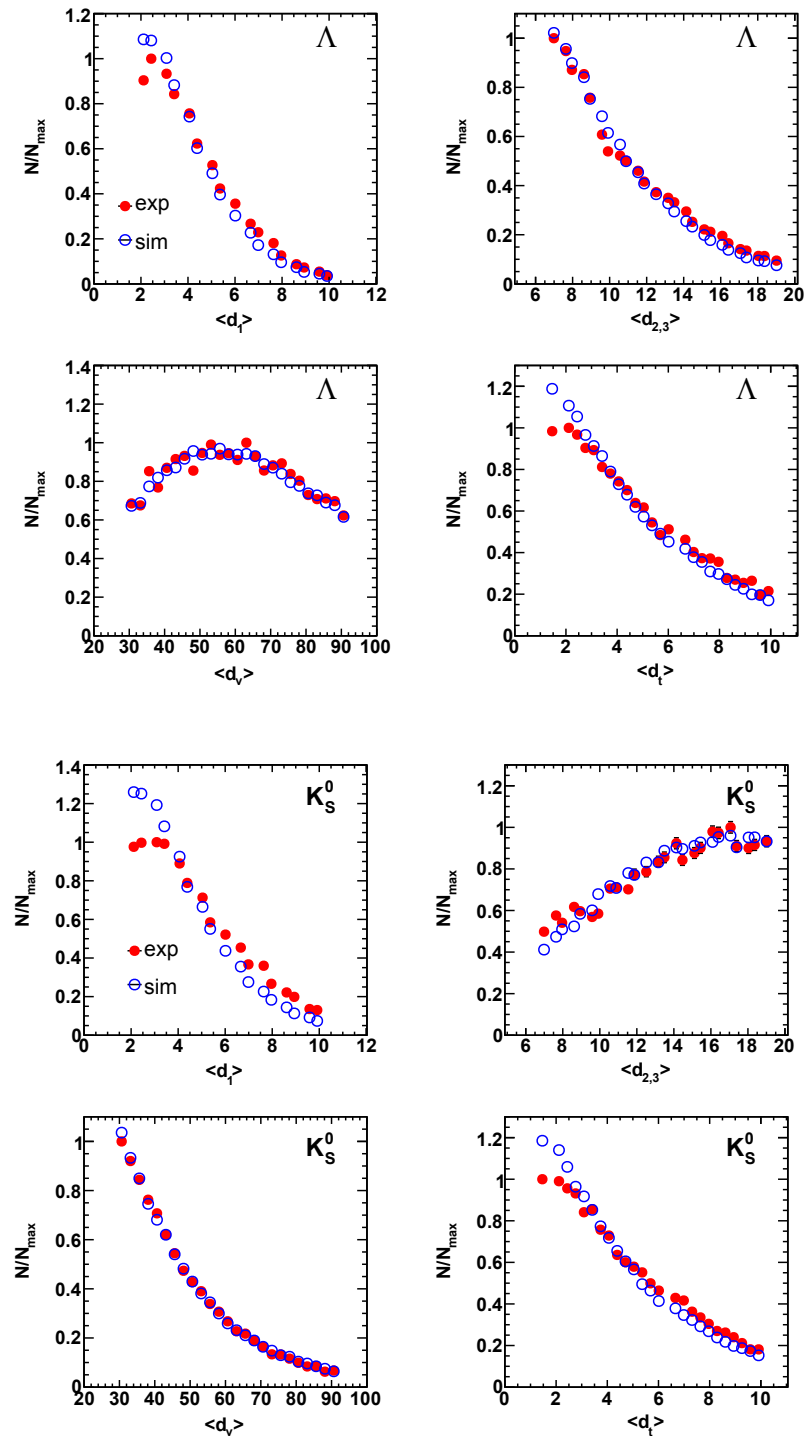


Abbildung 5.12: Vergleich der Auswirkung der geometrischen Schnitte zwischen simulierten und gemessenen Daten für  $\Lambda$ -Hyperonen (oben) und  $K_S^0$ -Mesonen (unten). Bis auf den angegebenen Mittelwert des geometrischen Schnittes sind alle anderen entsprechend Tabelle 5.3 festgelegt. Die nach dem Schnitt ermittelten Verteilungen der gemessenen Teilchenanzahl  $N$  sind auf den jeweiligen Maximalwert  $N_{max}$  normiert, während die simulierten Verteilungen auf das Integral der gemessenen Verteilungen skaliert sind.

## 5.8 Akzeptanz und Effizienzkorrektur

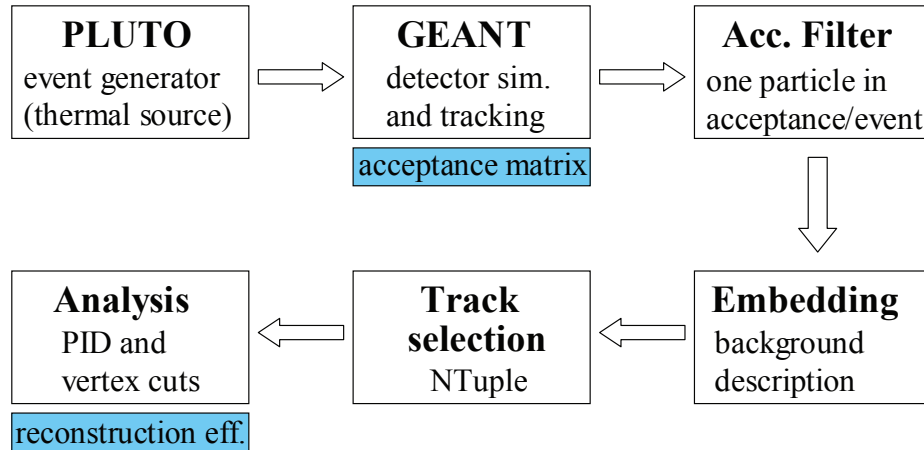


Abbildung 5.13: Flussdiagramm der Simulationsdaten zur Bestimmung der Akzeptanz- und Rekonstruktionskorrekturen. Wahlweise kann zwischen PLUTO und GEANT als Ereignisgenerator gewählt werden. Nach Abschluss der GEANT Simulation kann die Akzeptanzmatrix berechnet werden. Die Rekonstruktionseffizienzen können erst nach der Analyse der simulierten Daten bestimmt werden.

Naturgemäß können geladene Teilchen nur im Bereich der aktiven Detektoren gemessen werden. Dies definiert in Abhängigkeit vom Reaktionsort, vom Magnetfeld, von der Teilchensorte, sowie von der Reaktionsart eine Geometrie, welche als Akzeptanz des Experimentes bezeichnet wird. So ändert sich die Akzeptanz wenn z.B. die Targetposition verschoben wird, oder die Strahlenergie verändert wird. Für Teilchen, die direkt im Spektrometer nachgewiesen werden können, wird die Akzeptanz  $A$  üblicherweise als Funktion des Polarwinkels  $\Theta$ , des Azimuthwinkels  $\phi$ , sowie des Laborimpulses  $p_{lab}$  angegeben. Die Akzeptanz nimmt bei unendlich kleiner Granularität dieser Parameter nur die Werte 1 (Teilchen innerhalb des Detektors) und 0 (Teilchen ausserhalb des Detektors) an. Da diese Bedingung jedoch auf Grund der limitierten Statistik nicht realisiert werden kann, wird in der Regel über Bereiche des Phasenraums gemittelt, was den Wertebereich der Akzeptanz auf  $[0, 1]$  erweitert. Um Verzerrungen in den spektralen Verteilungen zu berichtigen und um die Gesamtanzahl der produzierten Teilchen zu ermitteln, ist es nötig eine Akzeptanzkorrektur durchzuführen. Auf Grund der limitierten Statistik einiger Teilchensorten, wird die Korrektur direkt in den kinematischen Variablen Rapidität  $y$  und transversaler Masse  $m_t$  durchgeführt. Hierbei wird über den Azimuthwinkel  $\phi$  integriert. Zusätzlich zum rein geometrischen Effekt der Akzeptanz beeinträchtigt die Effizienz der Detektoren und der Rekonstruktionsalgorithmen die Menge und Verteilungen der gemessenen Teilchenspuren. Hinzu kommen die Effizienzen für die Teilchenidentifikationen. Die Effizienzkorrekturen erfolgen ebenfalls in den Variablen  $y$  und  $m_t$ . Abbildung 5.13 zeigt den Fluss der Simulationsdaten zur Bestimmung der Akzeptanz- und Rekonstruktionskorrekturen.

### 5.8.1 Akzeptanzkorrektur

Wie bereits erwähnt findet die Akzeptanzkorrektur in den gewählten Variablen Rapidität  $y$  und transversaler Masse  $m_t$  statt. Die Korrekturberechnungen werden dementsprechend für jede Teilchensorte



separat durchgeführt. Da darüberhinaus das Spektrometer bezüglich der Ablenkung von positiven und negativen Teilchen im Magnetfeld nicht symmetrisch ist, werden diese ebenfalls getrennt behandelt.

Als Ereignisgenerator wird wahlweise das Simulationspaket PLUTO oder GEANT verwendet. Der PLUTO Generator ermöglicht die Verwendung einer thermischen Quelle mit einer gegebenen Temperatur  $T$ , sowie die Erzeugung von anisotropen Teilchenemissionen. Hierbei kann eine realistische Phasenraumverteilung der Teilchen erzeugt werden. In GEANT hingegen können Teilchen mit einer weißen Impulsverteilung direkt in die Akzeptanz emittiert werden (ein Teilchen pro Sektor). Letzteres trifft jedoch nur für einzelne Teilchenspuren zu und kann daher nicht für zerfallende Teilchen wie  $\Lambda$  oder  $K_S^0$  verwendet werden. Die Erzeugung von Teilchen direkt in der Akzeptanz wird darüber hinaus nur zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz verwendet.

Die Trajektorien und Energieverluste der generierten Teilchen werden entsprechend ihrer Impulse und Teilchensorte mit GEANT in einer realistischen Simulation der Detektoren berechnet. Dabei ist entscheidend, dass die gleiche Geometrie und Ausrichtung der Detektoren wie bei der Datenaufnahme verwendet wird. Unterschiede ergeben sich durch bisher noch unbekannte Abweichungen zu den Sollpositionen innerhalb der Drahtebenen.

Um den Akzeptanzwert  $acc(m_t, y)$  für eine Phasenraumzelle  $(m_t, y)$  zu bestimmen wird für diese Zelle das Verhältnis aus der Zahl der Teilchenspuren innerhalb der HADES Akzeptanz  $N_{det}(m_t, y)$  zu der Zahl der emittierten Teilchen  $N_{em}(m_t, y)$  bestimmt:

$$acc(m_t, y) = \frac{N_{det}(m_t, y)}{N_{em}(m_t, y)} \quad (5.7)$$

Ein Teilchen ist dann akzeptiert, wenn dessen Trajektorie alle Drahtebenen der MDCs kreuzt, sowie den Flugzeitdetektor TOF oder TOFino in Kombination mit dem PreSHOWER Detektor trifft. Hierbei müssen 28 Drahtebenen für die Sektoren mit vier Driftkammern (I,II,IV,V) und 21 Drahtebenen für Sektoren mit drei Driftkammern (III,VI) gekreuzt werden. Im Überlappbereich der beiden Detektoren TOF und TOFino wird der Treffer wie in echten Daten dem TOF Bereich zugesprochen. Der RICH Detektor wird für die Akzeptanzkorrektur der Hadronenanalyse nicht betrachtet.

Instabile Teilchen wie  $\Lambda$ ,  $\phi$  und  $K_S^0$  lässt GEANT gemäß ihrer Zerfallslänge in ihre Tochterpartikel zerfallen. Sind beide Tochterpartikel entsprechend obiger Bedingungen innerhalb der HADES Akzeptanz, gilt das Mutterpartikel als akzeptiert. Die Akzeptanzbestimmung enthält auch die Verzweigungsverhältnisse in die jeweiligen Tochterpartikel. Die Akzeptanzmatrizen für die analysierten Teilchen werden in den entsprechenden folgenden Abschnitten diskutiert.

## 5.8.2 Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz

Die Effizienzen der beiden Flugzeitdetektoren TOF und TOFino werden konstant für alle Szintillatoren auf 1 gesetzt und sind damit in der Simulation nur abhängig davon, dass ein Teilchen Energieverlust innerhalb des Detektorvolumens hat. Die Bestimmung der Detektoreffizienzen für MDC und PreSHOWER erfolgt unter Verwendung der Strahldaten [Bal04], [Mar05]. Hierbei werden für beide Fälle rekonstruierte Teilchenspuren in den Driftkammern vorausgesetzt. Diese dienen als Referenz zur Überprüfung, ob korrelierte Treffer in den entsprechenden Drahtebenen der MDCs oder Pads des PreSHOWER vorhanden sind. Alle PreSHOWER Sektoren weisen eine globale Effizienz auf, unabhängig vom Teilchenimpuls oder dem Auftreffpunkt, diese liegt im Mittel bei über 90 % [Sho07]. Die Effizienzen der MDC Drahtebenen und Driftzellen werden für jeden Driftkammertyp bestimmt und bei Bedarf speziell für einzelne MDCs angepasst. Zusätzlich werden alle bekannten Ausfälle von Hardware sowie die Schwelleneinstellungen der ASD8 Chips und die verwendeten Schnitte bei den Driftzeiten in der

Digitalisierung berücksichtigt. Die Detektoreffizienzen nehmen unmittelbar Einfluss auf die Spurrekonstruktionseffizienz.

Neben einer genauen Simulation der Detektoreigenschaften spielt für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen die Nachbildung eines realistischen Untergrundes eine wesentliche Rolle. Dieser besteht sowohl aus den Signalen der Teilchenspuren als auch aus Rauschen, welches in einer reinen Simulation schwer nachzustellen ist. Aus diesem Grund wird die sogenannte *track-embedding* Methode verwendet [Emb07]. Hierbei werden simulierte Teilchenspuren in echte Reaktionen eingebettet, was eine nahezu optimale Wiedergabe des Untergrundes erlaubt. Die Einbettung erfolgt dabei auf der Rohdaten-Ebene. Hierbei werden sowohl die Driftzeiten der getroffenen Drähte in den MDCs als auch die Energieverluste in den einzelnen Detektoren nachgestellt. Simulierte und reale Teilchenspuren werden danach exakt gleich behandelt und der Spurrekonstruktion unterzogen. Jede rekonstruierte Spur mit einem simulierten Anteil wird als wiedergefundene simulierte Spur gewertet. Ähnlich wie bei der Bestimmung der Akzeptanzmatrizen wird aus dem Verhältnis aus rekonstruierten Teilchenspuren  $N_{rec}(m_t, y)$  zu in der Akzeptanz emittierten Spuren  $N_{em}^{acc}(m_t, y)$  die Rekonstruktionseffizienz  $rec_{eff}(m_t, y)$  pro Phasenraumzelle  $(m_t, y)$  berechnet:

$$rec_{eff}(m_t, y) = \frac{N_{rec}(m_t, y)}{N_{em}^{acc}(m_t, y)} \quad (5.8)$$

Es handelt sich hierbei um die erstmalige Verwendung des *track-embedding* Verfahrens in der HADES Analyse. Ein vorläufiger Vergleich zum bisherigen Verfahren, unter Verwendung von UrQMD, hat gezeigt, dass keine wesentlichen Abweichungen auftreten.

### 5.8.3 Schnitteffizienz der Teilchenidentifikation

Jeder Schnitt zur Teilchenidentifikation (PID) reduziert neben dem Untergrund auch die Menge an gesuchten Teilchen. Folgende Schnitte zur Identifikation der Teilchen müssen dementsprechend bei der Korrektur der Daten berücksichtigt werden:

- Schnitte auf die Spurqualitätsvariablen *meta-match*  $\chi_{META}^2$ , Runge-Kutta  $\chi_{RK}^2$ , sowie der Spursegmentanpassung der inneren und äußeren Driftkammern  $\chi_{i/o}^2$ .
- Graphische Schnitte in den Variablen Impuls  $p$  in Kombination mit den Fluggeschwindigkeiten  $\beta_{TOF}$  bzw.  $\beta_{TOFino}$  und den Energieverlustwerten der Flugzeitdetektoren und Driftkammern  $(dE/dx)_{TOF}$ ,  $(dE/dx)_{TOFino}$  und  $(dE/dx)_{MDC}$ .
- Geometrische Schnitte zur Identifikation von Zerfällen ausserhalb des Targetvolumens.

Die Verteilungen der Spurqualitätsvariablen ist leicht unterschiedlich in Simulation und echten Daten. Dies bedeutet, dass bei gleichen Schniteinstellungen unterschiedlich viele Teilchen akzeptiert werden. Um diese Problematik zu minimieren werden keine Schnitte auf die Qualität von Protonen- und Pionspuren angewendet. Lediglich zur Identifikation der geladenen Kaonen ist es notwendig, in diesen Variablen zu schneiden. Die Bestimmung der entsprechenden Effizienzen erfolgt unabhängig von einer Simulation und wird in [Lor08] beschrieben. Auch bei der Rekonstruktion der  $\phi$ -Mesonen wird zur

Identifikation der Kaonen auf die Qualität der Spuranpassungsvariablen geschnitten. Die Schnittkorrektur erfolgt über die Verwendung von simulierten Daten, wobei der unterschiedlichen Verteilungsbreiten der Spurqualitätsvariablen durch entsprechendes Skalieren der Schnittwerte Rechnung getragen wird. Zur Bestimmung der Effizienzen der graphischen Schnitte zur Teilchenidentifikation wird vollständig auf simulierte Daten zurückgegriffen. Der Vergleich in Abbildung 4.9 zeigt, dass sowohl die Positionen als auch die Breiten der MDC  $dE/dx$  Verteilungen zwischen simulierten und echten Daten gut übereinstimmen. Gleiches gilt für die  $\beta$ -Impuls Verteilungen der Flugzeitdetektoren TOF und TOFin. Aus diesem Grund werden zur Effizienzbestimmung die gleichen Schnitte in der Simulation wie in der Analyse der Messdaten verwendet. Aus dem Verhältnis der rekonstruierten Teilchenspuren in der Akzeptanz pro Phasenraumzelle  $(m_t, y)$  mit  $(N_{cut}^{acc}(m_t, y))$  und ohne Schnitte  $(N_{rec}^{acc}(m_t, y))$  wird die entsprechende Schnitteffizienz  $cut_{eff}(m_t, y)$  bestimmt:

$$cut_{eff}(m_t, y) = \frac{N_{cut}^{acc}(m_t, y)}{N_{rec}^{acc}(m_t, y)} \quad (5.9)$$

Eine alternative Bestimmung der Effizienzen ohne Verwendung einer Simulation findet sich ebenfalls in [Lor08].

Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes werden geometrische Schnitte entsprechend Abschnitt 5.6.2 zur Identifikation von  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  und  $\phi$  angewendet. Die Auswirkungen der geometrischen Schnitte auf die Menge der rekonstruierten Teilchenspuren ist im Vergleich zwischen den simulierten und den Messdaten in Abbildung 5.12 aufgezeigt. Da, wie bereits diskutiert, nur geringe Abweichung auftreten, kann die Simulation ebenfalls zur direkten Korrektur herangezogen werden.

Die korrigierte Zählrate  $N_{corr}(m_t, y)$  pro Phasenraumzelle  $(m_t, y)$  ergibt sich somit aus der gemessenen Zählrate  $N_{counts}(m_t, y)$  sowie den Einzeleffizienzen und Akzeptanzkorrekturen zu:

$$N_{corr}(m_t, y) = \frac{N_{counts}(m_t, y)}{cut_{eff}(m_t, y) \cdot rec_{eff}(m_t, y) \cdot acc(m_t, y)} \quad (5.10)$$

## 5.9 Geladene Kaonen

$K^-(\bar{u}s), K^+(u\bar{s})$
$m_{K^\pm} = 493.677 \pm 0.016 \text{ MeV}/c^2$
$\tau_{K^\pm} = (1.2385 \pm 0.0024) \times 10^{-8} \text{ s}, c\tau_{K^\pm} = 3.713 \text{ m}$
$K^+ : E_{NN}^{kin} = 1.58 \text{ GeV}, K^- : E_{NN}^{kin} = 2.49 \text{ GeV}$

Kaonen sind die leichtesten Teilchen mit *strangeness* Inhalt. Es existieren zwei geladene Zustände  $K^\pm$  und die zwei neutralen Zustände  $K_S^0$  und  $K_L^0$  mit fast gleichen Massen. In Abschnitt 5.12 wird die Rekonstruktion der neutralen Kaonen aufgezeigt. Die Analyse der geladenen Kaonen  $K^+$  und  $K^-$  wird detailliert in [Lor08] beschrieben. Als Grundlage dienen die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Spurkonstruktions- und Teilchenidentifikationsmethoden. Wegen der hohen Sensitivität des Kaonensignals auf die Zeitauflösung erfolgte die Analyse ausschließlich im TOF Bereich bei Emissionswinkeln oberhalb von ca.  $45^\circ$ . Dies ist ausreichend um einen Großteil der rückwärtigen Hemisphäre der Rapiditätsverteilung abzudecken. Alle Effizienzen der Teilchenidentifikation sowie der Schnitte auf die Spurqualität wurden direkt mit den Strahldaten und unabhängig von der Simulation bestimmt.

Zur Unterdrückung von Protonen und geladenen Pionen werden, wie bereits beschrieben, die Energieverlustinformationen der Flugzeitwände TOF und TOFino sowie der MDCs verwendet. Die Massenspektren in Abbildung 5.14 zeigen die Wirkung der Selektionsschnitte in den  $dE/dx$ -Verteilungen. Während das  $K^+$  Signal ohne Schnitte sich nur schwach abzeichnen sind negativ geladene Kaonen völlig vom Untergrund überdeckt. Nach Anwendung der Selektionsschnitte verbessert sich das Signal zu Untergrundverhältnis entsprechend Tabelle 5.4. Es zeigt sich aber, dass im TOFino Bereich nur in wenigen Phasenraumbereichen ein  $K^-$  Signal zu extrahieren ist. Dies ist auch in Abbildung 5.15 zu erkennen, in dem die Geschwindigkeit  $\beta$  der Teilchen als Funktion des Impulses  $p$  nach Anwendung aller Schnitte zur Selektion von geladenen Kaonen aufgezeigt ist. Im TOFino Bereich ist eine Identifikation von  $K^+$ -Mesonen nur bis zu einem Impuls von ca.  $600 \text{ MeV}/c$  möglich, während sich ein  $K^-$ -Signal überhaupt nicht abzeichnet.

	no cuts	$\chi^2$ -cuts	$(\chi^2 + dE/dx)$ -cuts
$(S/B)_{K^+}$	0.13	1.18	7.61
$(S/B)_{K^-}$	-	-	1.3

Tabelle 5.4: Signal zu Untergrundverhältnisse im integralen Massenspektrum für  $K^\pm$ -Mesonen ohne Schnitte (no cuts), mit Schnitten auf die Spurqualität ( $\chi^2$ ) und mit zusätzlichen Selektionsschnitten auf die Energieverlustinformationen der TOF und MDC Detektoren.

Zur Analyse des Zerfalls  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  ist es ebenfalls notwendig geladene Kaonen zu identifizieren. Die verwendeten Schnitte zur Teilchenidentifikation und Signalverbesserung sind aus Konsistenzgründen identisch zur Kaonenanalyse gewählt. In Abbildung 5.16 sind die Verteilungen der vier verwendeten Spurqualitätsvariablen und die entsprechenden Schnitte aufgetragen.

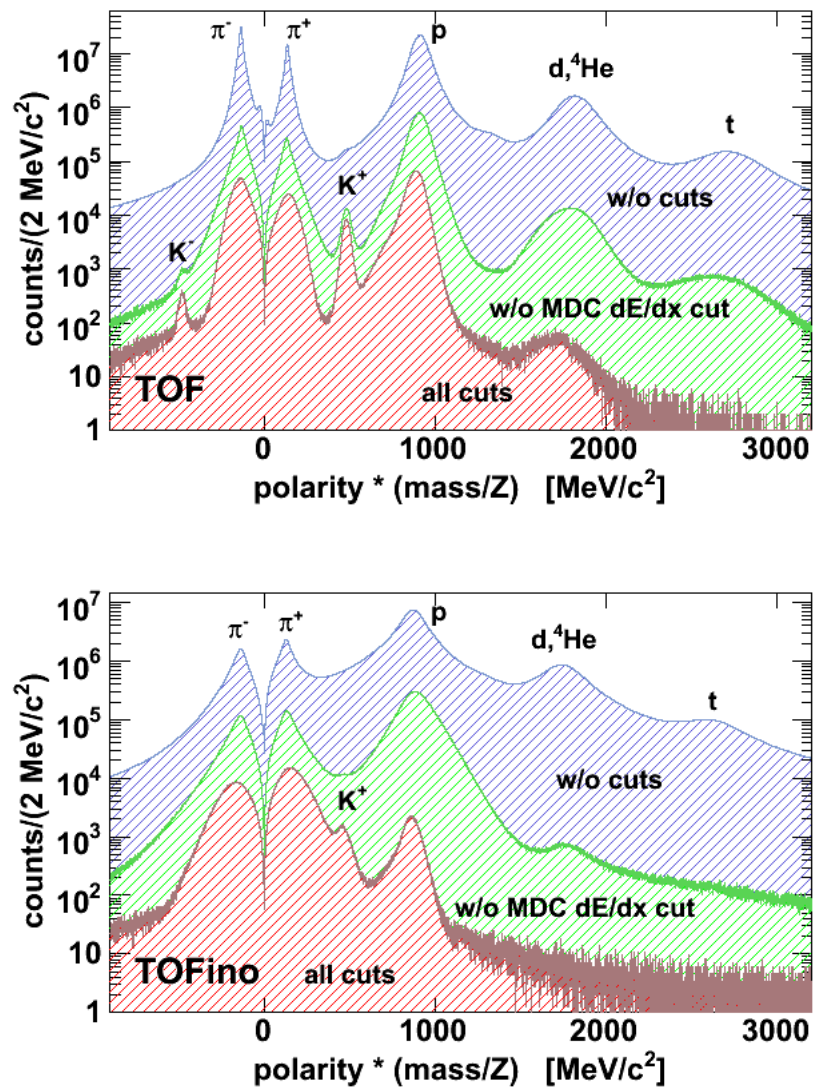


Abbildung 5.14: Massenspektren der Flugzeitdetektoren TOF (oben) und TOFino (unten) ohne Schnitte (blau) und mit Selektionsschnitten in den Energieverlustverteilungen von TOF/TOFino (grün) und den MDCs (rot) zur Kaonenidentifikation. Die verwendeten Schnitte sind in den entsprechenden Energieverlustverteilungen in den Abbildungen 4.16 und 5.7 eingezeichnet.

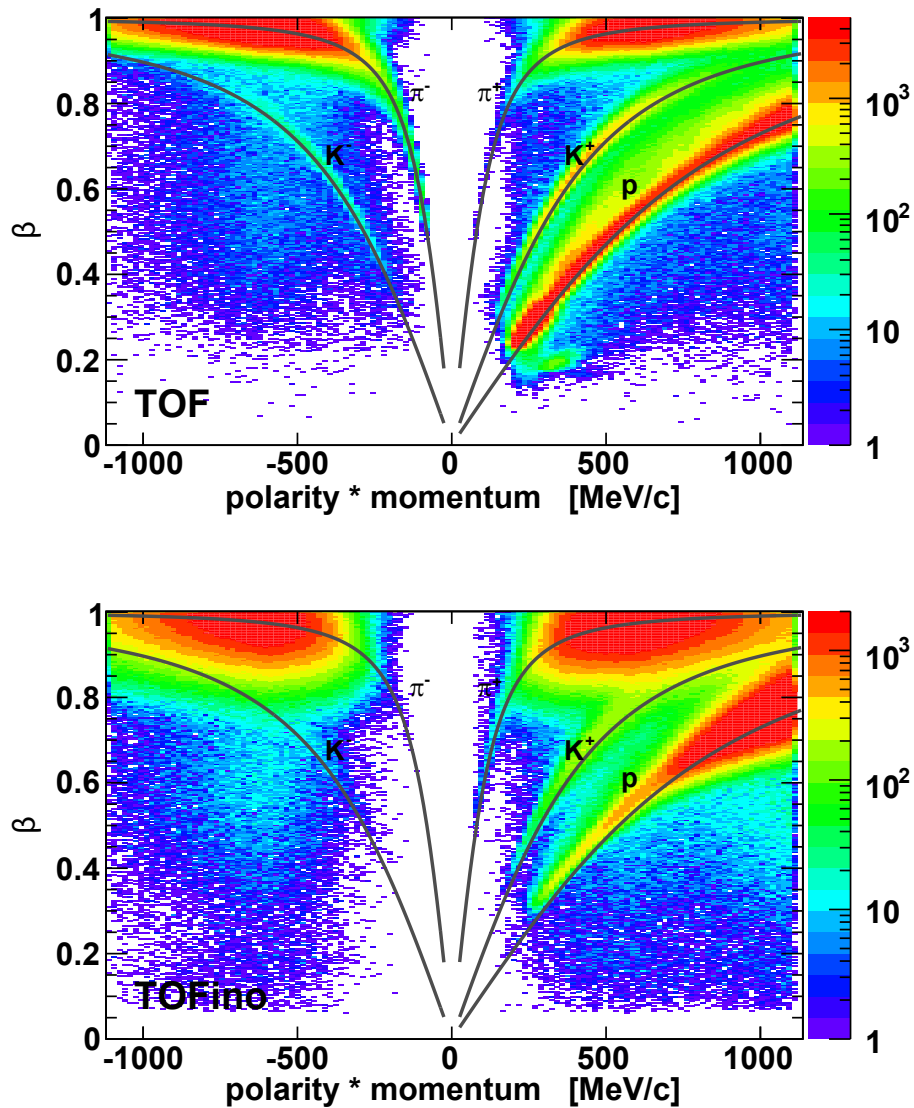


Abbildung 5.15: Geschwindigkeit der Teilchen  $\beta$  als Funktion des Laborimpulses mal der Polarität für die beiden Flugzeitdetektoren TOF und TOFino. Es wurden alle im Text beschriebenen Methoden zur Untergrundreduktion im Bereich der geladenen Kaonen eingesetzt. Die eingezeichneten Kurven stellen die theoretischen Geschwindigkeitsverläufe der verschiedenen Teilchen nach Gleichung 5.1 dar.

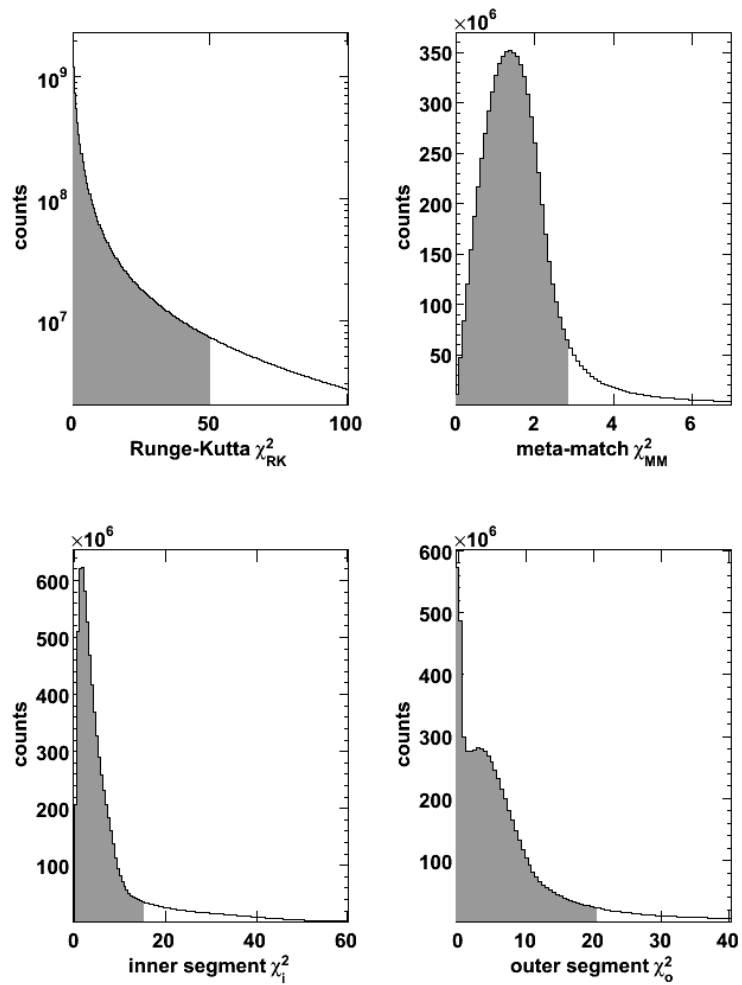


Abbildung 5.16: Verteilungen der Spurqualitätsvariablen. Die schraffierten Bereiche markieren die Schnitte, welche zur Analyse von geladenen Kaonen verwendet werden.

## 5.10 Protonen und geladene Pionen

$p( uud ), \pi^-( \bar{u}d ), \pi^+( u\bar{d} )$
$m_p = 938.272 \text{ MeV}/c^2, m_{\pi^\pm} = 139.57 \text{ MeV}/c^2$
$\tau_{\pi^\pm} = (2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8} \text{ s}, c\tau_{\pi^\pm} = 7.8045 \text{ m}$

Protonen und Pionen sind bei SIS Energien die am häufigsten auftretenden Teilchen in Scherionenkollisionen. Der überwiegende Anteil der Protonen wird dabei nicht produziert sondern stammt aus der Fragmentierung der Target- und Projektilkerne. Der dominante Produktionskanal für Pionen ergibt sich aus dem Zerfall eines angeregten Nukleons in der sogenannten  $\Delta_{33}$ -Resonanz:



Pionen treten in drei verschiedenen Ladungszuständen ( $\pi^0, \pi^+, \pi^-$ ) mit fast gleichen Massen auf. Das neutrale  $\pi^0$  wird im Folgenden nicht näher betrachtet, da es mit dem HADES Spektrometer nur über seinen Dalitz-Zerfall  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  teilweise rekonstruiert werden kann. Pionen sind mit einer Masse von  $139.57 \text{ MeV}/c^2$  die leichtesten Hadronen und sind damit häufig Endzustände aus den Zerfällen schwerere Teilchen wie z.B.  $\Lambda$  und  $K_S^0$ . Zu 99.99 % zerfallen geladene Pionen in ein  $\mu - \nu_\mu$ -Paar, können aber wegen ihrer vergleichsweise großen Zerfallslänge von  $c\tau = 7.8 \text{ m}$  direkt im Spektrometer gemessen werden. Der geringe Teil, welcher innerhalb der Detektorakzeptanz zerfällt, wird auf Grund der geringen Massendifferenz von  $\mu$  und  $\pi$  in der Regel als Pion identifiziert. Nur bei kleinen Impulsen ist es, wie in Abbildung 5.17 verdeutlicht, möglich die beiden Teilchen im Massenspektrum zu trennen.

Die Identifikation der Pionen erfolgt in der HADES Analyse üblicherweise durch graphische Schnitte in den  $\beta$ -Impuls und  $dE/dx$ -Impuls Verteilungen. Um auf Grund der bereits diskutierten Problematik der Mehrfachtreffer unabhängig von der Flugzeitinformation des TOFinio zu sein, wurde die Analyse jedoch ausschließlich mit der Energieverlustinformation der MDCs durchgeführt. Die verwendeten Schnitte sind in Abbildung 4.9 eingezeichnet. Hierbei ist das Trennungsvermögen von  $\pi^+$  und Protonen jedoch nicht ausreichend um einen Großteil des Phasenraums zu vermessen. Die Auswertung beschränkt sich daher auf die Multiplizitätsbestimmung von negativ geladenen Pionen. Der gemessene Phasenraum von  $\pi^-$ -Mesonen und Protonen und deren Unterteilung zur Berechnung von transversalen Massenspektren ist in Abbildung 5.18 abgebildet.

Negativ geladene Teilchen können bei einer speziellen Kombination aus Impuls und Emissionswinkel in den nicht abgedeckten Bereich zwischen den Flugzeitdetektoren TOF und TOFinio abgelenkt werden. Dies ist deutlich als Einbruch der Zählrate unterhalb von  $\Theta = 45^\circ$  bei der  $\pi^-$ -Verteilung zu erkennen. Die Akzeptanzkorrektur ist in der Lage diesen Effekt größtenteils auszugleichen.

Mit einer Masse von  $938.27 \text{ MeV}/c^2$  sind Protonen nahezu doppelt so schwer wie Kaonen und um fast eine Größenordnung schwerer als Pionen. Die Impulse liegen im Mittel weit über  $400 \text{ MeV}/c^2$ . Der in Abbildung 5.18 gezeigte zugängliche Phasenraumbereich von Protonen innerhalb der HADES Akzeptanz weist daher große Unterschiede zu dem von Kaonen und Pionen auf. Es zeigt sich die bevorzugte Emission in kleine Polarwinkelbereiche bei insgesamt großen Impulsen. Die Identifikation der Protonen erfolgt äquivalent zu den Pionen ebenfalls ausschließlich über den Energieverlust in den MDCs.

Zur Verbesserung der Reinheit in der Teilchenidentifikation für Protonen und Pionen wurde testhalber auch die Flugzeitinformation im Bereich des TOF und, bei einer Treffermultiplizität von eins, im TOFinio hinzugezogen. Es konnten jedoch keine wesentlichen Auswirkungen auf die finalen transversalen Massenspektren und die totale Teilchenmultiplizität festgestellt werden.

Die Effizienz der MDC  $dE/dx$  Schnitte wird wie in Abschnitt 4.5 beschrieben für jede der Phasen-



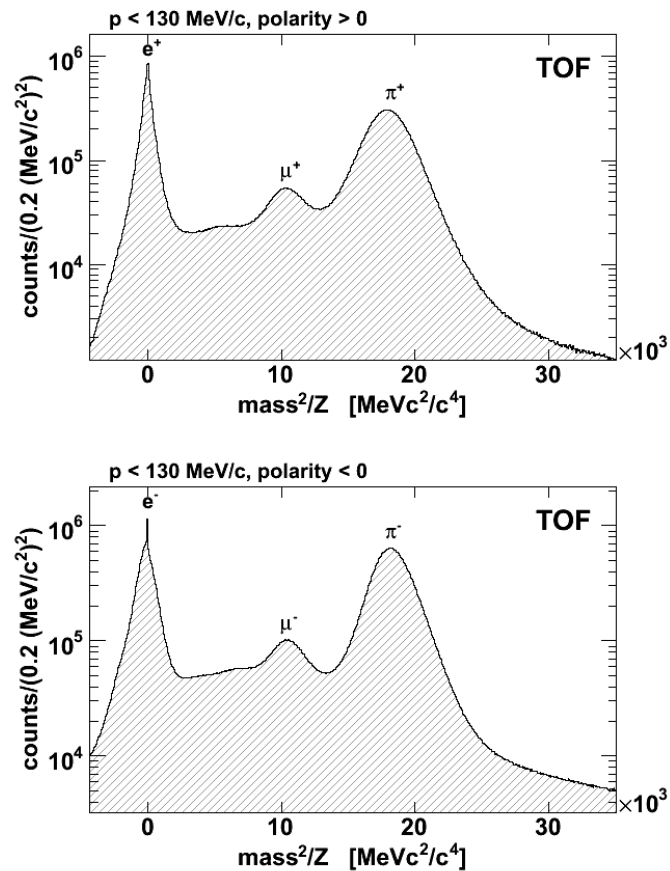


Abbildung 5.17: Quadratische Masse im TOF Bereich für positiv (oben) und negativ (unten) geladene Teilchen mit Impulsen kleiner 130 MeV/c. Das Trennungsvermögen von Elektronen ( $e^\pm$ ), Myonen ( $\mu^\pm$ ) und Pionen ( $\pi^\pm$ ) ist nur in diesem Phasenraumbereich ausreichend.

raumzellen in Abbildung 5.18 berechnet. Vergleiche der Schnitteffizienz zwischen simulierten und gemessenen Protonen und Pionen zeigen Abweichungen von bis zu 15% im Bereich kleiner Polarwinkel und großer Impulse. Die Unterschiede werden für beide Teilchen in den transversalen Massenspektren korrigiert. Die Korrekturmatriizen finden sich in Anhang C.

Die Zählraten von  $\pi^-$ -Mesonen und Protonen in den selektierten Phasenraumzellen ( $m_t, y$ ) sind vor und nach Anwendung aller Korrekturen (d.h.  $rec_{eff}$ ,  $cut_{eff}$ ,  $acc$ ) in den Abbildungen 5.19 und 5.20 eingetragen. Die daraus bestimmten transversalen Massenspektren und die Extrapolation der Daten in den vollen Phasenraumbereich findet sich in Kapitel 6.

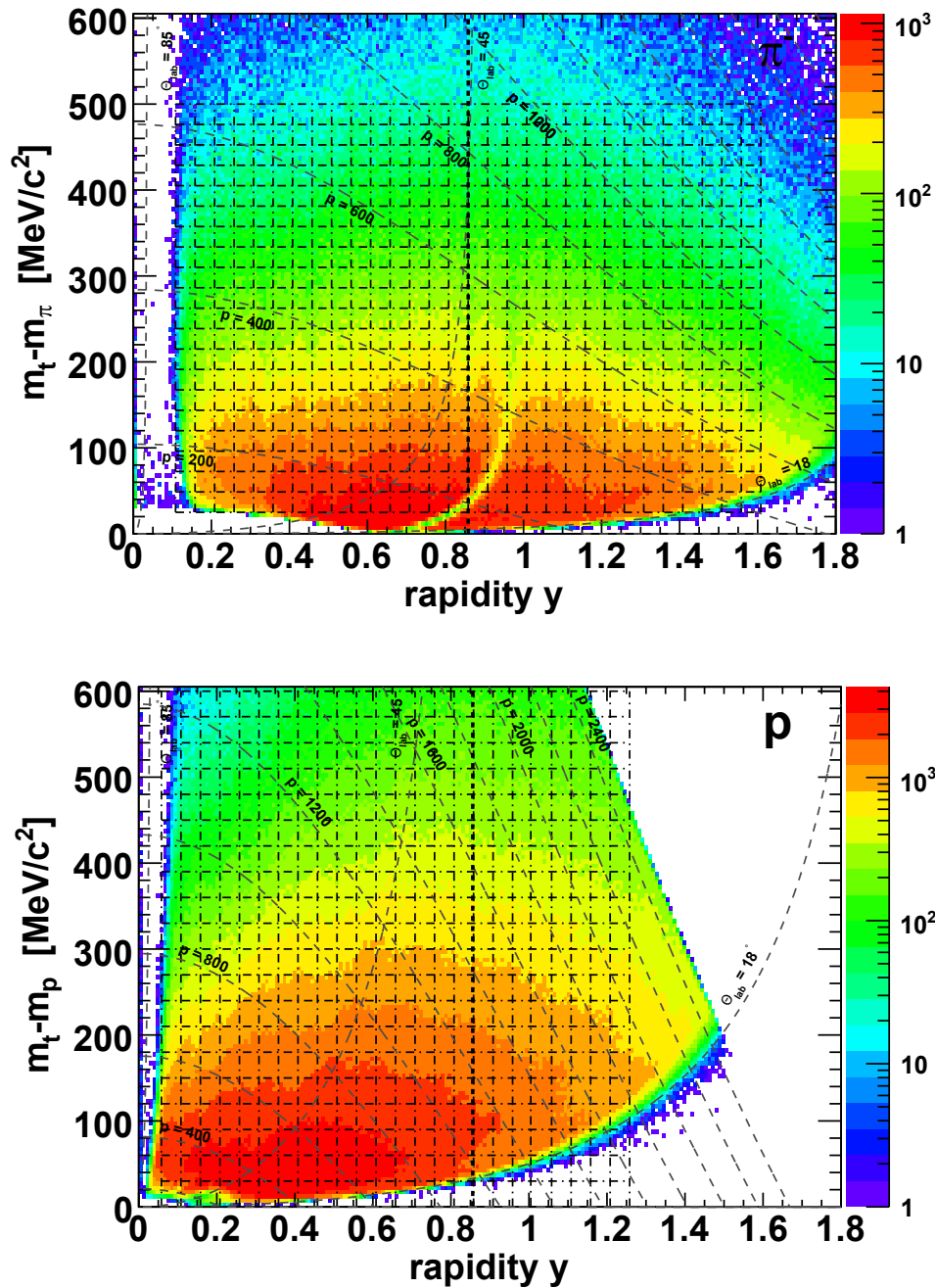


Abbildung 5.18: Phasenraumverteilung von  $\pi^-$ -Mesonen (oben) und Protonen (unten) in der Akzeptanz des Spektrometers. Die eingezeichneten Gitter definieren die gewählten Unterteilungen zur Bestimmung der transversalen Massenspektren für die jeweiligen Rapiditätsbereiche. Die Schwerpunktsrapidity ist speziell durch eine Linie bei  $y \approx 0.86$  gekennzeichnet.

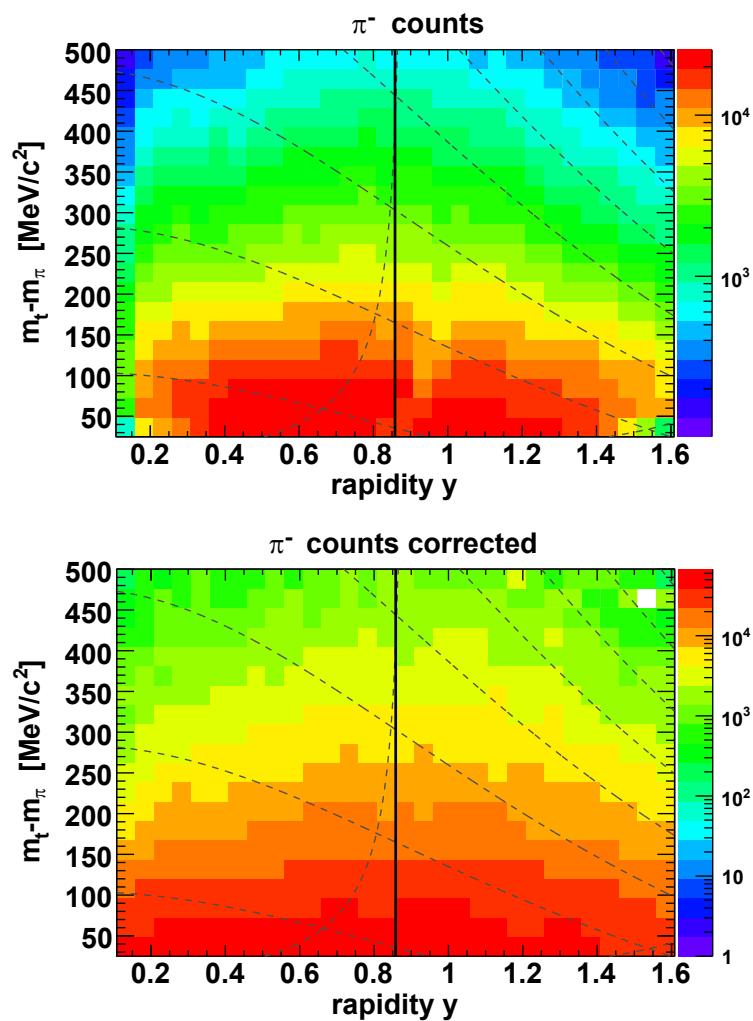


Abbildung 5.19: Zählrate der  $\pi^-$ -Mesonen als Funktion der transversalen Masse  $m_t$  und der Rapidität  $y$ . Die obere Abbildung zeigt die Anzahl an identifizierten Pionen nach der Selektion durch den Energieverlust in den MDCs. Nach Anwendung aller Korrekturen ist die Verteilung annähernd symmetrisch um die Schwerpunktrapidität (untere Abbildung).

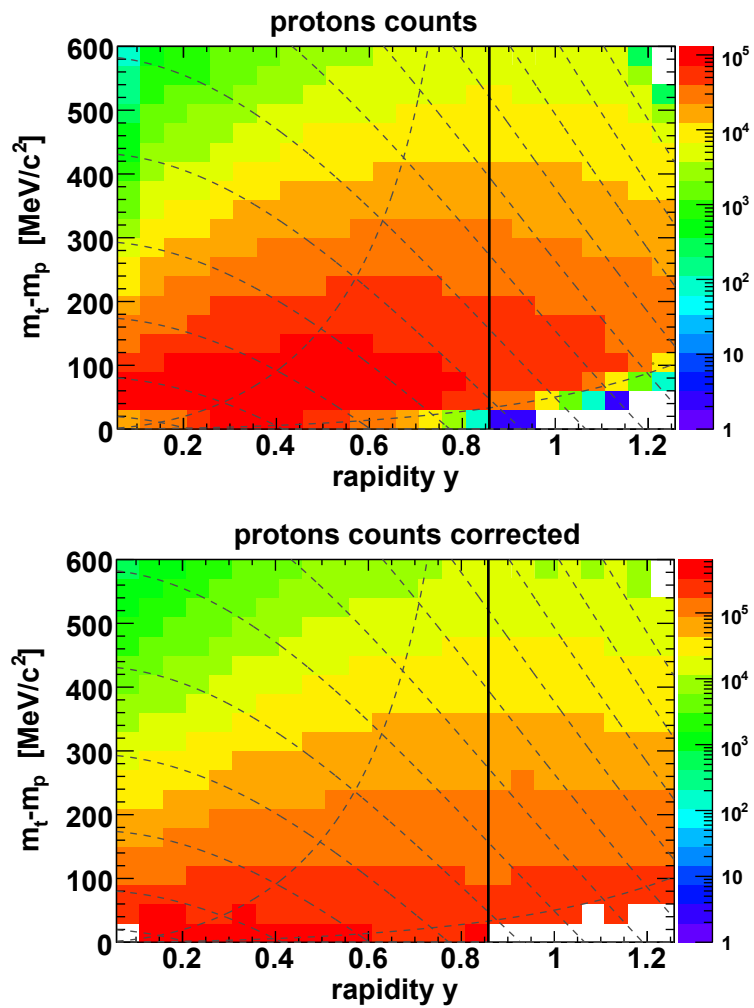


Abbildung 5.20: Zählrate der Protonen als Funktion der transversalen Masse  $m_t$  und der Rapidität  $y$ . Die obere Abbildung zeigt die Anzahl an identifizierten Protonen nach der Selektion durch den Energieverlust in den MDCs. Die untere Verteilung ergibt sich nach Anwendung aller Korrekturen und der Symmetrisierungsprozedur (siehe Text).

### 5.10.1 MDC $dE/dx$ Effizienzkorrektur und Symmetrisierung

Die Effizienz der MDC  $dE/dx$  Schnitte zur Teilchenidentifikation können, entsprechend Abschnitt 4.5, durch die unabhängige Information der Flugzeitdetektoren bestimmt werden. In Abhängigkeit der kinematischen Variablen transversale Masse  $m_t$  und Rapidität  $y$  wurde dies jeweils für simulierte und gemessene Daten und unabhängig für Protonen und Pionen durchgeführt. Es ergeben sich für beide Teilchensorten in den relevanten Phasenraumregionen geringe Abweichungen zwischen simulierten und gemessenen Daten. Da die Korrektur der Schnitteffizienzen mit simulierten Daten durchgeführt wird, muss der Effekt des MDC  $dE/dx$  Schnittes nachträglich berichtigt werden. Die Korrekturmatriizen finden sich in Abbildung C.3 im Anhang.

Nach Anwendung aller Korrekturen zeigt sich bei extrem kleinen Polarwinkeln für beide Teilchensor-

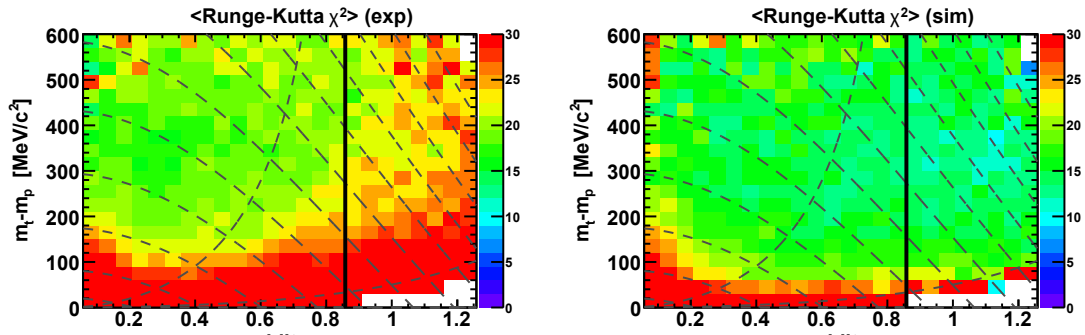


Abbildung 5.21: Runge-Kutta  $\chi^2$ -Werte für gemessene (links) und simulierte (rechts) Protonen. Es zeigen sich große Abweichungen vor allem im Bereich kleiner Polarwinkel.

ten eine teils starke Asymmetrie zum entsprechend an  $y_{cm}$  gespiegelten Teil der Rapiditätsverteilung. Dieser Bereich ist bei der späteren Extrapolation der transversalen Massenspektren wichtig. Intensive Nachforschungen konnten bisher keine direkte Ursache für den Effizienzverlust ausmachen. Der in Abbildung 5.21 aufgezeigte Vergleich der Runge-Kutta  $\chi^2$ -Mittelwerte für Protonen zwischen simulierten und gemessenen Daten zeigt jedoch ebenfalls starke Unterschiede im niedrigen Polarwinkelbereich, was auf die Spurrekonstruktion hinweist. Verschiebungen der Drahtebenen innerhalb der Driftkammern, die durch neue Untersuchungen festgestellt wurden, könnten die mögliche Ursache sein, da hier ebenfalls stärkere Effekte bei der Spurrekonstruktion im niedrigen Polarwinkelbereich auftauchen.

Bei der Analyse der Protonen wurde die Rapiditätsverteilung symmetrisiert, in dem die Phasenraumzellen im Bereich oberhalb von  $y_{cm}$  bei geringerer Effizienz durch die entsprechenden Werte unterhalb von  $y_{cm}$  ersetzt wurden. Diese Korrektur beläuft sich im überwiegenden Anteil der Zellen auf lediglich 1-5 % und ist damit vernachlässigbar. Nur im erwähnten niedrigen Polarwinkelbereich sind die Abweichungen in der Größenordnung 20-40 %. Die Symmetrisierungsmatrizen für Protonen und  $\pi^-$ -Mesonen finden sich in den Abbildungen C.3 und C.4 im Anhang.

Für die spätere Extrapolation der Protonen Daten in den vollen Phasenraumbereich ist die beschriebene Symmetrisierung nicht relevant, da hierfür nur eine Hälfte der Rapiditätsverteilung notwendig ist. Bei den  $\pi^-$ -Mesonen wird diese Korrektur, wegen der geringen Abweichungen, nicht verwendet. Nur bei der Rekonstruktion der  $\Lambda$ -Hyperonen, aber auch bei den  $K_S^0$ -Mesonen, gibt es Auswirkungen dieser zusätzlichen Korrektur, was die totale Zählrate jedoch nur im Bereich von unter 10 % verändert.

## 5.11 $\Lambda$ -Hyperonen

$\Lambda(uds)$
$m_\Lambda = 1115.683 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$
$\tau = (2.631 \pm 0.020) \times 10^{-10} \text{ s}, c\tau = 7.89 \text{ cm}$
$BR(\Lambda \rightarrow p\pi^-) = (63.9 \pm 0.5) \%$
$E_{NN}^{kin} = 1.58 \text{ GeV}$

Mit einer Masse von  $1115.7 \text{ MeV}/c^2$  ist das  $\Lambda$  das leichteste Baryon mit *strangeness* Inhalt, welche die Gruppe der Hyperonen definieren. Bei der verwendeten Strahlenergie von  $1.756 \text{ AGeV}$  kann es in direkten Nukleon-Nukleon Kollisionen erzeugt werden, wobei ein gleichzeitig produziertes  $K^+$ -Meson die *strangeness* Erhaltung gewährleistet. Der dominante Zerfallskanal des  $\Lambda$ -Hyperon in ein Proton-Pion Paar ist zugleich der einzige in geladene Teilchen. Die verhältnismässig lange Lebensdauer des  $\Lambda$ -Hyperon ermöglicht es den Zerfallsvertex vom Produktionsvertex zu separieren und somit Untergrundereignisse entsprechend Abschnitt 5.6.2 zu reduzieren. Diese entstehen aus zufälligen Kombinationen von Pionen und Protonen, die bei SIS Energien die häufigsten geladenen Teilchen sind.

Im Bereich des TOF Detektors erfolgt die Identifikation von Protonen und Pionen ausschließlich durch graphische Schnitte in der  $\beta$ -Impuls Verteilung. Wegen der bereits diskutierten Mehrfachtreffer in den TOFino Paddles wird die Flugzeitinformation dort nur bei eindeutiger Zuweisung verwendet. In ca. 65 % der Fälle wird daher der unabhängige Energieverlustwert der MDCs zur Identifikation der Teilchen im TOFino Bereich herangezogen. Um die Effizienz möglichst hoch zu halten werden nur extrem weite Schnitte auf die Spurqualitätsparameter angewendet, die die Gesamtstatistik um weit unter 1 % reduzieren. Die Werte für die geometrischen Schnitte sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Die invariante Masse  $m_{inv}$  in Abbildung 5.22 ist aus allen akzeptierten Proton- $\pi^-$  Paaren einer Reaktion berechnet, welche durch die geometrischen Schnitte nicht aussortiert wurden. Der Untergrund ist mit dem *mixed-event* Verfahren entsprechend Abschnitt 5.6.1 berechnet und in den Massenbereichen  $1080 < m_{inv} < 1100 \text{ MeV}/c^2$  und  $1130 < m_{inv} < 1150 \text{ MeV}/c^2$  an das Signalspektrum angepasst. Das  $\Lambda$ -Signal lässt sich nach Abzug des Untergrundes mit einer Gaußfunktion anpassen. Die so bestimmte  $\Lambda$ -Masse weist lediglich eine Abweichung von  $1.4 \text{ MeV}/c^2$  von der nominellen Masse auf. Die Breite  $\sigma$  ist mit  $2.39 \pm 0.02$  wegen des kleinen Q-Wertes der Reaktion nur in geringem Masse von der Impulsauflösung des Spektrometers beeinflusst. Die Zahl der nachgewiesenen  $\Lambda$ s wurde in einem  $3\sigma$ -Bereich zu  $145422 \pm 842$  bestimmt.

Um die  $\Lambda$ -Multiplizität im vollen Phasenraum zu berechnen ist eine Extrapolation der Daten über den gemessenen Bereich nötig. Das Verfahren führt zunächst zur Bestimmung von transversalen Massenspektren ( $m_t$ ) in Abschnitten der Rapidität  $y$ . Aus der Extrapolation der  $m_t$ -Spektren auf den Bereich von  $m_\Lambda < m_t < \infty$  wird ein Teil der Rapiditätsverteilung rekonstruiert. Aus deren Extrapolation von  $-\infty < y < +\infty$  kann auf die Gesamtanzahl der  $\Lambda$ s im vollen Phasenraumbereich geschlossen werden (siehe Kapitel 6).

Die Aufteilung der Daten in den kinematischen Variablen Rapidität  $y$  und transversaler Masse  $m_t$  ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Exemplarisch sind die invarianten Massenspektren und deren Signale nach Abzug des *mixed-event* Untergrundes für den Rapiditätsbereich  $0.56 < y < 0.66$  in Abbildung 5.24 aufgezeigt.

Die Akzeptanzmatrix, die Effizienzmatrizen für die Spurrekonstruktion und die Teilchenidentifikation sowie die zusätzlichen Korrekturen der MDC  $dE/dx$ -Identifikation und der Symmetrisierung finden sich in Abbildung 5.25.

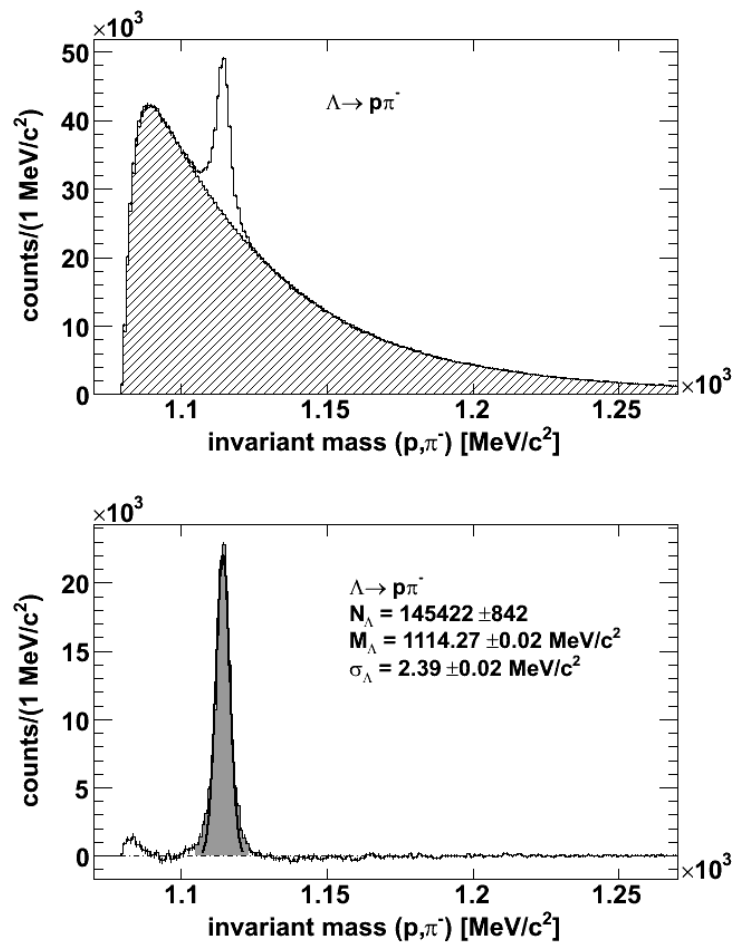


Abbildung 5.22: Proton- $\pi^-$ -invariantes Massenspektrum. Die obere Abbildung zeigt das invariante Massenspektrum mit den final verwendeten Schnitten und dem überlagerten *mixed-event* Untergrund (schraffiertes Spektrum). Die untere Abbildung zeigt den resultierenden Signalteil nach Abzug des Untergrundes, welcher im Bereich  $1080 < m_{inv} < 1100 \text{ MeV}/c^2$  und  $1130 < m_{inv} < 1150 \text{ MeV}/c^2$  normiert ist. Das  $\Lambda$ -Signal, in grau gezeigt, ist mit einer Gaußfunktion angepasst. Die Zahl der  $\Lambda$ s wurde in einem  $3\sigma$ -Bereich um die gemessene Masse bestimmt.

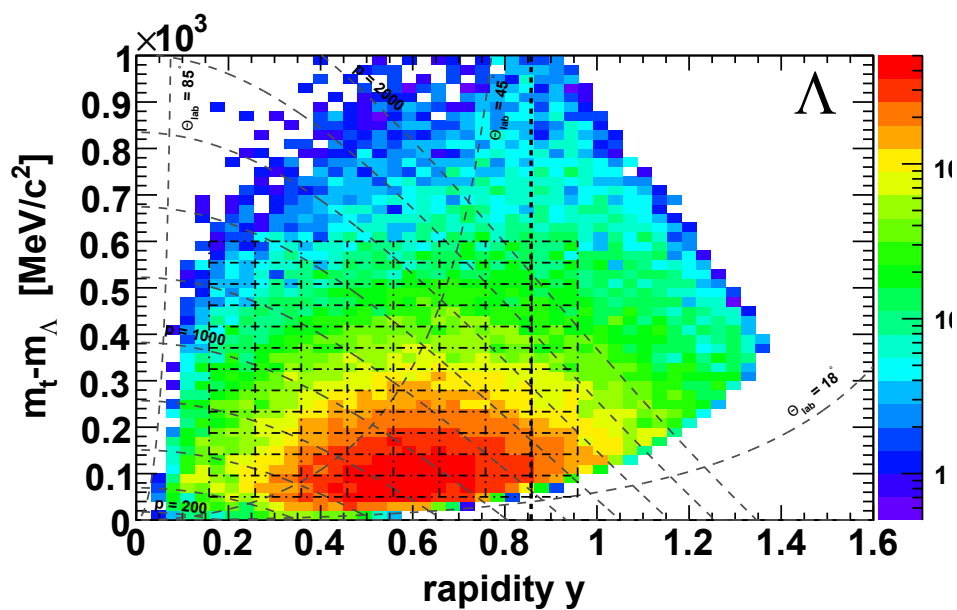


Abbildung 5.23: Phasenraumverteilung der  $\Lambda$ -Hyperonen nach Abzug des *mixed – event* Untergrundes in der Akzeptanz des Spektrometers. Das eingezeichnete Gitter definiert die gewählte Unterteilung zur Bestimmung der transversalen Massenspektren für die jeweiligen Rapiditätsbereiche. Die Schwerpunktrapidität ist speziell gekennzeichnet.



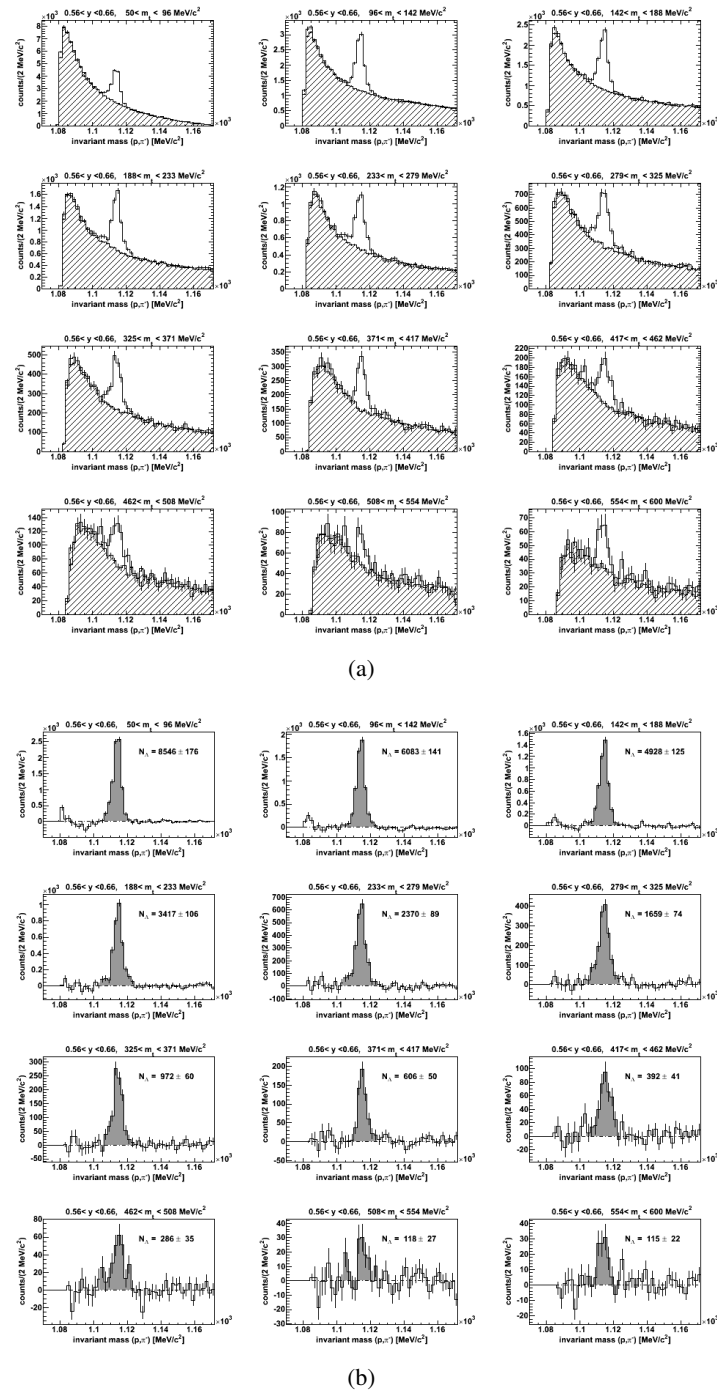


Abbildung 5.24: a)  $\Lambda$  invariante Massenspektren für verschiedene  $m_t$ -Bereiche im Rapiditätsintervall  $0.56 < y < 0.66$ . Der *mixed – event* Untergrund (schraffiert) ist im Massenbereich  $1080 < m_{inv} < 1100$  MeV/c<sup>2</sup> und  $1130 < m_{inv} < 1150$  MeV/c<sup>2</sup> an das jeweilige Signalspektrum angepasst. b) Nach Abzug des Untergrundes wird die Zählrate in einem  $3\sigma$  Bereich um die Lambdamasse integriert.

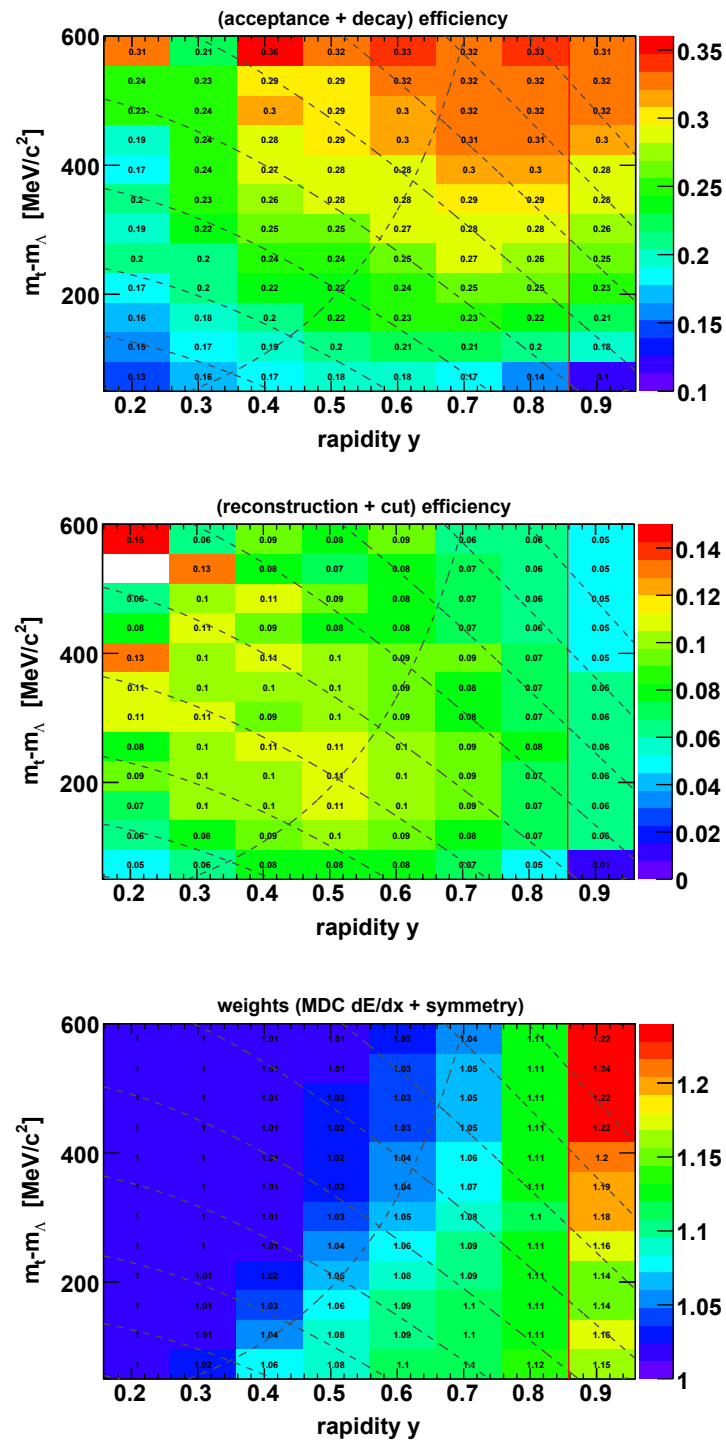


Abbildung 5.25: Effizienzmatrix für die Akzeptanz und das Zerfallsverhältnis in den Kanal  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  der  $\Lambda$ -Hyperonen (oben). Die mittlere Abbildung zeigt die Effizienzen für die Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation. Die zusätzliche Effizienzkorrektur der MDC  $dE/dx$  Schnitte sowie die Symmetrisierungsgewichte (siehe Text) ist in der untersten Verteilung zusammengefasst.



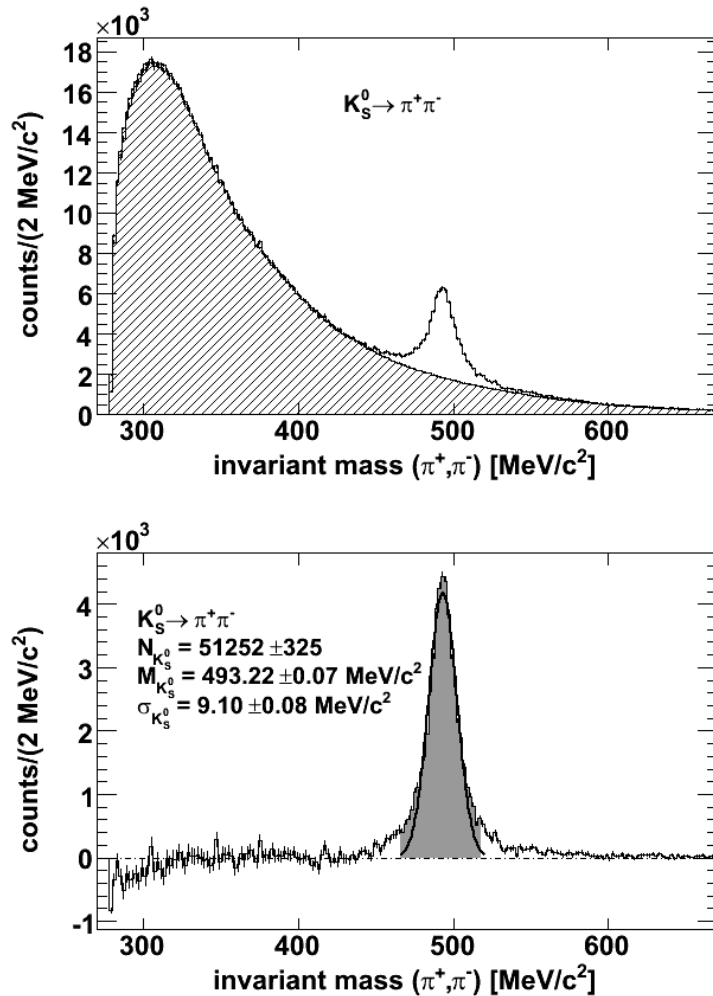


Abbildung 5.27:  $\pi^+ \pi^-$ -invariantes Massenspektrum. Die obere Abbildung zeigt das invariante Massenspektrum mit den final verwendeten Schnitten und dem überlagertem *mixed-event* Untergrund (schraffiert Spektrum). Die untere Abbildung zeigt den resultierenden Signalteil nach Abzug des Untergrundes, welcher im Bereich  $300 < m_{inv} < 400 \text{ MeV}/c^2$  normiert ist. Das  $K_S^0$ -Signal ist mit einer Gaußfunktion angepasst.

sich in Abbildung 5.26. Das invariante Massenspektrum von allen  $K_S^0$ -Kandidaten nach Anwendung der Selektionsschnitte ist in Abbildung 5.27 aufgetragen. Der *mixed-event*-Untergrund ist im Bereich  $300 < m_{inv} < 400 \text{ MeV}/c^2$  an das Spektrum angepasst. Exemplarisch sind die Massenspektren sowie der jeweils angepasste *mixed-event*-Untergrund der verwendeten  $m_t$ -Intervalle im Rapiditätsintervall  $0.56 < y < 0.66$ , nahe der Schwerpunktsrapidität, in Abbildung 5.28 abgebildet.

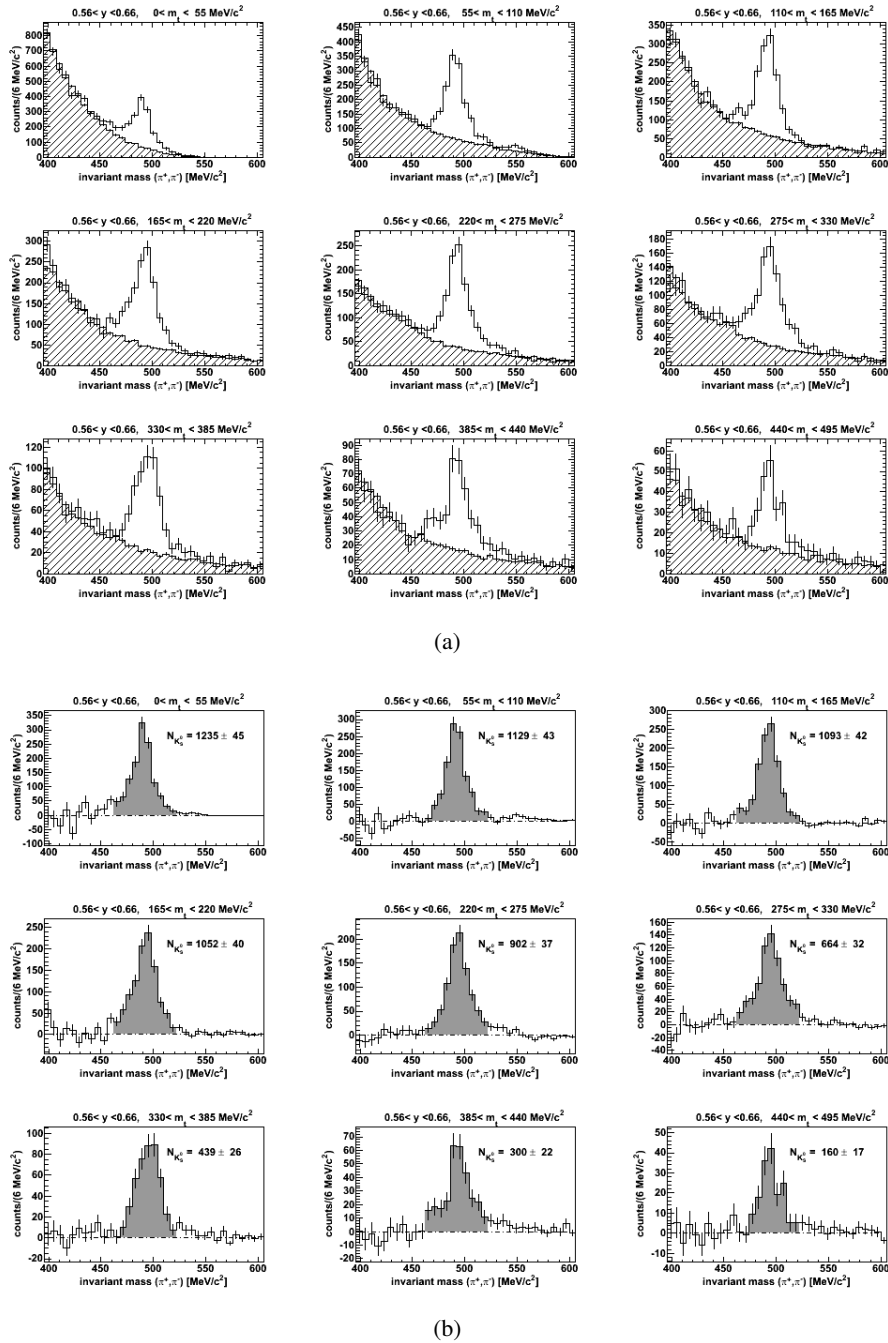


Abbildung 5.28: a)  $K_S^0$  invariante Massenspektren für verschiedene  $m_t$  Bereiche im Rapiditätsintervall  $0.56 < y < 0.66$ . Der *mixed – event* Untergrund (schraffiert) ist im Bereich  $300 < m_{inv} < 400 \text{ MeV}/c^2$  an das Signalspektrum angepasst. b) Nach Abzug des Untergrundes wird die Zählrate in einem  $3\sigma$  Bereich um die Kaonenmasse integriert.

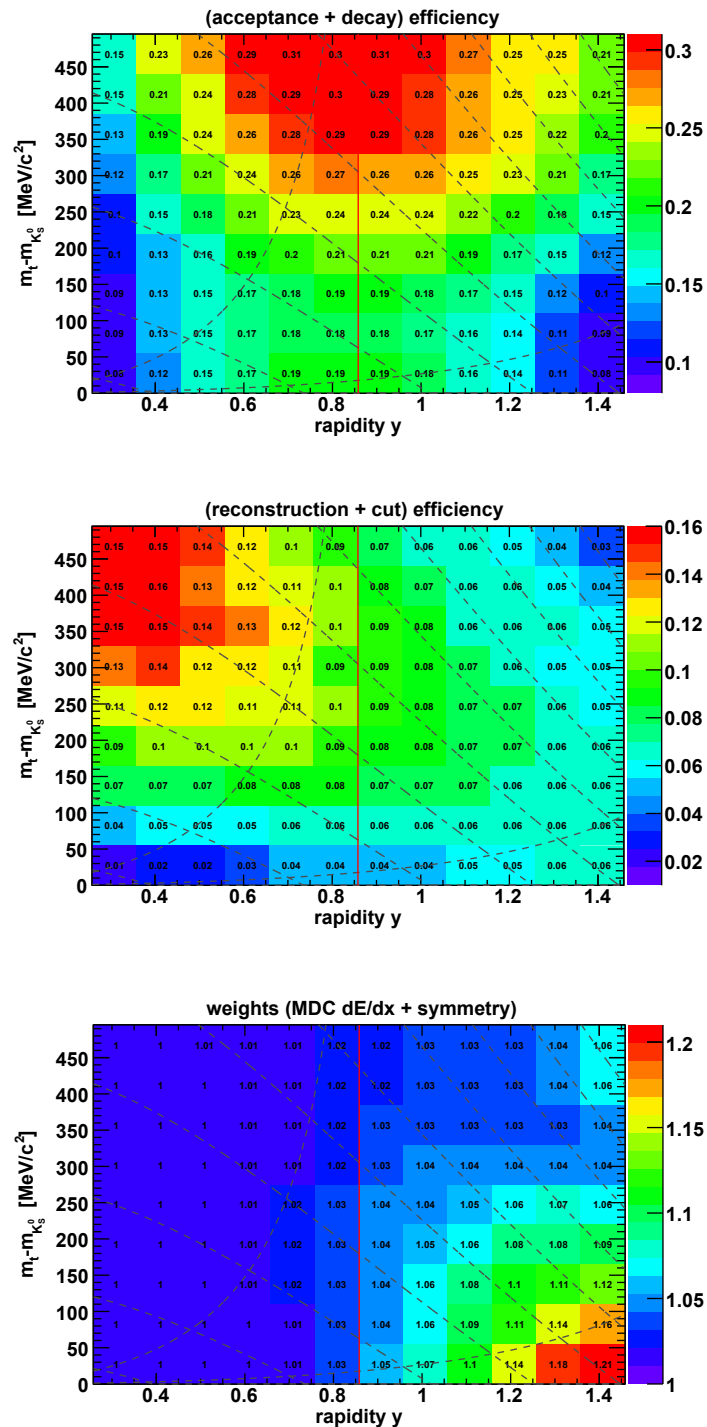


Abbildung 5.29: Effizienzmatrix für die Akzeptanz und das Zerfallsverhältnis in den Kanal  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  der  $K_S^0$ -Mesonen (oben). Die mittlere Abbildung zeigt die Effizienzen für die Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation. Die zusätzliche Effizienzkorrektur der MDC  $dE/dx$  Schnitte sowie die Symmetrisierungsgewichte (siehe Text) ist in der untersten Verteilung zusammengefasst.)

### 5.13 $\phi$ -Mesonen

$\phi(s\bar{s})$
$m_\phi = 1019.460 \pm 0.019 \text{ MeV}/c^2$
$\tau = (1.55 \pm 0.018) \times 10^{-22} \text{ s}, c\tau = 46.3 \text{ fm}$
$BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = (49.2 \pm 0.6) \%$
$E_{NN}^{kin} = 2.59 \text{ GeV}$

Die Rekonstruktion des  $\phi$ -Mesons weit unterhalb der NN-Schwelle stellt besondere Anforderungen an die Eigenschaften eines Spektrometers. Als einziges der hier vorgestellten Teilchen zerfällt das  $\phi$ -Meson in oder kurz ausserhalb des Feuerballs mit einer Zerfallslänge von lediglich  $46.3 \text{ fm}$ . Dies macht eine Analyse über die Bestimmung des sekundären Zerfallsvertex wie bei den Zerfällen von  $\Lambda$  und  $K_S^0$  unmöglich. Zudem sind in Schwerionenreaktionen praktisch nur der hadronische Zerfall in  $K^+K^-$ -Paaren und die leptonischen Zerfälle in  $e^+e^-$ - und  $\mu^+\mu^-$ -Paaren zu rekonstruieren. Letztere sind wegen des elektromagnetischen Zerfalls mit  $10^{-4}$  relativ zum hadronischen Kanal unterdrückt und daher nur mit hoher Statistik an gemessenen Reaktionen zu rekonstruieren. Darüberhinaus werden für die Identifikation entweder Hadronenabsorber für Myonen oder spezielle Detektoren zur Elektronenidentifikation benötigt. Wegen der bereits in Abschnitt 5.9 gezeigten Fähigkeit zur Identifikation von geladenen Kaonen und der speziellen Stärke des HADES Spektrometers in der  $e^+e^-$  Identifikation bietet sich deshalb die einzigartige Möglichkeit beide Zerfallskanäle gleichzeitig zu rekonstruieren,  $\phi \rightarrow K^+K^-$  und  $\phi \rightarrow e^+e^-$ . Eine Abschätzung des elektromagnetischen Zerfalls kann aus dem  $e^+e^-$ -invarianten Massenspektrum in [Lan08] vorgenommen werden. Im Folgenden wird die Analyse des hadronischen Zerfalls  $\phi \rightarrow K^+K^-$  vorgestellt.

Zur Identifikation der Zerfallsteilchen werden im TOF Bereich die gleichen Schnitte wie bei der Kaonenanalyse verwendet. Dies beinhaltet die in den Abschnitten 4.4 und 5.5.3 gezeigten Selektionen von Kaonen in den MDC  $dE/dx$ -Impuls und TOF  $dE/dx$ -Impuls Verteilungen. Zusätzlich wird in einem  $3\sigma$  Fenster des TOF-Massenspektrum um den Schwerpunkt der Kaonenmasse geschnitten. Dies entspricht einem Schnitt in der zweidimensionalen  $\beta$ -Impuls Verteilung entlang der Kaonenverteilung.

Im TOFinio Bereich ist das Vorgehen bei einem Treffer pro TOFinio Paddle fast identisch. Mit dem Unterschied, dass auf Grund des schlechteren Auflösungsvermögens stärker auf die Spurqualitätsparameter geschnitten wird. Bei Mehrfachtreffern in einem TOFinio Paddle ist die Zuweisung der Geschwindigkeitsinformation nicht mehr eindeutig. Deswegen wird in diesem Fall kein direkter Schnitt auf die Kaonenmasse durchgeführt. Es kann jedoch angenommen werden, dass in der Regel die Geschwindigkeit bei einer falschen Zuweisung nicht kleiner ist als die richtige Geschwindigkeit des Teilchens. Daher wird mit einem Schnitt oberhalb der Kaonenmasse ein Teil der Protonen unterdrückt. Eine ähnliche Überlegung führt beim Energieverlust im TOFinio dazu, dass bei Mehrfachtreffern der gemessene Energieverlust im Mittel ansteigt. Dadurch können die minimal ionisierenden Pionen unterhalb der Kaonenverteilung unterdrückt werden.

Zur Unterdrückung von schlecht rekonstruierten Spuren und Reaktionen ausserhalb des Targetvolumens werden zusätzliche geometrische Schnitte auf die Abstände zwischen den Trajektorien der Tochterteilchen und dem Reaktionsvertex angewendet. Die Schnittgrenzen und deren Definition finden sich in Tabelle 5.3 und Abbildung 5.10.

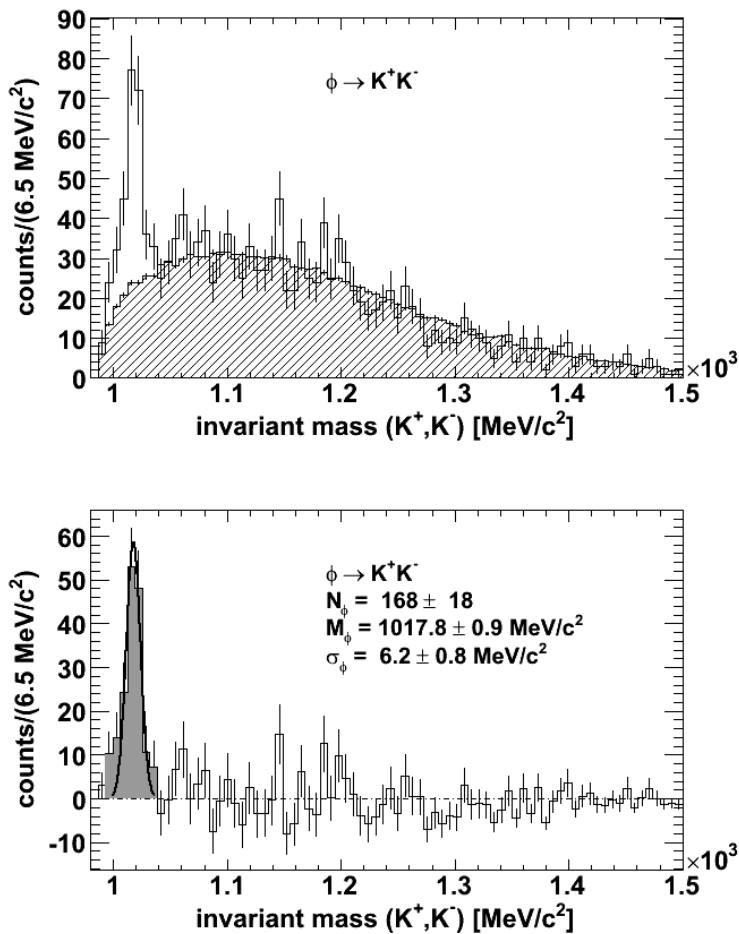


Abbildung 5.30: Invariantes Massenspektrum von  $K^+K^-$ -Mesonen nach Anwendung aller Selektionsschnitte vor und nach Abzug des kombinatorischen *mixed-event*-Untergrundes (schraffiert). Die Normierung des Untergrundes erfolgte im Bereich von  $1050 - 1400 \text{ MeV}/c^2$ . Das resultierende Signal ist mit einer Gaußfunktion angepasst.

Abbildung 5.30 zeigt das invariante Massenspektrum aus allen kombinierten  $K^+K^-$ -Paaren nach Anwendung der Selektionsschnitte. Überlagert ist der *mixed-event* Untergrund, welcher in einem Massenbereich  $1050 < m_{inv} < 1400 \text{ MeV}/c^2$  an das Signalspektrum angepasst ist. Der nach Abzug des Untergrundes resultierende Signalteil ist mit einer Gaußfunktion angepasst. Die Zählrate des Signalteils wird in einem  $3\sigma$ -Fenster um den Schwerpunkt der Gaußverteilung gezählt. Die Massendifferenz zwischen nomineller und gemessener  $\phi$ -Masse beträgt  $1.7 \pm 0.8 \text{ MeV}/c^2$ . Die gemessene Breite  $\sigma_{exp} = 6.2 \pm 0.8 \text{ MeV}/c^2$  der Verteilung ist innerhalb der Fehler verträglich mit der entsprechenden Breite  $\sigma_{sim} = 5.3 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$  aus simulierten Reaktionen.

Die Zählrate ist mit  $168 \pm 18$  um mehr als einen Faktor sieben größer als die in den einzigen bisher publizierten Daten zur  $\phi$ -Produktion unterhalb der NN-Schwelle der FOPI Kollaboration [Man03] mit  $N_\phi = 23 \pm 7 \pm 2$  und vergleichbar mit den vorläufigen Auswertungen eines Experiments mit verbesserter Statistik [Lop07] mit  $N_\phi = 185 \pm 17$ .

Zur Bestimmung eines transversalen Massenspektrums sind die Daten entsprechend Abbildung 5.31 unterteilt. Die resultierenden invarianten Massenspektren und der extrahierte Signalteil sind in Abbildung 5.32 aufgezeigt. Die Effizienz- und Akzeptanzwerte sind in Abbildung 5.33 dargestellt. Eine Abschätzung der  $\phi$ -Multiplizität, nach Anwendung aller Korrekturen, findet sich in Kapitel 6.



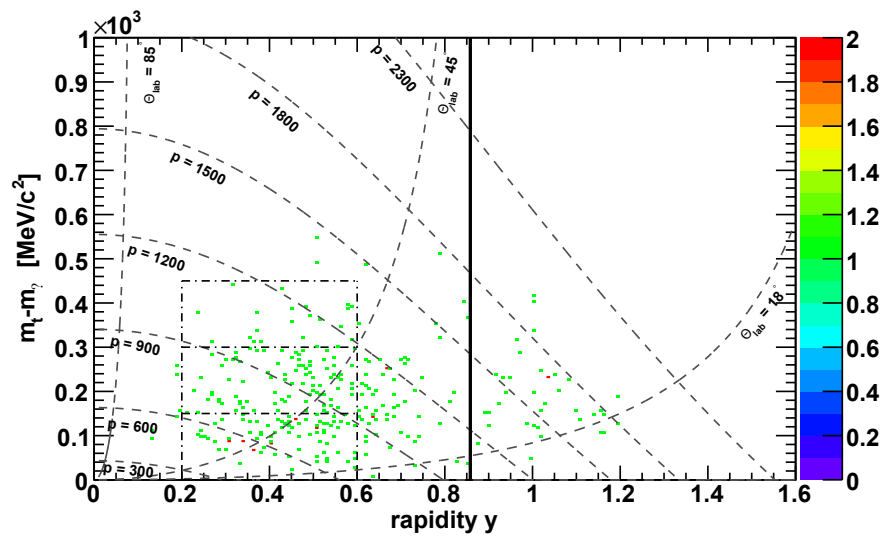


Abbildung 5.31: Phasenraumverteilung der gemessenen  $\phi$ -Mesonen Kandidaten ( $m_\phi \pm 3\sigma$ ) in den kinetischen Variablen Rapidity  $y$  und transversale Masse  $m_t$ . Im Rapiditybereich  $0.2 < y < 0.6$  sind die Daten in 3 gleich große  $m_t$  Bereiche von  $m_t = 0.0$  MeV/c<sup>2</sup> bis  $m_t = 450.0$  MeV/c<sup>2</sup> unterteilt. Die durchgezogene vertikale Linie zeigt die Schwerpunksrapiidity an.

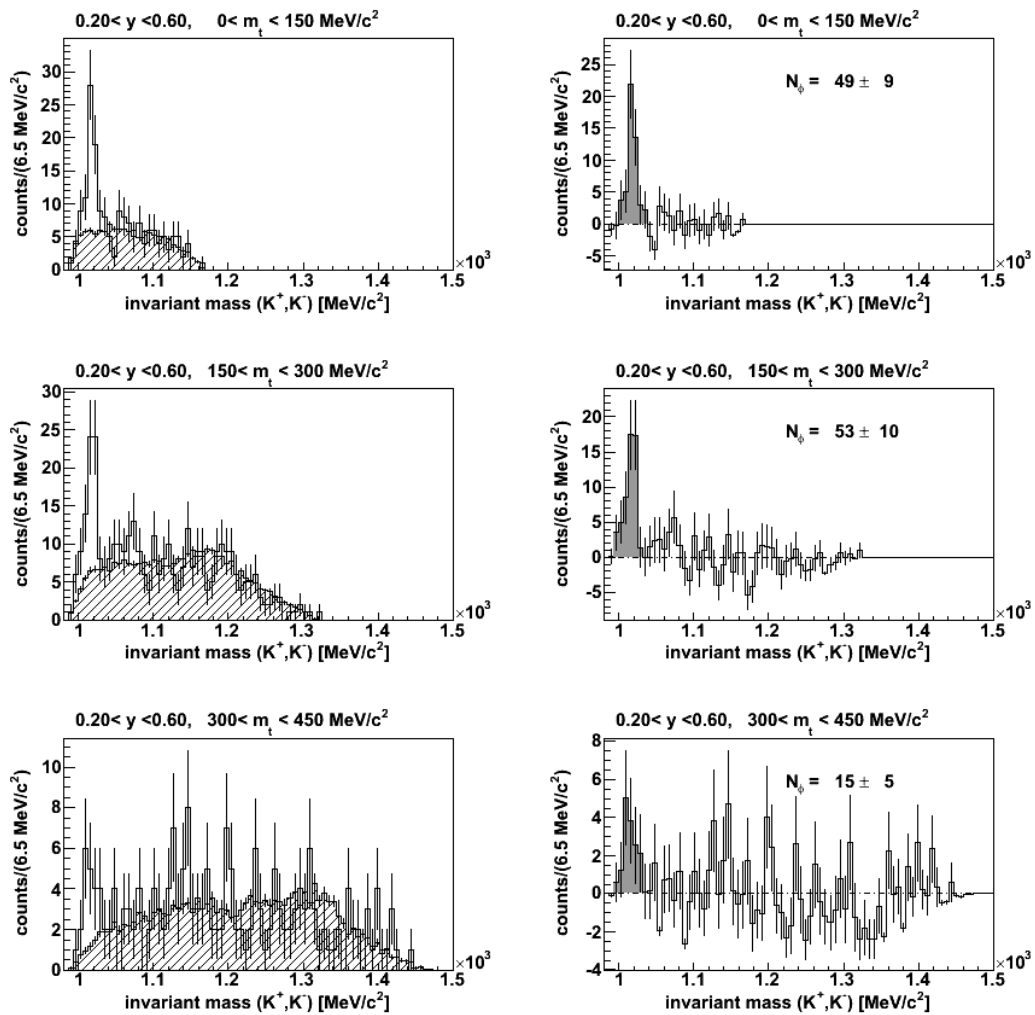


Abbildung 5.32:  $K^+K^-$ -invariante Massenspektren aufgeteilt in drei  $m_t$ -Bereiche im Rapiditätsintervall  $0.2 < y < 0.6$ . Der Untergrund ist mit dem *mixed-event*-Verfahren im Massenbereich  $1050 - 1400 \text{ MeV}/c^2$  angepasst. Der Signalteil der Spektren ist in der rechten Spalte aufgetragen.

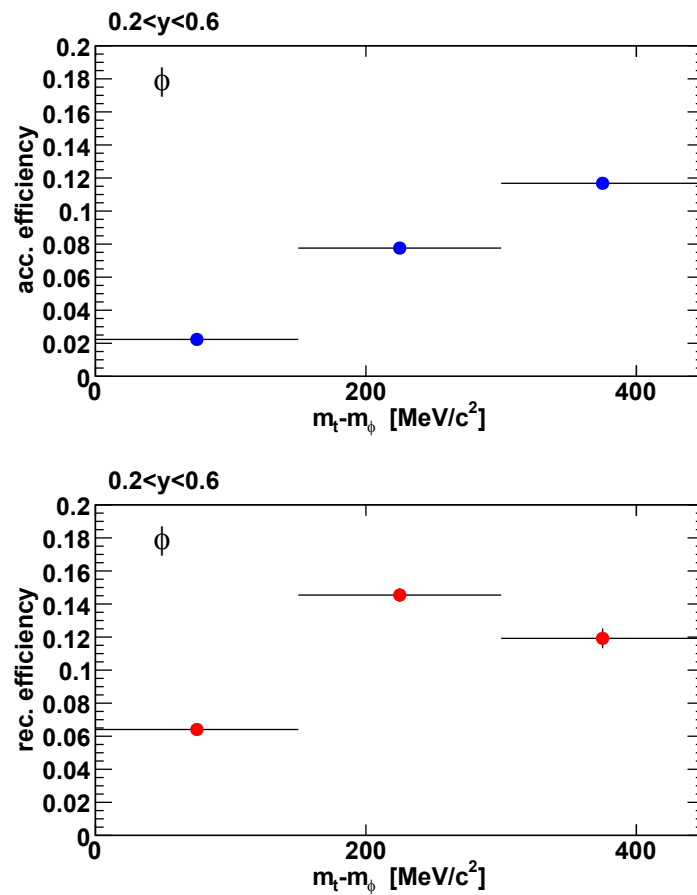


Abbildung 5.33: Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienzen im gemessenen Phasenraumbereich der  $\phi$ -Mesonen. Die Rekonstruktionseffizienz beinhaltet neben den Schnitteffizienzen zur Teilchenidentifikation auch die Spurrekonstruktionseffizienz sowie die Detektoreffizienzen, während die Akzeptanzeffizienz bereits das Zerfallsverhältnis in den Kanal  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  mit berücksichtigt.

## 5.14 Zusammenfassung der Analyseergebnisse

Zusammen mit den Ergebnissen aus [Lor08] konnten in einem großen Phasenraumbereich sieben Teilchenspezies mit hoher Auflösung rekonstruiert werden. Hierzu wurden mehrere für das HADES Spektrometer neu entwickelte und implementierte Analyseverfahren eingesetzt. Dazu gehört die erstmalige Verwendung der Energieverlustinformation der Vieldrahtdriftkammern, welche sich als wesentlicher Faktor zur Untergrundreduktion bei der Analyse der geladenen Kaonen erwiesen hat.

Mit dem in Kapitel 3 vorgestelltem Verfahren zur Positionsbestimmung der HADES Detektoren wurde die notwendige Auflösung bei der Spurverfolgung für den präzisen Einsatz von Vertexschnitten erreicht, welche maßgeblich für die Teilchenidentifikation der  $K_S^0$ -Mesonen und  $\Lambda$ -Hyperonen verantwortlich sind.

Die Statistik an rekonstruierten Teilchen mit *strangeness* Inhalt übertrifft bisherige Messungen mit dem HADES Spektrometer bei weitem, und ist vergleichbar mit den höchsten Zählraten der KaoS und FOPI Experimente. Tabelle 5.5 fasst die Ergebnisse der Analysen zusammen.

particle	$q \cdot M [MeV/c^2]$	$\sigma [MeV/c^2]$	counts	S/B
$\pi^-$	138.3	14.6	-	19
p	907.3	54.5	-	9
$K^+$	482	23	250000	7.6
$K^-$	481	19	6000	1.3
$\Lambda$	$1114.27 \pm 0.02$	$2.39 \pm 0.02$	$145422 \pm 842$	0.30
$K_S^0$	$493.2 \pm 0.1$	$9.1 \pm 0.1$	$51252 \pm 325$	1.04
$\phi$	$1017.8 \pm 0.9$	$6.2 \pm 0.8$	$168 \pm 18$	1.11

Tabelle 5.5: Angegeben sind die ermittelten Massen und Breiten der gemessenen Teilchen nach Anpassung mit Gaußfunktionen, sowie deren Gesamtanzahl und Signal zu Untergrund Verhältnis (S/B). Die Werte beziehen sich jeweils auf die integralen Massenspektren der beiden Flugzeitdetektoren TOF und TOFino. Bei der Analyse der Protonen und  $\pi^-$ -Mesonen wurde jeweils nur ca. 1% der Gesamtstatistik ausgewertet.

# Kapitel 6

## Ergebnisse und Ausblick

Ziel der Hadronenanalyse ist die Bestimmung von Multiplizitäten der Teilchensorten  $p$ ,  $\pi^-$ ,  $K^\pm$ ,  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  und  $\phi$  sowie deren Steigungsparameter  $T_{eff}$  im Stoßsystem Ar+KCl bei 1.756 AGeV. Dies stellt somit eine der umfangreichsten Charakterisierungen von Schwerionenreaktionen bei SIS-Energien dar, was zusätzliche Rückschlüsse auf die Reaktionsdynamik und auf die Produktion von weiteren Teilchensorten erlaubt. So kann aus den gemessenen Teilchen mit *strangeness*-Inhalt auf Grund der Seltsamkeitserhaltung unter der starken Wechselwirkung auf den fehlenden Anteil, welcher auf die geladenen  $\Sigma$ -Hyperonen entfällt, geschlossen werden (siehe Abschnitt 1.6 und 6.6.1). Darüber hinaus liefern die Multiplizitätsverhältnisse der gemessenen Teilchensorten im Vergleich mit einem statistischen Modell wichtige Informationen zum Verständnis der Thermalisierung bei kleinen Energien und Stoßsystemen. Im Speziellen ist auch der Anteil der  $K^-$ -Mesonen welche aus dem Zerfall des  $\phi$  stammen von Interesse. Das Verhältnis der beiden Teilchenmultiplizitäten kann die Rolle des so genannten *strangeness-exchange* Kanals, welcher als der dominante Produktionsprozess für  $K^-$ -Mesonen angesehen wird, beeinflussen.

Da nur ein Teil des vollen kinematischen Phasenraums der Teilchenemission gemessen wird, ist zunächst für die Bestimmung der Teilchenmultiplizitäten eine Extrapolation der Daten notwendig. Hierzu werden wie im Folgenden beschrieben transversale Massenspektren und Rapidityverteilungen aus den bereits effizienz- und akzeptanzkorrigierten Daten aus Kapitel 5 bestimmt.

### 6.1 Protonen

Abbildung 6.1 zeigt die korrigierten transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  von Protonen für verschiedene Rapidityintervalle  $y$  in der so genannten Boltzmann-Darstellung. In dieser Repräsentation folgen thermische Verteilungen einer Exponentialfunktion. In semi-logarithmischer Darstellung liegen die Meßpunkte entsprechend auf einer Geraden. Die inversen Steigungsparameter  $T_B(y)$  der Geraden lassen Rückschlüsse auf die Ausfrieretemperaturen der Reaktionen zu. Die Anpassung der Spektren aus Abbildung 6.1 mit der Funktion

$$\frac{1}{m_t^2} \frac{d^2N}{dm_t dy} = C(y) \cdot \exp\left(-\frac{(m_t - m_0)c^2}{T_B(y)}\right) \quad (6.1)$$

erfolgte im Bereich der durchgezogenen Linien mit dem Minimierungsverfahren *Minuit* [Min00]. In Abbildung 6.2 sind die resultierenden inversen Steigungsparameter  $T_B(y)$  in Abhängigkeit der Rapidity  $y$  eingezeichnet.

Die meisten Protonen entstehen bei SIS-Energien aus der Fragmentation der Target- und Projektilkerne. Sie folgen der Expansion des Feuerballs mit einer mittleren Geschwindigkeit  $\beta$ . Die Verteilungen der Protonen können somit als Überlagerung einer thermischen Quelle mit einem radial expandierenden Feuerball angesehen werden (Siemens-Rasmussen). Der eingezeichnete maximale inverse Steigungsparameter  $T_{max}$  entspricht daher nicht der reinen Boltzmann-Temperatur  $T_B$ , sondern nimmt in der Regel einen weit größeren Wert an. Wie im Folgenden aufgezeigt wird, folgen die spektralen Verteilungen sehr gut einer Boltzmann-Funktion. Eine Analyse bezüglich des radialen Flusses wird nicht vorgenommen. Man erhält die differentielle Rapiditydichteverteilung  $dN/dy$  in Abbildung 6.2 durch die Integration von Gleichung 6.1 über  $m_t$ . Die analytische Integration beginnend von  $m_t = m_0$  bis  $m_t = \infty$  ergibt

$$\left. \frac{dN}{dy} \right|_{y_i} = C(y_i) [(m_0 c^2)^2 T_B(y_i) + 2m_0 c^2 T_B^2(y_i) + 2T_B^3(y_i)] \quad (6.2)$$

für jeden Rapiditywert  $y_i$ . Hierbei ist  $m_0$  die Ruhemasse des Teilchens, der inverse Steigungsparameter  $T_B(y_i)$  und die Konstante  $C(y_i)$  ergeben sich aus den Anpassungen. Wie bereits in Abschnitt 5.10.1 beschrieben, sind die Protonendaten oberhalb der Schwerpunktrapidity symmetrisiert, was durch die grün eingefärbten Punkte gekennzeichnet ist. Die Gesamtanzahl der Protonen im totalen Phasenraumbereich ergibt sich durch die Summe der Meßdaten plus deren Extrapolation mit Gaußfunktionen, welche an die linke und rechte Flanke der Daten jeweils angepasst sind. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurde der Anpassungsbereich wie eingezeichnet variiert. Es ergibt sich demnach eine Multiplizität von  $22.11 \pm 0.71 \pm 1.71$  Protonen pro Level 1 (M18) getriggerte Reaktion.

Zusätzlich ist in Abbildung 6.2 (unten) die Rapidityverteilung der Protonen für peripherere Stöße eingezeichnet. Dabei wurden M18 getriggerte Reaktionen mit einer Multiplizität kleiner als 20 selektiert. Es zeigt sich eine typische Verteilung, die bei Schwerpunktrapidity ein lokales Minimum aufweist und jeweils ein Maximum zwischen Schwerpunktrapidity und Target- bzw. Strahlrapidity besitzt. Die Maxima werden durch Protonen generiert, welche aus der Fragmentation der Target- und Strahlkerne stammen und somit teilweise deren Geschwindigkeiten (Rapiditäten) aufweisen. Ein Teil dieser Protonen wird auch unter der zentraleren M18-Triggerkondition nachgewiesen. Anhand von UrQMD Simulationen wurde bei dieser Triggereinstellung eine mittlere Anzahl an Partizipanten von  $\langle A \rangle \approx 39$  bestimmt [Kri06]. Über das Neutron zu Proton Verhältnis der Target- und Projektilkerne und die gemessene Protonenmultiplizität lässt sich die Gesamtmultiplizität der Nukleonen zu ca. 47 bestimmen. Die Differenz zwischen der Anzahl an Partizipanten und der Nukleonenmultiplizität stammt größtenteils aus Nukleonen, welche von den Spektatorrestrümpfen abdampfen beziehungsweise aus deren Fragmentation.

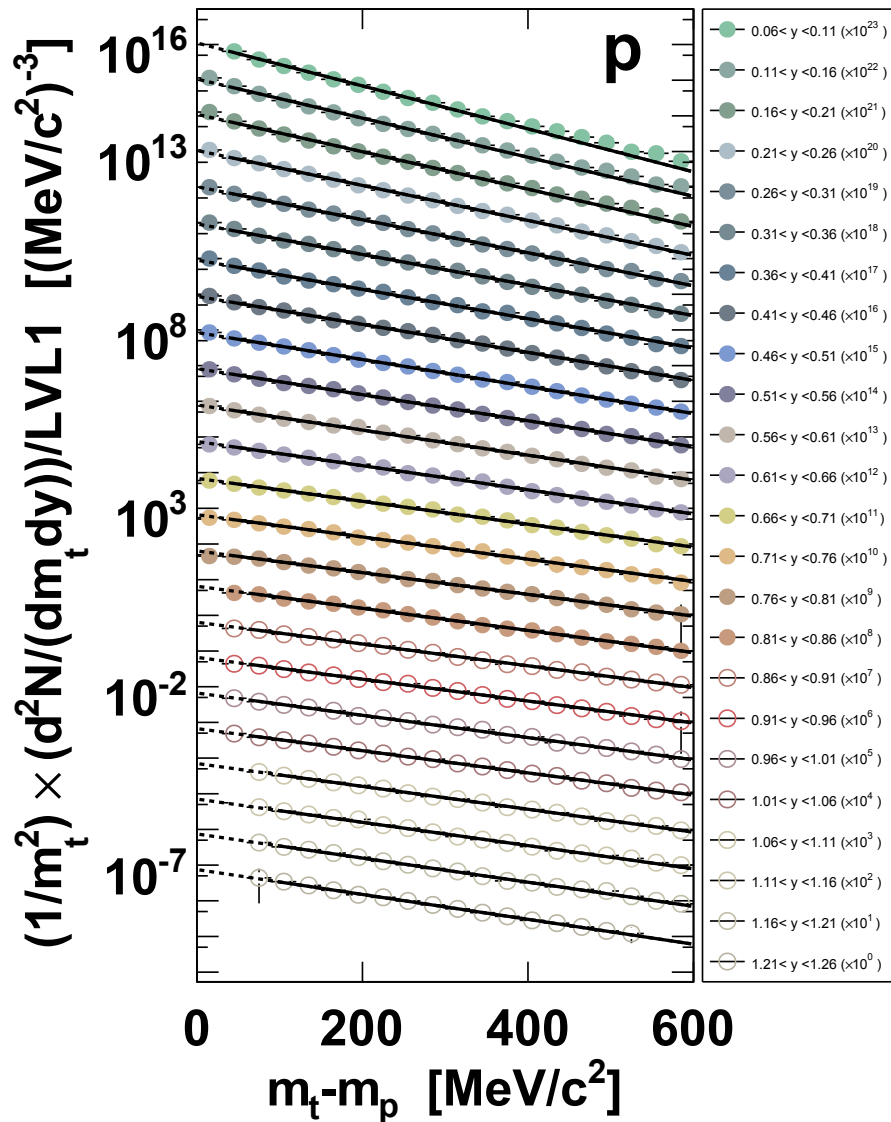


Abbildung 6.1: Transversale Massenspektren der Protonen im gewählten  $m_t$ -Bereich. Die Anpassung der Spektren erfolgte im Bereich der durchgezogenen Linien mit Funktionen des Typs 6.1. Geschlossene Symbole markieren der Bereich der rückwärtigen Rapiditätshemisphäre, während die offenen Symbole den vorderen Bereich darstellen.

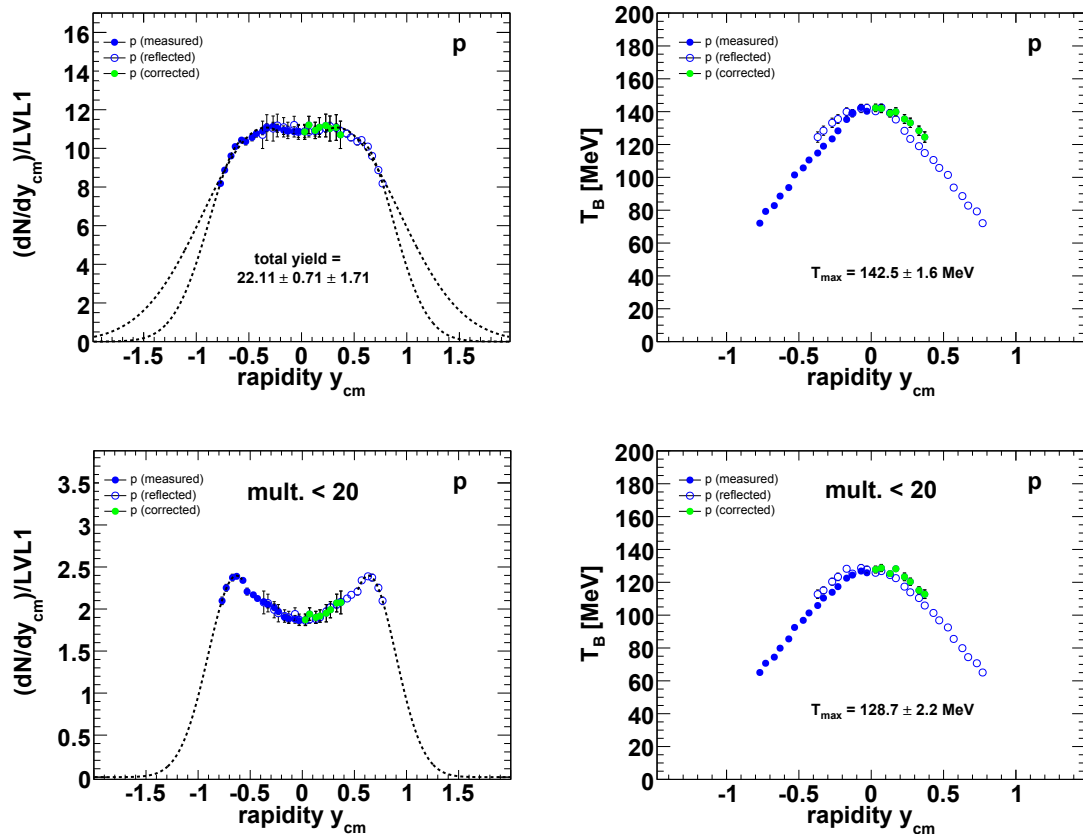


Abbildung 6.2: Rapiditäts- und  $T_B$ -Verteilung der Protonen. Geschlossene Symbole markieren gemessene Datenpunkte, wohingegen offene Symbole deren Spiegelung an der Schwerpunktsrapidität darstellen. Die grün markierten Punkte entstammen der Symmetrisierungskorrektur (siehe Text). Die Extrapolation der Daten nach  $4\pi$  erfolgt durch Anpassung mit Gaußfunktionen in verschiedenen Bereichen der linken und rechten Flanke der gemessenen Verteilung (gestrichelt). Die oberen Verteilungen sind mit der üblichen Zentralität des Level 1 (M18) Triggers selektiert, wohingegen zum Vergleich semi-zentrale und periphere Reaktionen mit einer Multiplizität von kleiner 20 in den unteren Verteilungen selektiert wurden.



## 6.2 Pionen

Auf Grund des dominanten Produktionskanals der Pionen, welcher über den Zerfall der  $\Delta_{33}$ -Resonanz verläuft, weisen die transversalen Massenspektren Abweichungen von der Boltzmann-Verteilung auf. Üblicherweise werden die Spektren deshalb, wie in Abbildung 6.3 gezeigt, mit der Summe aus zwei Exponentialfunktionen angepasst. Die Parameter  $C_1(y)$  und  $T_{B,1}(y)$  der Anpassungsfunktion

$$\frac{1}{m_t^2} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = C_1(y) \cdot \exp\left(-\frac{(m_t - m_0)c^2}{T_{B,1}(y)}\right) + C_2(y) \cdot \exp\left(-\frac{(m_t - m_0)c^2}{T_{B,2}(y)}\right) \quad (6.3)$$

beschreiben im Folgenden den niederenergetischen Teil des Spektrums, während die Parameter  $C_2(y)$  und  $T_{B,2}(y)$  den hochenergetischen Teil oberhalb von ca.  $200 \text{ MeV}/c^2$  charakterisieren. Beide Teile der Spektren werden zunächst unabhängig voneinander mit Funktionen der Form entsprechend 6.1 angepasst. Die resultierenden Parameter dienen als Startwerte für die kombinierte Anpassung mit zwei Exponentialfunktionen, wobei die Parameter in der Minimierungsprozedur wegen der starken Korrelation nur um maximal 10 % variiert werden dürfen. Die analytische Integration von Gleichung 6.3 im Bereich von  $m_t = m_0$  bis  $m_t = \infty$  liefert die extrapolierte Zählrate für das entsprechende Rapiditätsintervall:

$$\left. \frac{dN}{dy} \right|_{y_i} = C_1(y_i) [(m_0 c^2)^2 T_{B,1}(y_i) + 2m_0 c^2 T_{B,1}^2(y_i) + 2T_{B,1}^3(y_i)] \\ + C_2(y_i) [(m_0 c^2)^2 T_{B,2}(y_i) + 2m_0 c^2 T_{B,2}^2(y_i) + 2T_{B,2}^3(y_i)] \quad (6.4)$$

Die Rapiditätsdichteverteilung  $dN/dy$  der negativ geladenen Pionen ist in Abbildung 6.4 zusammen mit angepassten Gaußfunktionen aufgezeigt. Wegen der Fluktuationen in den Daten wurde die Anpassung der Gaußfunktion im Bereich  $-1 < y < 1$  und  $-1 < y < 0$  variiert. Der Mittelwert der Integrationen über die Gaußfunktionen im Bereich  $-\infty < y < +\infty$  liefert die Multiplizität von  $3.94 \pm 0.13 \pm 0.15$   $\pi^-$ -Mesonen pro getriggerte Level-1 Reaktion im vollen Phasenraumbereich. Der systematische Fehler von 0.15 basiert auf der Abweichung zwischen den verschiedenen Anpassungen.

Die inversen Steigungsparameter aus der Anpassung mit Gleichung 6.3 an die transversalen Massenspektren sind, getrennt für den nieder- und hochenergetischen Teil, in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Verteilungen wurden jeweils mit Funktionen der Form

$$T_B(y) = \frac{T_{eff}}{\cosh(y)} \quad (6.5)$$

angepasst, wobei die Symmetrie vorausgesetzt wird. Die sogenannte effektive Temperatur  $T_{eff}$  ergibt sich aus dem Wert der Anpassungsfunktion bei Schwerpunktsrapidität. Die Ergebnisse des niederenergetischen Teils sind vergleichbar mit den frühen Messungen zur Protonen- und Pionenproduktion am Bevalac, wo das identische Stoßsystem bei 1.8 AGeV gemessen wurde [Bro84]. Die ermittelte effektive Temperatur betrug dort  $T_{eff,1} = 58 \pm 3 \text{ MeV}$  bei zentralen Stößen. Eine relativ große Abweichung ergibt sich im hochenergetischen Bereich mit  $T_{eff,1} = 110 \pm 10 \text{ MeV}$  (Bevalac) im Vergleich zu den hier ermittelten  $87.4 \pm 0.3 \text{ MeV}$ . Systematische Unterschiede zwischen den Ergebnissen sind auf die unterschiedliche Zentralitätsauswahl sowie verschiedene Anpassungsbereiche der Boltzmann-Funktionen zurückzuführen. Eine Übersicht der Pionenproduktion bei SIS-Energien findet sich zur Einordnung der Ergebnisse in [Rea07].

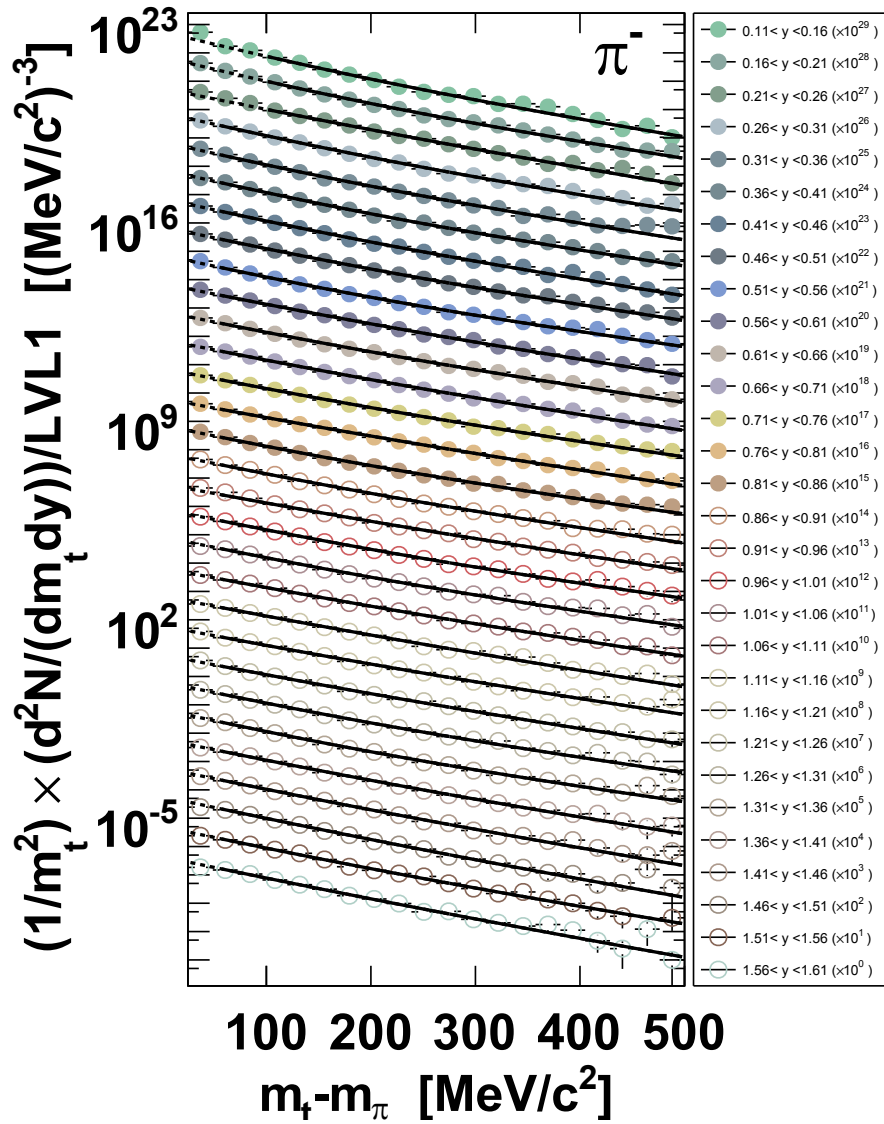


Abbildung 6.3: Transversale Massenspektren der  $\pi^-$ -Mesonen. Die Anpassung der Spektren erfolgte im Bereich der durchgezogenen Linien mit Funktionen des Typs 6.3. Geschlossene Symbole markieren den Bereich der rückwärtigen Rapidity-Hemisphäre, während die offenen Symbole den vorderen Bereich darstellen.

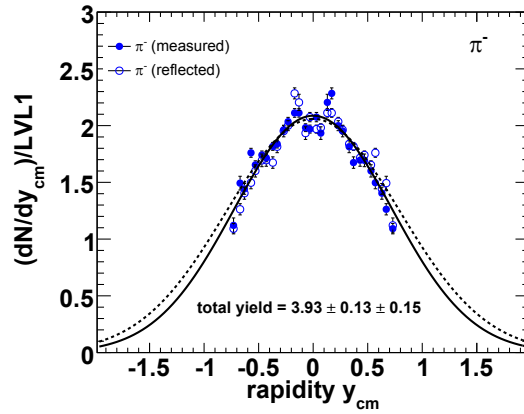


Abbildung 6.4: Rapidityverteilung der  $\pi^-$ -Mesonen. Auf Grund der offensichtlichen Fluktuationen in den Daten ist die Verteilung einmal vollständig und einmal nur im Bereich  $y_{cm} < 0$  (gestrichelt) mit einer Gaußfunktion angepasst.

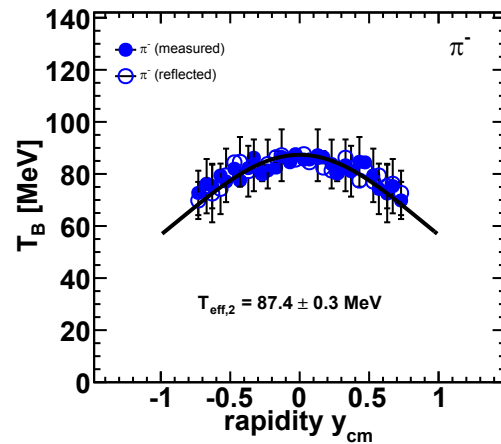
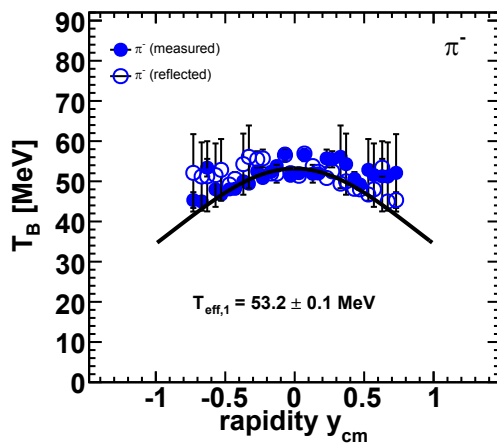


Abbildung 6.5:  $T_B$ -Verteilungen der  $\pi^-$ -Mesonen. Die linke Abbildung zeigt die Verteilung der inversen Steigungsparameter im niederenergetischen Bereich des  $m_t$ -Spektrums, während die rechte Abbildung den entsprechend hochenergetischen Teil oberhalb von ca.  $200 \text{ MeV}/c^2$  darstellt. Die Verteilungen wurden jeweils mit Funktionen des Typs 6.5 angepasst.

### 6.3 Geladene Kaonen

Die Ergebnisse der  $K^\pm$  Analyse entstammen aus [Lor08] und sind der Vollständigkeit wegen ebenfalls aufgeführt. Wie bereits in Kapitel 5 erwähnt, wurden die geladenen Kaonen nur im Bereich des TOF Detektors ausgewertet. Dies beschränkt den Phasenraum auf den Bereich kleiner der Schwerpunktsrapidität. In den Abbildungen 6.6 und 6.7 sind die korrigierten transversalen Massenspektren der geladenen Kaonen, sowie deren Anpassungen mit Funktionen entsprechend Gleichung 6.1, eingezeichnet. Die resultierenden  $T_B$ - und Rapiditätsdichteverteilungen  $dN/dy$  sind in Abbildung 6.8 aufgezeigt. Für die Extrapolation und Integralbestimmung der  $dN/dy$ -Verteilungen wird wie bei den Pionen jeweils eine Gaußfunktion angepasst. Es ergibt sich eine Multiplizität pro Level 1 (M18) getriggelter Reaktion von  $(2.94 \pm 0.23) \times 10^{-2}$  für  $K^+$ -Mesonen und von  $(6.64 \pm 1.44) \times 10^{-4}$  für  $K^-$ -Mesonen.

Die ermittelten effektiven Temperaturen von  $K^+$  ( $85 \pm 1 \text{ MeV}$ ) und  $K^-$  ( $72 \pm 2 \pm 3 \text{ MeV}$ ) passen in die Systematik der Kaonen Ergebnisse der KaoS-Kollaboration. Auch das relative Multiplizitätsverhältnis der Kaonen ( $M_{K^+}/M_{K^-}$ ) liegt mit  $44.3 \pm 10.2$  im Bereich dessen, was aus C+C-Reaktionen bei 1.8 AGeV (40.4) und Ni+Ni-Reaktionen bei 1.93 AGeV (36.5) bekannt ist [För07].

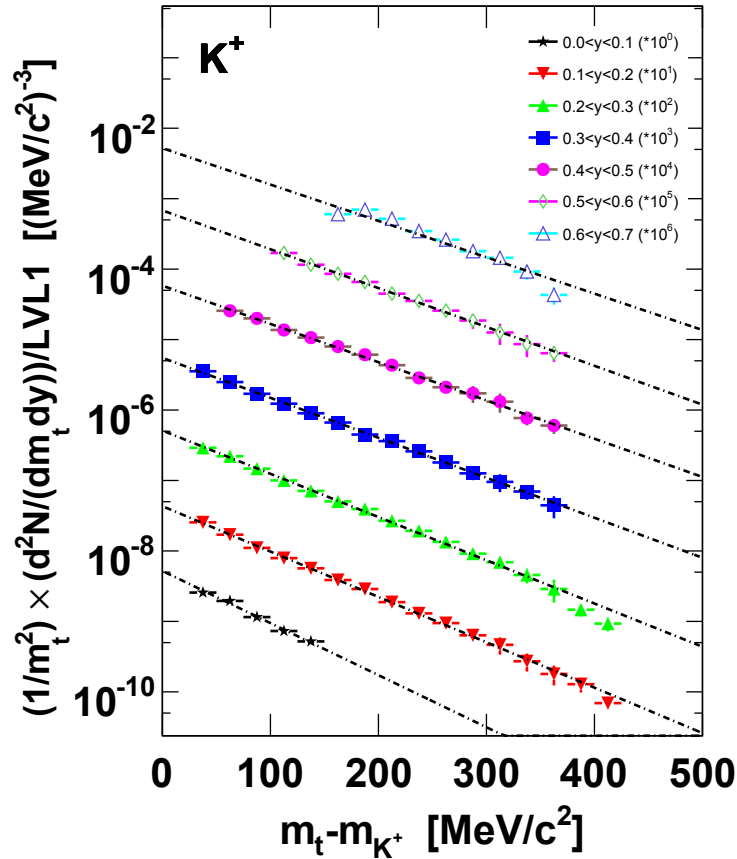


Abbildung 6.6: Transversale Massenspektren der  $K^+$ -Mesonen. Die eingezeichneten Linien zeigen Anpassungen mit Boltzmann-Funktionen entsprechend Gleichung 6.1 (Bild aus [Lor08]).

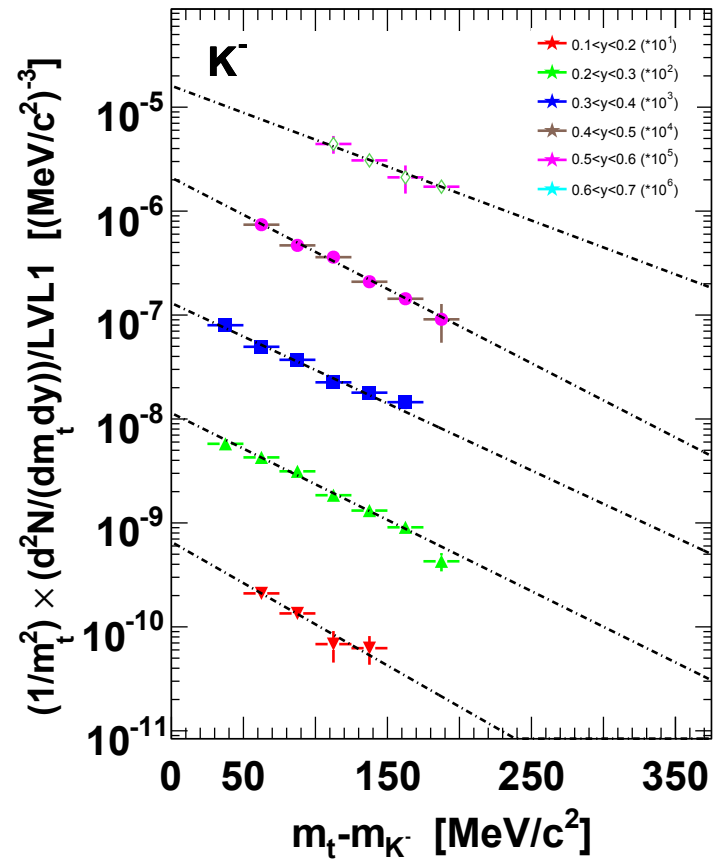


Abbildung 6.7: Transversale Massenspektren der  $K^-$ -Mesonen. Die eingezeichneten Linien zeigen Anpassungen mit Boltzmann-Funktionen entsprechend Gleichung 6.1 (Bild aus [Lor08]).

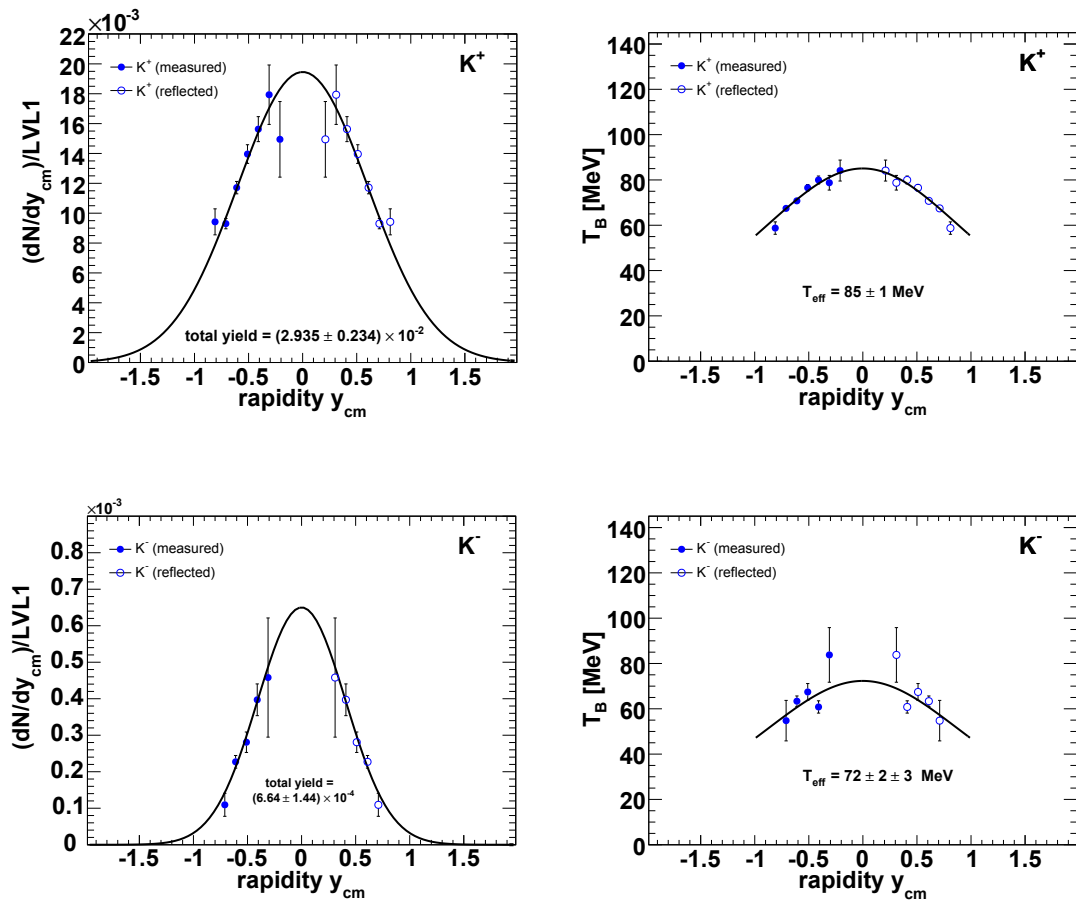


Abbildung 6.8: Rapidity- und  $T_B$ -Verteilungen der  $K^\pm$ -Mesonen. Zur Bestimmung der Multiplizität pro Level 1 getriggert Reaktion sind die Rapidityverteilungen mit Gaußfunktionen angepasst. Die effektiven Temperaturen  $T_{eff}$  werden nach Anpassung der jeweiligen  $T_B$ -Verteilung mit Gleichung 6.5 bei  $y_{cm} = 0$  bestimmt (Bilder aus [Lor08])

## 6.4 $\Lambda$ -Hyperonen und $K_S^0$ -Mesonen

Die transversalen Massenspektren der  $\Lambda$ -Hyperonen und  $K_S^0$ -Mesonen sind nach Anwendung aller Korrekturen in den Abbildungen 6.9 und 6.10 in der Boltzmann-Darstellung aufgezeigt. Entsprechend sind die Spektren zur Extrapolation in den vollen Phasenraum mit Funktionen des Typs 6.1 angepasst. Die sich aus der Anpassung und deren Integration ergebenden  $T_B$ - und Rapiditätsdichteverteilungen  $dN/dy$  sind für beide Teilchen in Abbildung 6.11 eingezeichnet.

Zur Bestimmung der Multiplizitäten pro Level 1 Reaktion wurden die  $dN/dy$ -Verteilungen wie bereits bei  $\pi^-$  und  $K^\pm$  mit Gaußfunktionen angepasst. Auf Grund der nicht eindeutig gaußförmigen  $\Lambda$ -Verteilung wurde diese alternativ mit Gaußfunktionen an der linken und rechten Flanke des Spektrums angepasst. Die Bestimmung des Integrals erfolgte kombiniert über die Integration der Meßwerte sowie über die Extrapolation der Gaußfunktionen. Die eingetragene Multiplizität wurde aus dem Mittelwert beider Anpassungen berechnet. Der in der Abbildung eingetragene systematische Fehler gibt die Abweichung zwischen den beiden Extrapolationen an.

Mit einer  $K_S^0$  Multiplizität von  $(1.15 \pm 0.05 + 0.04 - 0.13) \times 10^{-2}$  ergibt sich unter Verwendung von  $K^0 \approx 2K_S^0$  eine Abweichung von ca. 22 % zwischen der erwarteten Identität der Multiplizitäten von  $K^0$ - und  $K^+$ -Mesonen. In Anhang E ist der Bereich  $0 < m_t - m_{K_S^0} < 150 \text{ MeV}/c^2$  der transversalen Massenspektren der  $K_S^0$ -Mesonen in höherer Auflösung dargestellt. Es ergeben sich in den inversen Steigungsparametern  $T_B$  in diesem Bereich Abweichungen von bis zu 12 MeV im Vergleich zur Anpassung über den vollen  $m_t$  Bereich. Die Zählrate wird daher bisher systematisch durch die gewählte Anpassung leicht unterschätzt.

Das Multiplizitätsverhältnis aus  $\Lambda$  und  $K_S^0$  ist mit 1.71 vergleichbar mit dem entsprechenden Verhältnis aus Messungen der FOPI Kollaboration in Ni+Ni Reaktionen bei 1.93 AGeV mit einem Wert von 1.76 [Mer07]. Da bisher kaum weitere Messungen dieser Teilchensorten bei SIS Energien vorliegen, ist eine systematische Einordnung bezüglich Systemgröße und Strahlenergie nicht möglich.

Die ermittelte effektive Temperatur  $T_{eff}$  der  $K_S^0$ -Mesonen beträgt  $92.0 \pm 0.5 \text{ MeV}$  und liegt damit um ca. 8% über der effektiven Temperatur der  $K^+$ -Mesonen. Für die effektive Temperatur der  $\Lambda$ -Hyperonen ergibt sich ein Wert von  $T_{eff} = 95.8 \pm 0.8 \text{ MeV}$ . Das Verhältnis der effektiven Temperaturen von  $\Lambda$  und  $K_S^0$  ergibt 1.04 und ist somit identisch mit dem entsprechenden Verhältnis bei Ni+Ni Reaktionen bei 1.93 AGeV [Mer07].

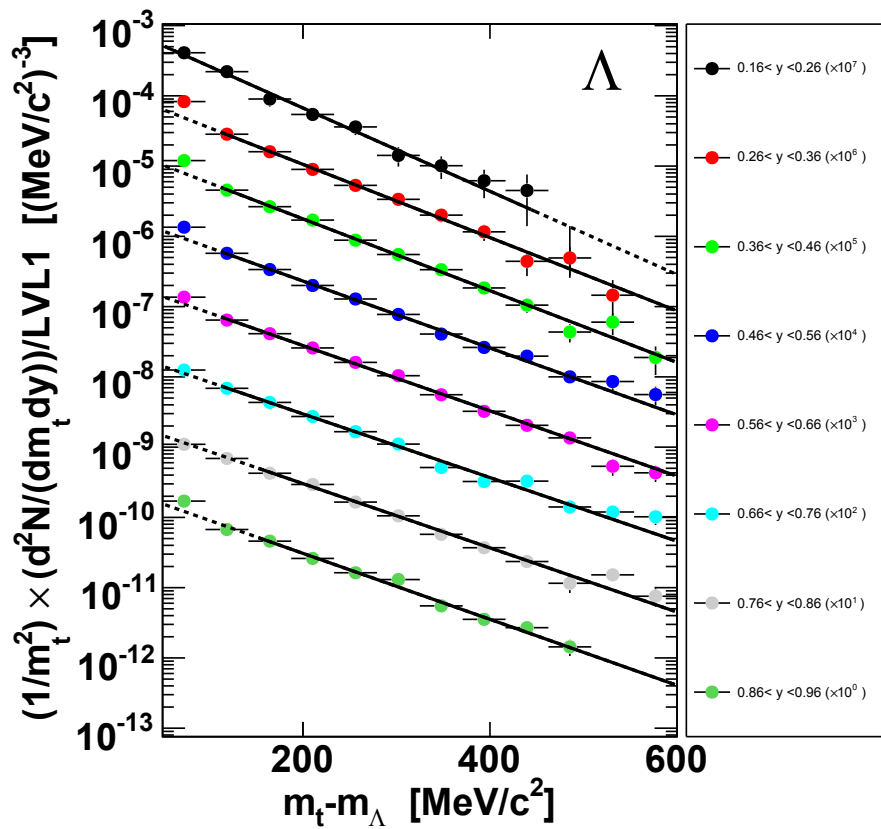


Abbildung 6.9: Transversale Massenspektren der  $\Lambda$ -Hyperonen. Die eingezeichneten Linien zeigen Anpassungen mit Boltzmann-Funktionen entsprechend Gleichung 6.1. Die Anpassung erfolgte im Bereich der durchgezogenen Linien, die Extrapolation ist gestrichelt dargestellt.



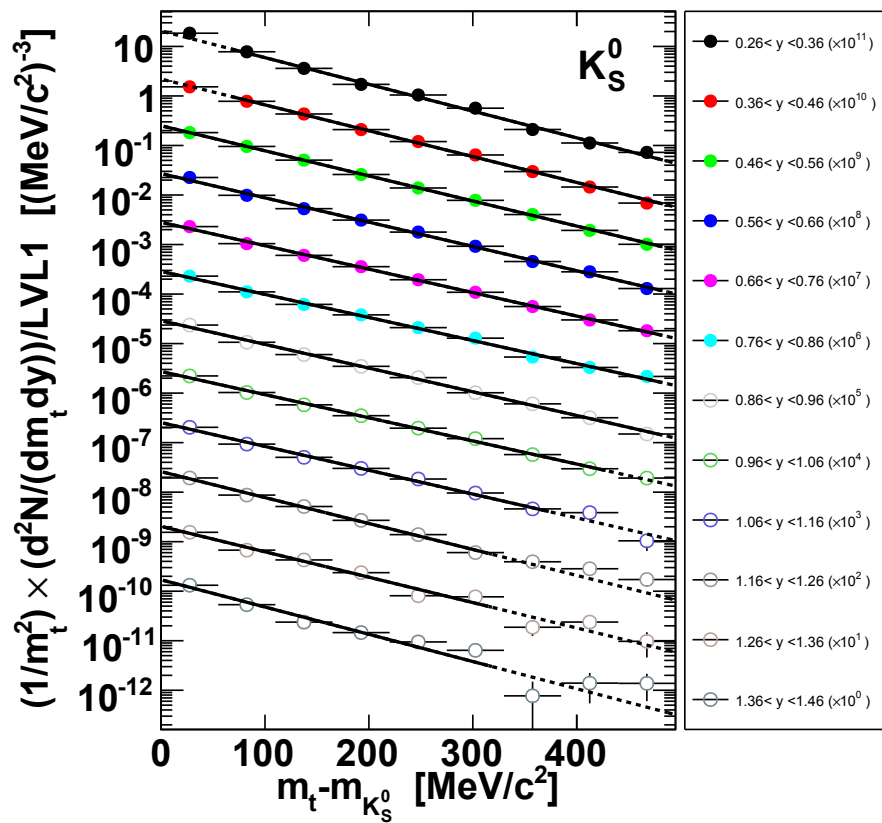


Abbildung 6.10: Transversale Massenspektren der  $K_S^0$ -Mesonen. Die eingezeichneten Linien zeigen Anpassungen mit Boltzmann-Funktionen entsprechend Gleichung 6.1. Die Anpassung erfolgte im Bereich der durchgezogenen Linien, die Extrapolation ist gestrichelt dargestellt.

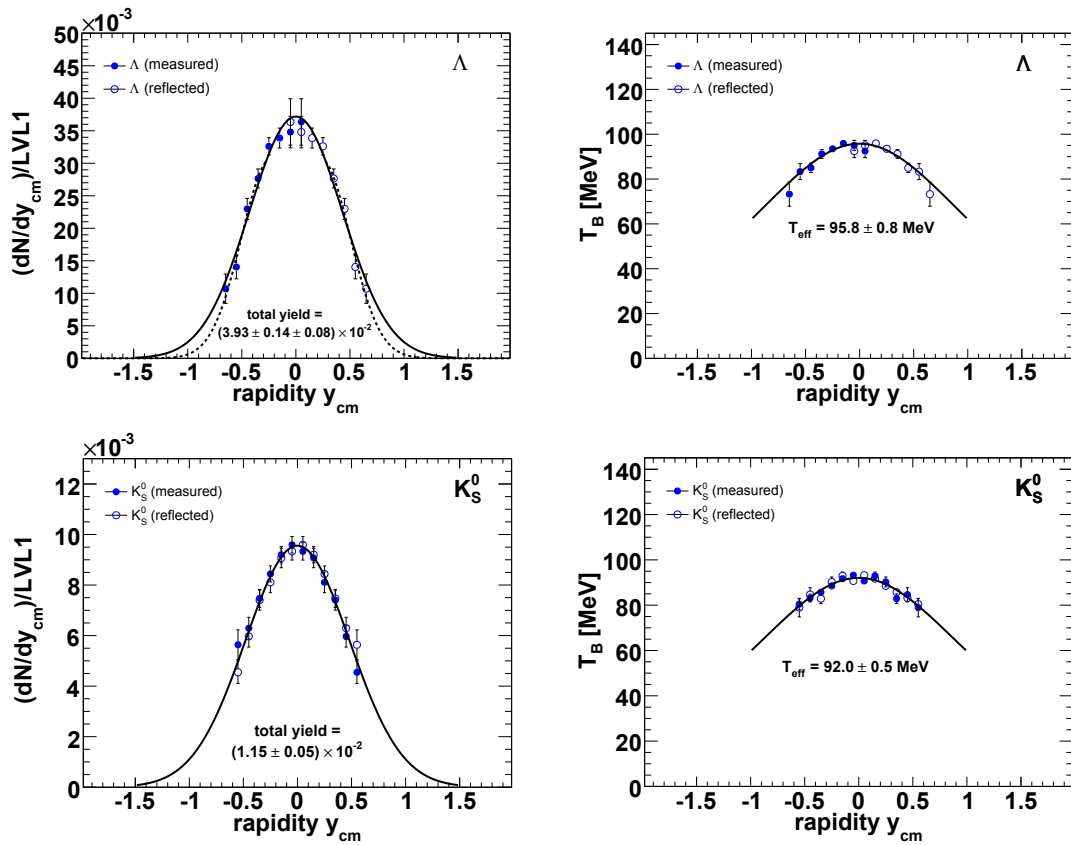


Abbildung 6.11: Rapiditäts- und  $T_B$ -Verteilungen der  $\Lambda$ -Hyperonen und  $K_S^0$ -Mesonen. Zur Bestimmung der Multiplizität pro Level 1 getriggelter Reaktion sind die Rapiditätsverteilungen der Teilchen mit einer Gaußfunktion angepasst. Auf Grund von Abweichungen sind die Daten der  $\Lambda$ -Hyperonen zusätzlich mit einer alternativen Extrapolation angepasst (siehe Text). Die effektiven Temperaturen  $T_{eff}$  werden für beide Teilchen nach Anpassung der  $T_B$ -Verteilungen mit Gleichung 6.5 bei  $y_{CM} = 0$  bestimmt.

## 6.5 $\phi$ -Mesonen

Da die  $\phi$ -Mesonen nur in einem kleinen Phasenraumbereich und mit geringer Zählrate gemessen wurden, konnte nur ein transversales Massenspektrum bestimmt werden. Abbildung 6.12 zeigt die Anpassung mit einer Funktion des Typs 6.1 an das korrigierte Spektrum in Boltzmann-Darstellung. Die Integration liefert einen Wert der Rapiditätsdichteverteilung  $dN/dy$  im Bereich  $0.2 < y < 0.6$ . Zusammen mit dem ermittelten inversen Steigungsparameter  $T_B$  ist dieser in Abbildung 6.13 eingetragen.

Für die Extrapolation der Multiplizität in den vollen Phasenraumbereich wird die Annahme einer thermischen Verteilung, welche symmetrisch um die Schwerpunktsrapidity ist, vorausgesetzt. Dies erlaubt es, die Breite  $\sigma_y$  der Rapiditätsdichteverteilung über

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{T_{eff}}{m_\phi c^2}}, \quad (6.6)$$

festzulegen. Die effektive Temperatur  $T_{eff}$  stammt aus der Anpassung des  $T_B$ -Datenpunktes mit einer Funktion des Typs 6.5. Die entsprechend berechnete Gaußfunktion zur Beschreibung der  $dN/dy$ -Verteilung findet sich als durchgezogene Linie ebenfalls in Abbildung 6.13. Wegen des großen Rapiditätsbereichs, welcher der Bestimmung des transversalen Massenspektrums zu Grunde gelegt wurde, ist die exakte Festlegung des Rapiditätswertes nicht möglich. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurde der  $dN/dy$ -Wert daher um jeweils  $+0.1$  bzw.  $-0.05$  Rapiditätseinheiten variiert. Die daraus folgenden  $dN/dy$ - und  $T_B$ -Verteilungen sind als gestrichelte Linien in den Abbildungen eingezeichnet. Es ergibt sich eine Multiplizität von  $(3.9 \pm 0.8 + 1.6 - 1.5) \times 10^{-4}$   $\phi$ -Mesonen pro Level 1 getriggerte Reaktion bei einer effektiven Temperatur von  $T_{eff} = 80 \pm 9 + 2 - 3$  MeV. Da es sich um die erste Bestimmung einer effektiven Temperatur von  $\phi$ -Mesonen bei SIS-Energien handelt, kann kein Vergleich zu anderen Ergebnissen gezogen werden. Das Verhältnis  $\phi/K^-$  wird in Abschnitt 6.6.2 diskutiert.

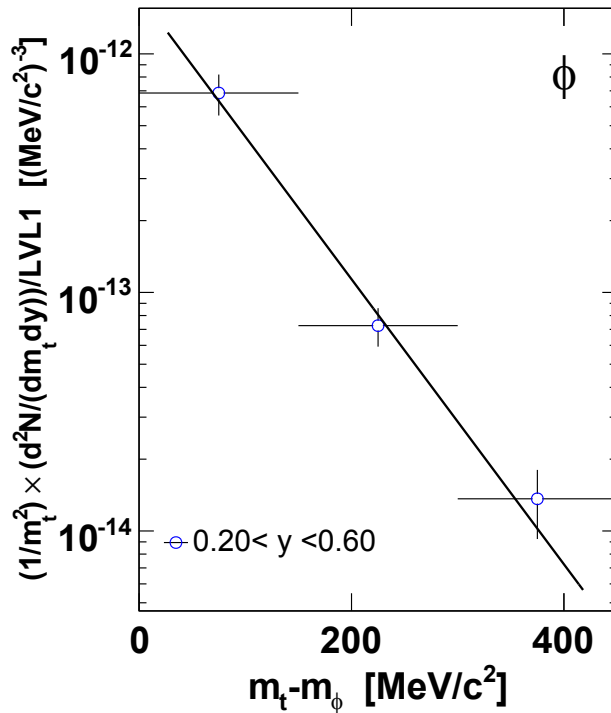


Abbildung 6.12: Transversales Massenspektrum der  $\phi$ -Mesonen im Rapiditätsbereich  $0.2 < y < 0.6$  nach Korrektur aller Effizienzen. Die Daten sind mit einer Boltzmann-Funktion entsprechend Gleichung 6.1 angepasst.

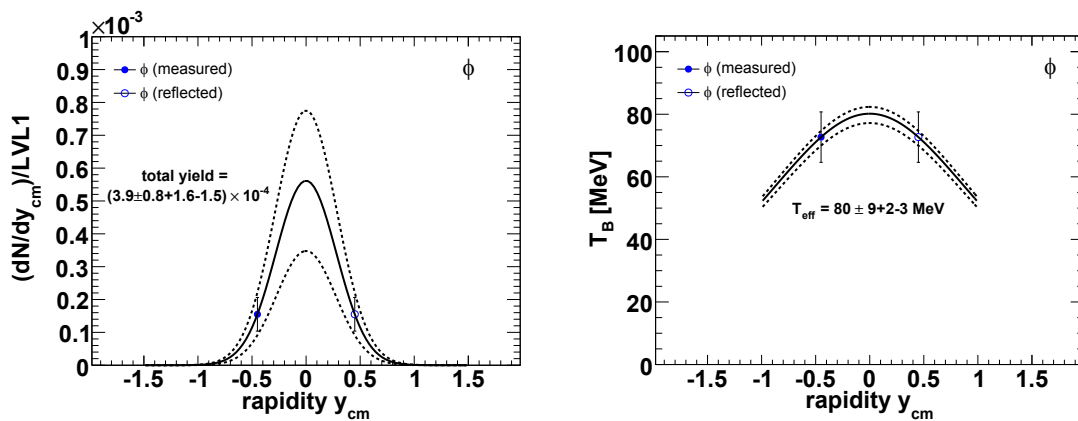


Abbildung 6.13: Die gezeigte Rapidityverteilung der  $\phi$ -Mesonen wird durch den gemessenen Datenpunkt sowie den Annahmen einer thermischen und isotropen Verteilung festgelegt. Die Breite der angepassten Gaußverteilung ist entsprechend mit Gleichung 6.6 bestimmt. Die zusätzlich eingezeichneten gestrichelten Kurven entsprechen Variationen des Datenpunktes um  $+0.1$  bzw.  $-0.05$  Rapidityeinheiten. Um die effektive Temperatur  $T_{eff}$  zu erhalten, wurde eine Funktion nach Gleichung 6.5 angepasst. Hierbei wurde ebenfalls die Symmetrie der Reaktion im Schwerpunktsystem vorausgesetzt.

## 6.6 Teilchenmultiplizitäten und Teilchenverhältnisse

Die Ergebnisse aller sieben Teilchenanalysen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die systematischen Fehler ergeben sich aus den gezeigten Variationen der Rapiditätsextrapolationen sowie den Variationen der geometrischen Schnitte zur Untergrundreduktion, wie sie in Kapitel 5 beschrieben sind.

Particle	Multiplicity/LVL1	$T_{eff}$ [MeV]
p	$22.11 \pm 0.71 \pm 1.71$	$142.5 \pm 1.6$
$\pi^-$	$3.94 \pm 0.13 \pm 0.15$	$53.0 \pm 0.1, 87.4 \pm 0.3$
$\Lambda + \Sigma^0$	$(3.93 \pm 0.14 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$95.8 \pm 0.8 + 0.3 - 0.7$
$K^+$	$(2.94 \pm 0.23) \times 10^{-2}$	$85 \pm 1$
$K_S^0$	$(1.15 \pm 0.05 + 0.04 - 0.13) \times 10^{-2}$	$92.0 \pm 0.5 + 4.1$
$K^-$	$(6.64 \pm 1.44) \times 10^{-4}$	$72.0 \pm 2.0 \pm 3.0$
$\phi$	$(3.9 \pm 0.8 + 1.6 - 1.5) \times 10^{-4}$	$80 \pm 9 + 2 - 3$
$\Sigma^{\pm,0}$	$(0.56 + 0.17 - 0.21) \times 10^{-2}$	-

Tabelle 6.1: Die effektive Temperatur  $T_{eff}$  und die Multiplizität pro analysierter Level 1 getriggelter Reaktion der gemessenen Hadronen. Zusätzlich ist die entsprechend Abschnitt 6.6.1 berechnete Multiplizität der  $\Sigma$ -Hyperonen eingetragen. Aufgeführt sind der statistische und die systematischen Fehler (1. Fehler stat., 2. Fehler syst.). Die Werte von  $K^\pm$  stammen aus [Lor08].

### 6.6.1 Seltsamkeitserhaltung und $\Sigma$ -Produktion

Aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten lässt sich entsprechend Abschnitt 1.6 der fehlende Anteil an *strangeness*, welcher auf die geladenen  $\Sigma$ -Hyperonen entfällt, bestimmen. Zusammenfassend kann man folgende Gleichung aufstellen:

$$\Sigma^+ + \Sigma^- = K^+ + 2 \cdot K_S^0 - (\Lambda + \Sigma^0) - 3 \cdot K^- \quad (6.7)$$

$$\implies \Sigma^+ + \Sigma^- = (1.11 + 0.34 - 0.42) \times 10^{-2} \quad (6.8)$$

Die statistischen und systematischen Fehler ergeben sich jeweils aus der quadratischen Fehlerfortpflanzung der Einzelfehler. Aus dem berechneten Wert lässt sich schließen, dass  $\Sigma$ -Hyperonen relativ zu den  $\Lambda$ -Hyperonen seltener produziert werden.

Auf Grund der geringen Massendifferenz zwischen den  $\Sigma$ -Hyperonen kann angenommen werden, dass diese etwa gleich häufig produziert werden. Dementsprechend gilt  $\Sigma^+ \approx \Sigma^- \approx \Sigma^0$ , womit aus den zuvor bestimmten Multiplizitäten das Verhältnis aus  $\Lambda$  und  $\Sigma^{\pm,0}$  berechnet werden kann. Dieses ergibt sich mit  $\Sigma^{\pm,0} \approx \frac{1}{3}(\Sigma^+ + \Sigma^0 + \Sigma^-)$  zu:

$$\frac{\Lambda}{\Sigma^{\pm,0}} = \frac{2(\Lambda + \Sigma^0)}{\Sigma^+ + \Sigma^-} - 1 = 6.1 + 2.2 - 2.7 \quad (6.9)$$

Die Werte des Teilchenverhältnisses können innerhalb der Fehler im Bereich zwischen  $\Lambda \approx 3.5\Sigma^{\pm,0}$  und  $\Lambda \gg \Sigma^{\pm,0}$  liegen. Als Grenzwert wird bei hohen Energien weit über den Produktionsschwellen ein  $\Lambda$  zu  $\Sigma^{\pm,0}$  Verhältnis von ca. 2.3 erreicht [Wro85], was durch die Massendifferenz von  $\Lambda$  und  $\Sigma^{\pm,0}$

von ca.  $80 \text{ MeV}/c^2$  erklärt werden kann. Dieser Wert liegt nahe der unteren Grenze der angegebenen Fehler. Sehr viel wahrscheinlicher ist es jedoch, dass bei der verwendeten Energie nahe der Produktionsschwelle mehr  $\Lambda$ -Hyperonen als  $\Sigma^{\pm,0}$  erzeugt werden, was durch obiges Ergebnis gestützt wird.

Selbst unter Annahme des größtmöglichen Fehlers bleibt ein nicht unerheblicher Teil an  $\Sigma$ -Hyperonen übrig. Mit  $-0.01 \text{ AGeV}$  Energiedifferenz im Schwerpunktsystem werden die Teilchen im Prozess  $NN \rightarrow \Sigma^{\pm,0} K^+ N$  knapp unterhalb der Nukleon-Nukleon Schwelle produziert. Obiges Ergebnis stellt somit die erste Beobachtung von  $\Sigma$ -Hyperonen unterhalb der elementaren Produktionsschwelle dar.

Ergebnisse der FOPI Kollaboration [Mer07] aus der Analyse von zentralen Ni+Ni Reaktionen bei  $1.93 \text{ AGeV}$  ergeben eine  $\Sigma^+ + \Sigma^-$  Produktion knapp oberhalb der NN-Schwelle von  $(0.7 \pm 0.8 + 3.2 - 1.7) \times 10^{-2}$ . Innerhalb der Fehler ist dieses  $\Lambda$  zu  $\Sigma^{\pm,0}$  Verhältnis sowohl knapp mit dem vorgestellten Resultat der Analyse verträglich, als auch damit, dass keine  $\Sigma$ -Hyperonen produziert werden.

## 6.6.2 Das Verhältnis $\phi/K^-$

Aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten berechnet sich das Verhältnis  $\phi/K^-$  zu

$$\frac{\phi}{K^-} = 0.59 + 0.30 - 0.29. \quad (6.10)$$

Mit einem Verzweigungsverhältnis des Kanals  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  von 0.492 ergibt sich demnach ein Anteil zwischen 14-43 % der  $K^-$ -Mesonen, welche aus dem  $\phi$ -Zerfall stammen. Die theoretische Obergrenze des Verhältnisses liegt bei 2.03. Dies entspricht dem Fall, dass alle  $K^-$ -Mesonen (Anteil 100 %) aus dem Zerfall des  $\phi$  stammen. Bei ultra-relativistischen Energien beträgt dieser Anteil hingegen lediglich ca. 5-10 %, unabhängig von der Stoßzentralität [Höh03].

Bei dem einzigen bisher veröffentlichten Ergebnis bei SIS-Energien der FOPI-Kollaboration wird ein Verhältnis von  $(0.44 \pm 0.16 \pm 0.22)$  bei einer angenommenen effektiven Temperatur von  $T = 130 \text{ MeV}$  und  $(1.7 \pm 0.6 \pm 0.85)$  bei  $T = 70 \text{ MeV}$  [Man03] ermittelt. Neuere Ergebnisse deuten auf ein sehr viel kleineres Verhältnis hin [Lop07], wobei diese Ergebnisse bisher vorläufiger Natur sind.

Abbildung 6.14 zeigt Teilchenmultiplizitäten als Funktion der Strahlenergie, welche mit dem Transportmodell HSD<sup>1</sup> berechnet wurden [Cas00] [Cas01]. Bei kinetischen Energien oberhalb von einigen AGeV ist das Verhältnis  $\phi/K^-$  wie bereits beschrieben relativ konstant bei  $\approx 0.1 - 0.2$ . Im Bereich von SIS-Energien zeichnet sich jedoch eine starke Verschiebung zu größeren Verhältnissen ab, wobei im Bereich zwischen 1 und 2 AGeV sogar mehr  $\phi$ -Mesonen als  $K^-$ -Mesonen vorausgesagt werden. Die Tendenz steht in qualitativer Übereinstimmung mit dem vorgestellten Ergebnis.

Die bisher angenommene Dominanz zur Produktion von  $K^-$ -Mesonen des so genannten *strangeness-exchange* Kanals  $K^- N \rightleftharpoons \pi Y$  (mit  $Y = \text{Hyperon}$ ) wird durch einen hohen Anteil von  $K^-$ -Mesonen, welche aus dem Zerfall des  $\phi$ -Mesons stammen, relativiert. Auf Grund der limitierten Statistik an  $\phi$ -Mesonen und der daraus folgenden Fehler ist eine präzise Aussage diesbezüglich bisher jedoch nicht möglich. Es sollten daher mit den zukünftigen Verbesserungen am HADES Spektrometer weitere Messungen zur  $\phi$ -Produktion durchgeführt werden.

---

<sup>1</sup>Hadron String Dynamics

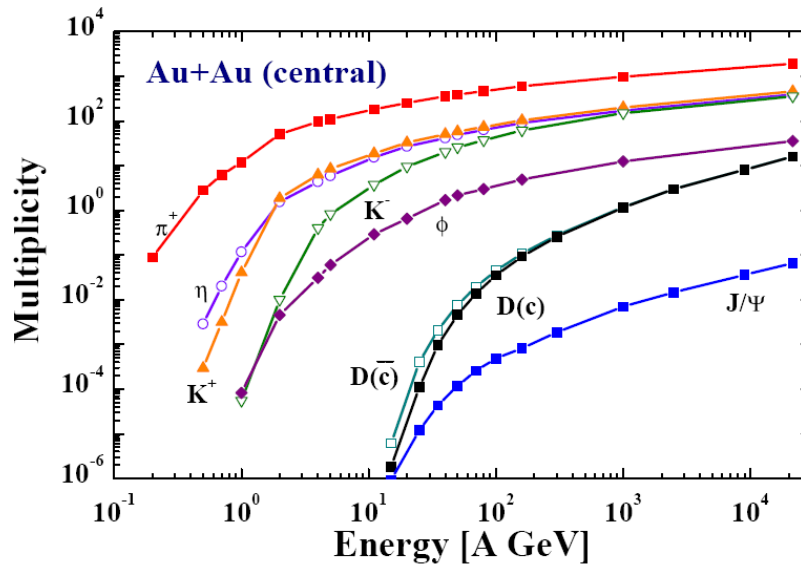


Abbildung 6.14: Teilchenmultiplizitäten aus dem Transportmodell HSD für zentrale Au+Au-Reaktionen als Funktion der Strahlenergie [Cas01].

### 6.6.3 Teilchenverhältnisse und Vergleich der Daten mit dem statistischen Modell

Teilchenverhältnisse bieten die bisher beste Möglichkeit die Konditionen bezüglich der Temperatur  $T$  und des Baryon chemisches Potenzial  $\mu_B$  von hadronischer Materie zum Zeitpunkt des ausfrierens nach einer relativistischen Schwerionenkollision zu bestimmen. Mehrere Effekte, welche die Impulsspektren der einzelnen Teilchen beeinflussen, heben sich bei einer solchen Bildung von Teilchenverhältnissen auf [Cle99b].

Statistische Modelle sind in der Lage Anzahlverhältnisse von Teilchen, welche in relativistischen  $p + p$  und  $A + A$  Kollisionen erzeugt wurden, zu beschreiben [Bra03]. Bei ultra-relativistischen Energien und/oder hoher Teilchenmultiplizität können die Systeme als großkanonische Ensembles beschrieben werden. Dies bedeutet, dass die Erhaltung von Quantenzahlen wie Baryonenzahl oder Seltsamkeit nur im Mittel erhalten werden muss. Die Beschreibung des großkanonische Ensembles erfolgt ausschließlich über die Temperatur  $T$  und das Baryon chemische Potenzial  $\mu_B$ , wobei letzteres die Erhaltungssätze ersetzt.

Bei kleinen Systemgrößen und Teilchenmultiplizitäten, wie es bei SIS Energien der Fall ist, kommt es zu Einschränkungen des zugänglichen Phasenraums. Die Beschreibung über ein großkanonische Ensemble ist nicht mehr adäquat, da die Quantenzahlen, wie die Seltsamkeit, lokal und für jede Reaktion erhalten werden müssen [Cle99a] [Tou02]. Es muss daher auf eine kanonische Beschreibung zurückgegriffen werden. Der Übergang vom großkanonische zum kanonischen Ensemble kann durch einen sogenannten kanonischen Unterdrückungsfaktor  $F_S$  ausgedrückt werden. Dieser bestimmt sich für einfach seltsame Hadronen zu

$$F_S = \frac{I_1(x_1)}{I_0(x_1)}, \quad (6.11)$$

wobei  $I_0(x_1)$  und  $I_1(x_1)$  modifizierte Bessel-Funktionen sind und  $x_1$  proportional zum Systemvolumen ist. Für Teilchen mit Seltsamkeit zwei und drei müssen entsprechend Bessel-Funktionen höherer Ord-

nung verwendet werden. Der kanonische Unterdrückungsfaktor  $F_S$  ist als Funktion der Systemgröße in Abbildung 6.15 aufgetragen. Bei SPS und AGS Energien ist die kanonische Unterdrückung nahezu vernachlässigbar, da das großkanonische Limit bei  $x \rightarrow \infty$  erreicht wird. Hingegen werden bei SIS Energien sehr kleine Werte von  $F_S$  und somit eine starke Unterdrückung erreicht.

In Abbildung 6.16 sind in der  $T - \mu_B$ -Ebene Rechnungen mit dem statistischen Modell nach Redlich aufgezeigt. Die experimentell bestimmten Teilchenzahlverhältnisse sind als Linien wiedergegeben. Sowohl bei Ni+Ni-Reaktionen (1.8 AGeV) als auch bei hier vorgestellten Daten aus Ar+KCl-Reaktionen (1.756 AGeV) zeigt sich, dass sich die Teilchenzahlverhältnisse mit einem Parametersatz  $T \approx 70 \text{ MeV}$  und  $\mu_B \approx 750 \text{ MeV}$  beschreiben lassen, wobei das Verhältnis  $\phi/K^-$  am unteren Ende des Fehlerbereichs liegen muss. Die Ausnahme bildet bisher das Verhältnis  $\eta/\pi^0$ .

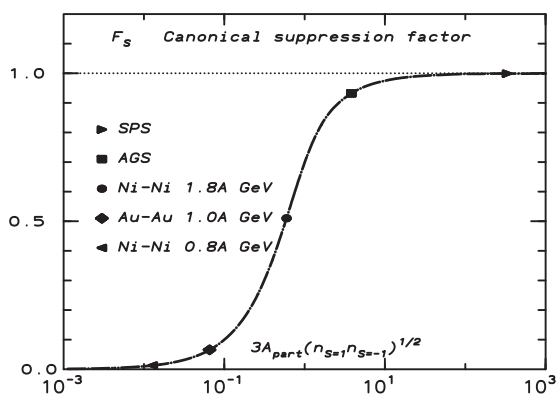


Abbildung 6.15: Kanonischer Unterdrückungsfaktor  $F_S$  als Funktion der Systemgröße [Bra03].

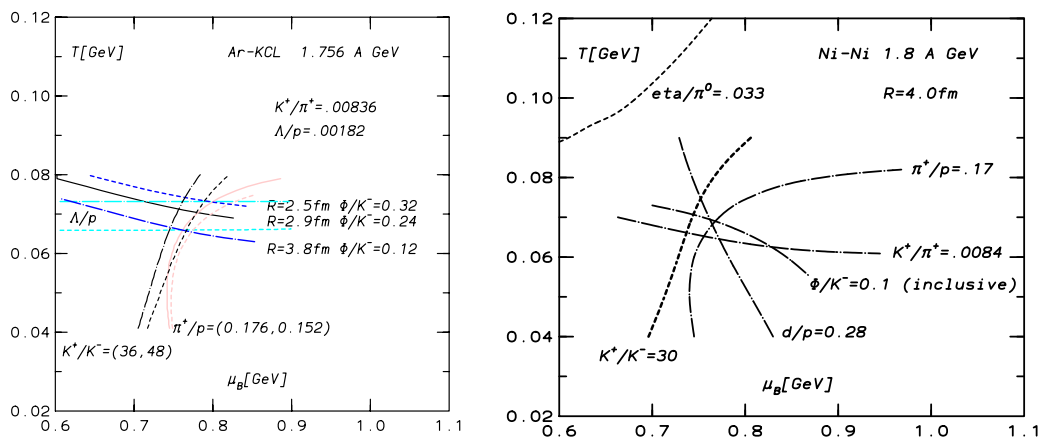


Abbildung 6.16: Rechnungen mit dem statistischen Modell nach Redlich. Linien von konstanten Teilchenzahlverhältnissen, welche aus Messungen der Systeme Ar+KCl bei 1.756 AGeV (links) und Ni+Ni bei 1.8 AGeV (rechts) stammen, sind in der  $T - \mu_B$ -Ebene eingezeichnet [Red08] [Bra03]. Das Teilchenzahlverhältnis  $\phi/K^-$  wurde für drei verschiedene strangeness-Korrelationsradien  $R$  berechnet. (Die verwendeten Teilchenzahlverhältnisse weichen um ca. 10% von den gemessene Werten ab.)



## 6.7 Zusammenfassung und Ausblick

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit konnte unter anderem aufgezeigt werden, dass das HADES Spektrometer ausgezeichnete Möglichkeiten zur Identifikation und Analyse von Hadronen in bisher nicht erreichter Vollständigkeit bei SIS Energien bietet. Im Folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse, die in dieser Arbeit erzielt wurden, aufgelistet:

- Die Energieverlustinformation der Vieldrahtdriftkammern (MDC) kann sowohl zur Teilchenidentifikation als auch zur Unterdrückung von Untergrund bei den geladenen Kaonen verwendet werden.
- $K^+$ -Mesonen können mit einem Signal zu Untergrundverhältnis (S/B) von bis zu 7.6 und  $K^-$ -Mesonen mit einem Verhältnis von bis zu 1.3 nachgewiesen werden. Insgesamt wurden in einer Analyse [Lor08] ca. 250000  $K^+$ - und ca. 6000  $K^-$ -Mesonen rekonstruiert.
- Durch die Verbesserungen der Positionsbestimmung aller Detektoren wurde die Impulsauflösung und die Vertexpauflösung stark verbessert. Dies ermöglichte es, die sogenannten *off*-Vertex Zerfälle von  $\Lambda$  und  $K_S^0$  zu rekonstruieren.
- Es wurden ca. 145000  $\Lambda$ -Hyperonen mit einem (S/B)-Verhältnis von 0.3 und mehr als 50000  $K_S^0$ -Mesonen mit einem (S/B)-Verhältnis von 1.04 rekonstruiert.
- Mit der Messung der  $\phi$ -Mesonen weit unterhalb der NN-Produktionsschwelle konnte die bisher zugängliche Statistik in diesem Energiebereich um mehr als einen Faktor sieben übertroffen werden.
- Das ermittelte  $\phi/K^-$ -Verhältnis ist mit  $0.59 + 0.30 - 0.29$  weit größer als bei ultra-relativistischen Energien, steht jedoch in qualitativer Übereinstimmung mit Transportmodellrechnungen.
- Aus der Gesamtheit der rekonstruierten Teilchen mit *strangeness*-Inhalt wurde auf die Produktion der  $\Sigma$ -Hyperonen geschlossen. Innerhalb der Fehler liegt deren Anteil bei mindestens 12% der  $\Lambda$ -Multiplizität.
- Die Teilchenmultiplizitätsverhältnisse wurden mit einem statistischen Modell verglichen. Daraus konnten die gemeinsamen Ausfrierparameter  $T$  und  $\mu_B$  bestimmt werden.

Mit den zukünftigen Erweiterungen des Experiments, dem Austausch des TOFINO Detektors durch hochauflösende RPCs sowie dem DAQ-Upgrade, erweitern sich in Verbindung mit dem bereits installierten Vorwärtshodoskop (FWH) die Möglichkeiten des Spektrometers noch einmal beträchtlich. Neben der dann fast vollständigen Abdeckung des Phasenraums für geladene Kaonen können diese auch mit einer besseren Effizienz identifiziert werden. Darüber hinaus wird es mit dem FWH möglich sein die Reaktionsebene zu ermitteln, was für die Untersuchung von Flusseffekten notwendig ist. Mit der geplanten ca. fünf mal schnelleren Datenverarbeitung [Tra08] wird es in naher Zukunft möglich

sein, selbst seltene Zerfälle und Teilchensorten differentiell zu untersuchen. Zu dem bereits in dieser Arbeit vorgestellten  $\phi$ -Meson ist es von Interesse auch das sogenannte Kaskaden-Teilchen  $\Xi^-$  sowie die Resonanz  $\Sigma(1385)$  in den Kanälen

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^- \quad (6.12)$$

$$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda\pi \quad (6.13)$$

zu rekonstruieren. Erste viel versprechende Ergebnisse diesbezüglich sind in Abbildung 6.17 aufgezeigt. Sie konnten mit einer modifizierten Analyse und den vorhandenen Daten erzielt werden [Kot08].

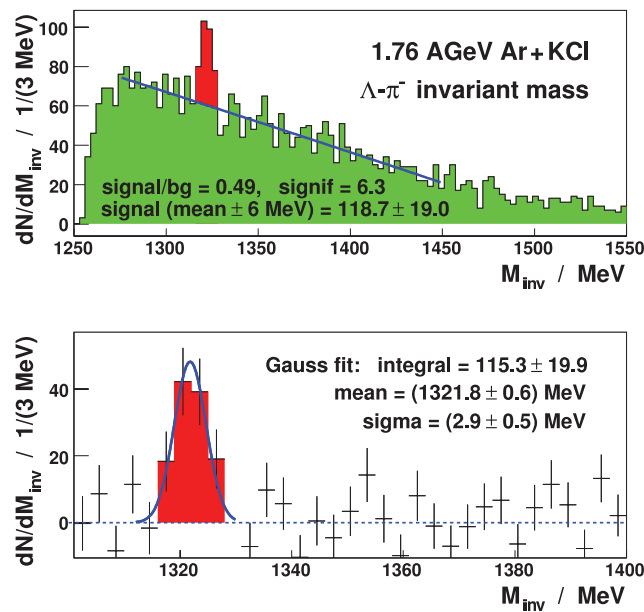


Abbildung 6.17: Vorläufiges  $\Lambda\pi^-$ -invariantes Massenspektrum [Kot08]. Ein  $\Xi^-$ -Signal ist nach Abzug des Untergrundes zu erkennen.

Ein neues Feld der Teilchen- und Kernphysik hat sich mit der Suche nach sogenannten *kaonischen Clustern* aufgetan [AY02]. Hierbei handelt es sich um einen Verbund aus einem  $K^-$ -Meson und einem leichten Kern. Das attraktive Kaon-Nukleon Potenzial sorgt für einen gebundenen Zustand, wobei eine starke Abnahme des Kernradius vorausgesagt wird. Ein Experimentvorschlag zur Untersuchung eines dieser Zustände mit dem FOPI Spektrometer wurde bereits eingereicht [GSI07]. Mit dem kürzlich gemessenen Stoßsystem  $pp$  bei 3.5 AGeV mit dem HADES Spektrometer stehen jedoch jetzt schon Daten mit hoher Statistik zur Verfügung, welche diesbezüglich untersucht werden sollen.





## Anhang A

# Abstandsbestimmung der äußeren Driftkammern

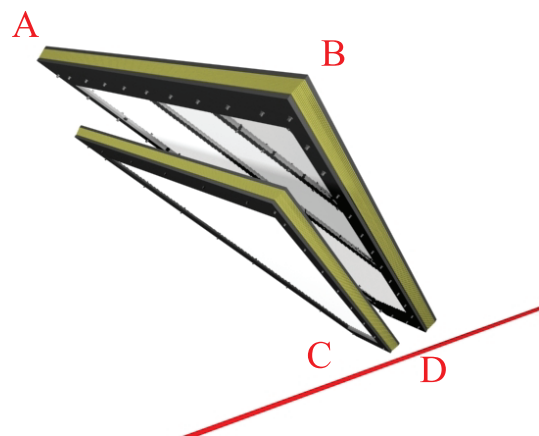
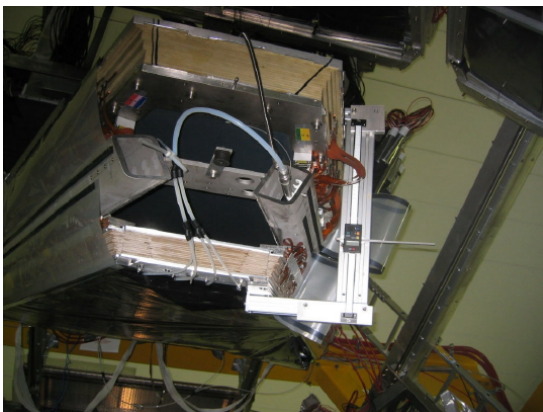


Abbildung A.1: Die mechanische Vermessung des Abstandes zwischen den äußeren beiden Driftkammerebenen wurde mit der im linken Bild gezeigten, speziell konstruierten Vorrichtung durchgeführt. Die Vorrichtung wird passgenau am Aluminiumrahmen der MDCs festgeschraubt. Der lotrechte Relativabstand zwischen den Stesalitplatten wird durch eine bewegliche Stahl-nadel, die an einem Digitallineal angebracht ist, gemessen. Die Anordnung der vier gewählten Meßpunkte A, B, C und D ist im rechten Bild verdeutlicht.

Zur Überprüfung der Positionsbestimmung der äußeren Driftkammern wurde eine spezielle Meßapparatur konstruiert [Sch06b]. Das Meßverfahren sieht vor, die Abstände der Stesalitplatten zwischen den MDC Ebenen III und IV zu bestimmen. Hierzu kann die Apparatur, wie in Abbildung A.1 aufgezeigt, an die Aluminiumrahmen der beiden äußeren MDCs befestigt werden, wobei jeweils auf eine lotrechte Anbringung geachtet wird. An ein frei verstellbares Digitallineal ist eine Stahl-nadel angebracht, welche jeweils die Ober- bzw. Unterseite einer Stesalitplatte anfahren kann. Das Lineal hat eine intrinsische Meßgenauigkeit von ca.  $100\mu m$ .

Durch die Konstruktionszeichnungen und das Herstellungsverfahren sind die Abstände der Stesalit-

platten auf ca.  $100\ \mu\text{m}$  genau bekannt. Aus den Daten lassen sich die lotrechten Abstände zwischen den Mittelebenen der MDCs, welche auch zur Positionsbestimmung mittels Teilchenspuren verwendet werden, an den vier Ecken berechnen. Die Genauigkeit des Meßverfahrens wird durch Vergleich von mehreren Meßreihen auf ca.  $500\ \mu\text{m}$  abgeschätzt.

Die Ergebnisse von zwei Meßreihen sind in Tabelle A.1 zusammengefasst und können mit Werten aus der Prozedur zur Positionsbestimmung verglichen werden. Es ergeben sich auf eine mittlere Gesamtstrecke von ca.  $300\text{mm}$  teils Abweichungen von mehr als einem  $\text{mm}$  zwischen den beiden Verfahren. Neueste Messungen der Stesalitplattendicken [Sch08] zeigen, dass die Einzeldicken der Driftkammern der Ebene III (Rossendorf) um mehr als  $2\text{mm}$  voneinander abweichen. Dies allein reicht aus, um die oben genannten Unterschiede zu erklären. In Kürze sollen weitere Messungen die Ursache für die verschiedenen Dicken aufklären.

## A.1 Sonderlösung der Positionsbestimmung für die Strahlzeit vom November 2002

Im November 2002 wurde die erste Produktionsstrahlzeit des HADES Experiments abseits der vorangegangenen Teststrahlzeiten durchgeführt. In der damaligen Ausbaustufe waren zwei Sektoren ohne äußere Driftkammern, zwei Sektoren mit jeweils einer dritten Ebene und die letzten beiden Sektoren waren mit vier Ebenen bereits voll bestückt. Für die Dileptonen-Datenanalyse wurden aus Konsistenzgründen daher nur die inneren Driftkammern für die Impulsrekonstruktion verwendet.

Die ursprünglich vorgesehene Methode der Positionsausrichtung der MDCs sah bei Abwesenheit der äußeren Driftkammern eine Sonderlösung vor [Pol02]. Anhand der Spursegmentrichtungen, welche für jede Driftkammer individuell bestimmt werden kann, und den berechneten Durchstoßpunkten der Teilchenspuren sollten die Driftkammern der Ebenen I und II relativ zueinander ausgerichtet werden. Wie bereits in [Pol02] und [Sch06a] beschrieben weisen die Segmentrichtungen jedoch teils starke systematische Abweichungen von der Sollrichtung auf. Die Methode der Relativausrichtung von jeweils zwei Driftkammern ist daher ebenfalls mit Systematiken behaftet. Die in Kapitel 3 beschriebene Prozedur zur Positionsausrichtung kann jedoch nicht direkt verwendet werden, da weder Photogrammetrie noch *cosmic* Daten für diese Strahlzeit aufgenommen wurden. Jedoch können die ersten aufgenommenen Photogrammetriedaten auf die Strahlzeit vom November 2002 übertragen werden, da sich die Positionen der fest verbundenen Driftkammern innerhalb der Ebenen I und II nicht geändert haben.

Um die fehlenden *cosmic*-Daten bei der Relativausrichtung der inneren Driftkammern zu ersetzen, werden die Spursegmentrichtungen herangezogen. Im Unterschied zur ursprünglichen Methode in [Pol02] werden alle Driftkammern der Ebenen I simultan relativ zur Driftkammerebene II ausgerichtet. Dies reduziert in erheblichem Maße die systematischen Abweichungen und stabilisiert die Minimierungsprozedur. Diese minimiert die Abweichungen der MDC Segmentrichtungen von der Richtung, welche aus den Einzeltreffern bestimmt wird. Die Positionsbestimmungen der äußeren Driftkammern und META Detektoren folgen der Standardmethode.

Die sektorweise rekonstruierten Targets weisen nach der Positionsbestimmung der inneren Driftkammern nur geringe relative Abweichungen auf, was zum einen die Qualität der Methode widerspiegelt, zum anderen die oben gemachte Annahme für die photogrammetrischen Daten bestätigt. Weiterhin zeigen die Massenspektren der einzelnen Sektoren ebenfalls nur geringe Verschiebungen relativ zueinander auf.

<b>DW 13.06.05</b>	<b>Sector 1</b>	<b>Sector 2</b>	<b>Sector 4</b>	<b>Sector 5</b>
<b>A</b>	299.0	298.1	<b>301.3</b>	299.1
<b>B</b>	298.6	298.6	<b>299.4</b>	300.4
<b>C</b>	302.1	299.5	<b>300.6</b>	300.2
<b>D</b>	301.0	299.6	<b>299.9</b>	299.4
<b>DW 30.06.05</b>	<b>Sector 1</b>	<b>Sector 2</b>	<b>Sector 4</b>	<b>Sector 5</b>
<b>A</b>	298.7	298.1	299.0	299.1
<b>B</b>	298.2	298.6	298.6	300.4
<b>C</b>	302.2	299.5	299.9	300.2
<b>D</b>	301.7	299.6	299.7	299.4
<b>Nov02 Align</b>	<b>Sector 1</b>	<b>Sector 2</b>	<b>Sector 4</b>	<b>Sector 5</b>
<b>A</b>	297.0	—	300.2	—
<b>B</b>	299.0	—	301.3	—
<b>C</b>	301.5	—	301.5	—
<b>D</b>	301.8	—	301.8	—
<b>Jan04 Align</b>	<b>Sector 1</b>	<b>Sector 2</b>	<b>Sector 4</b>	<b>Sector 5</b>
<b>A</b>	299.6	300.2	301.4	300.7
<b>B</b>	299.4	298.8	300.8	301.5
<b>C</b>	302.2	301.1	301.1	301.8
<b>D</b>	302.2	300.8	300.9	302.0
<b>Aug04 Align</b>	<b>Sector 1</b>	<b>Sector 2</b>	<b>Sector 4</b>	<b>Sector 5</b>
<b>A</b>	297.5	299.8	300.7	300.0
<b>B</b>	301.3	298.2	300.5	301.7
<b>C</b>	299.4	301.3	301.0	300.7
<b>D</b>	300.1	301.0	301.0	301.0
<b>Sep05 Align</b>	<b>Sector 1</b>	<b>Sector 2</b>	<b>Sector 4</b>	<b>Sector 5</b>
<b>A</b>	300.3	299.5	301.6	300.4
<b>B</b>	298.3	298.5	300.4	301.6
<b>C</b>	302.1	301.1	300.8	301.1
<b>D</b>	301.8	300.9	300.5	301.3

Tabelle A.1: Die ersten beiden Blöcke der Tabelle geben die Meßwerte der Abstände zwischen MDC III und MDC IV an den vier Eckpunkten wieder (DW). Der zweite Abschnitt zeigt die anhand der Positionsbestimmung ermittelten Abstände für verschiedene Strahlzeiten (alle Werte in mm). Zwischen der Messung am 13.06.05 und am 30.06.05 wurden die MDCs des Sektors 4 ausgetauscht.

## Anhang B

# MDC $dE/dx$ : Parameter und Effizienzen

### B.1 Parameter für die Anpassung der MDC $dE/dx$ Steigungen

par0	par1	par2	par3	par4	par5	par6	par7	par8	par9
0.4062	0.7209	-0.9499	0.5593	-0.1397	0.0182	-1.347E-03	5.747E-05	-1.317E-06	1.258E-08

Tabelle B.1: Parameter für die Anpassung der MDC  $dE/dx$  Steigungen (siehe Abbildung 4.12).



## B.2 Effizienz und Reinheit der MDC $dE/dx$ Schnitte anhand simulierter Daten

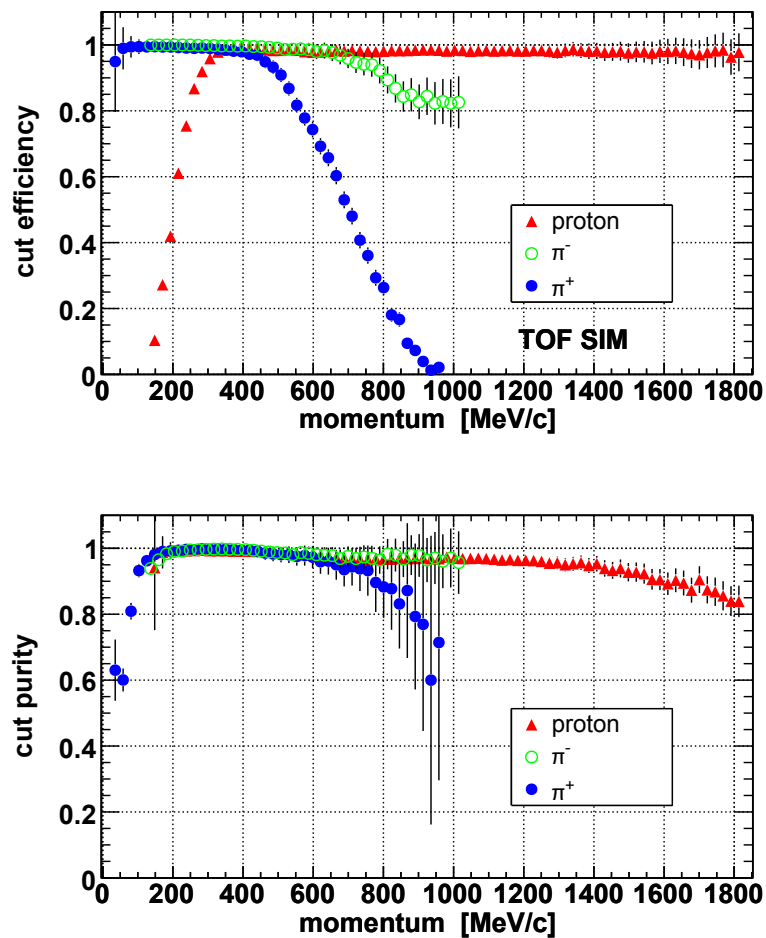


Abbildung B.1: Effizienz und Reinheit der MDC  $dE/dx$  Schnitte zur Selektion von simulierten Pionen und Protonen als Funktion des Laborimpulses im Bereich des TOF Detektors. Die verwendeten graphischen Schnitte sind in Abbildung 4.9 eingezeichnet.

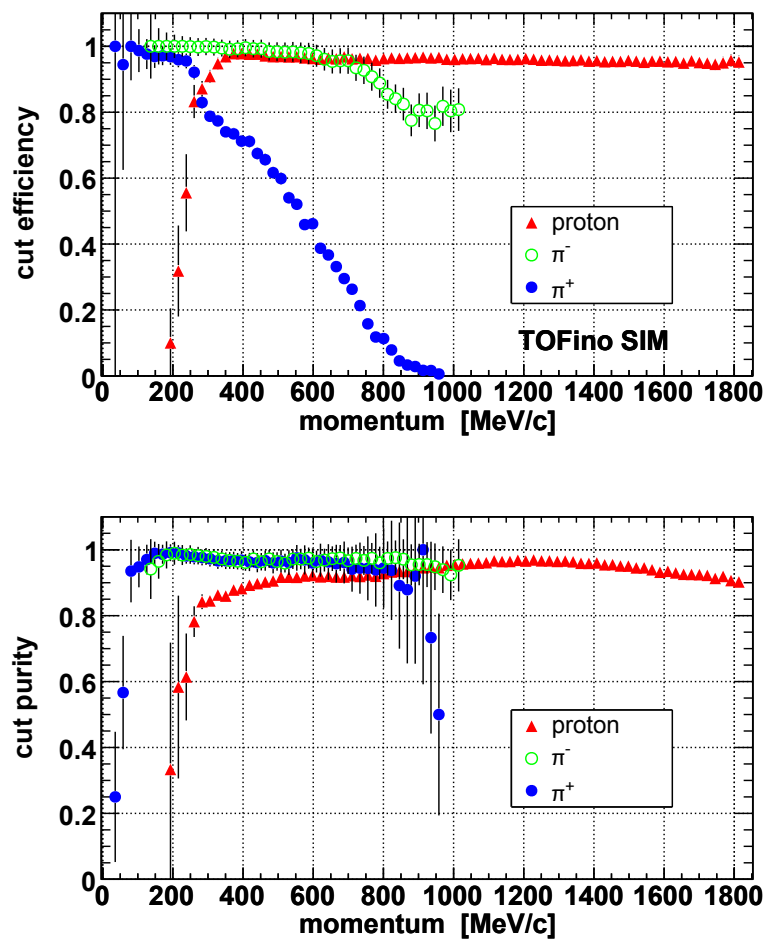


Abbildung B.2: Effizienz und Reinheit der MDC  $dE/dx$  Schnitte zur Selektion von simulierten Pionen und Protonen als Funktion des Laborimpulses im Bereich des TOFINO Detektors. Die verwendeten graphischen Schnitte sind in Abbildung 4.9 eingezeichnet.

## Anhang C

# Zusätzliche Effizienzen für die Analyse von Protonen und Pionen

Im Folgenden sind die Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienzen für Protonen und Pionen als Funktion der transversalen Masse  $m_t$  und der Rapidity  $y$  abgebildet. Die Akzeptanzmatrix der  $\pi^-$ -Mesonen beinhaltet bereits den Zerfall in die Tochterpartikel. Für die Analyse der beiden Teilchensorten wurden jeweils nur die vier Sektoren des Spektrometers mit allen vier Driftkammern herangezogen. Dies wird ebenfalls in den Akzeptanzmatrizen berücksichtigt.

Die Rekonstruktionseffizienzen geben den Anteil der Teilchenspuren wieder, welche rekonstruiert werden konnten, sowie die Effizienz der Teilchenidentifikation. Letztere basiert ausschließlich auf dem Energieverlust in den Vieldrahtdriftkammern und der Impulsmessung. Die unterschiedliche Effizienz der Teilchenidentifikation zwischen simulierten und gemessenen Daten wird in den relativen MDC Effizienzen wiedergegeben und entsprechend korrigiert.

Im Randbereich treten bei kleinen Polarwinkeln nach Anwendung aller Korrekturen Effizienzeinbrüche auf (siehe Abschnitt 5.10.1). Zur Korrektur werden die in Abbildung C.4 gezeigten Symmetrisierungsmatrizen verwendet.

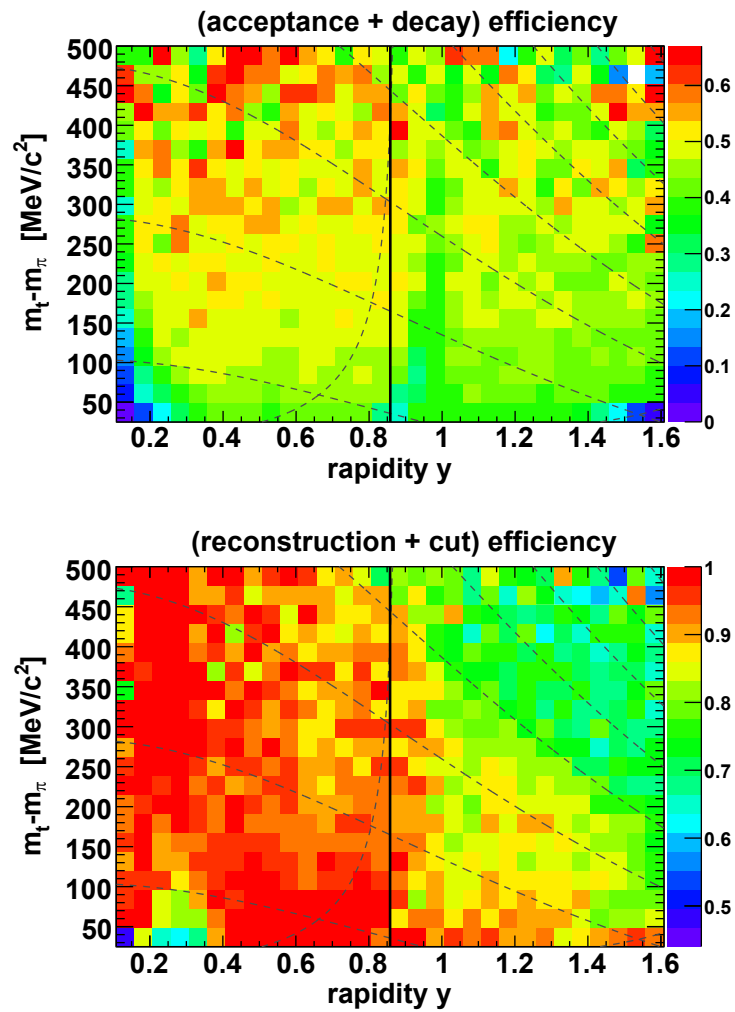


Abbildung C.1: Effizienzmatrix für die Akzeptanz und die Zerfälle der  $\pi^-$ -Mesonen (oben). Die untere Abbildung zeigt die Effizienzen der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation.

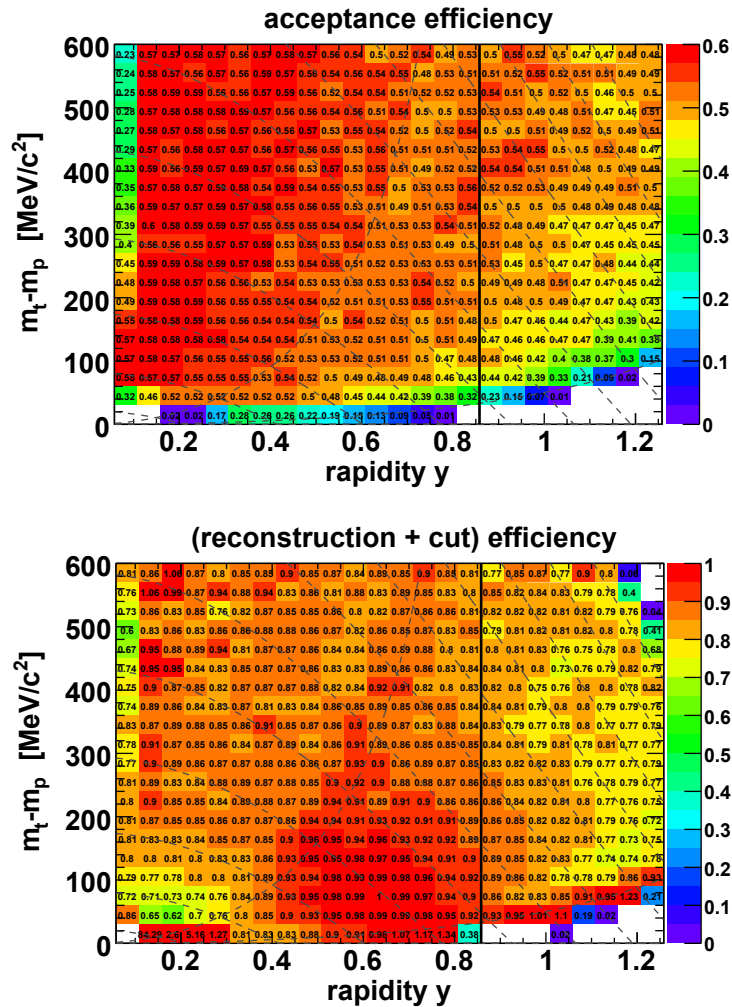


Abbildung C.2: Effizienzmatrix für die Akzeptanz im Spektrometer für Protonen (oben). Die untere Abbildung zeigt die Effizienzen der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation.

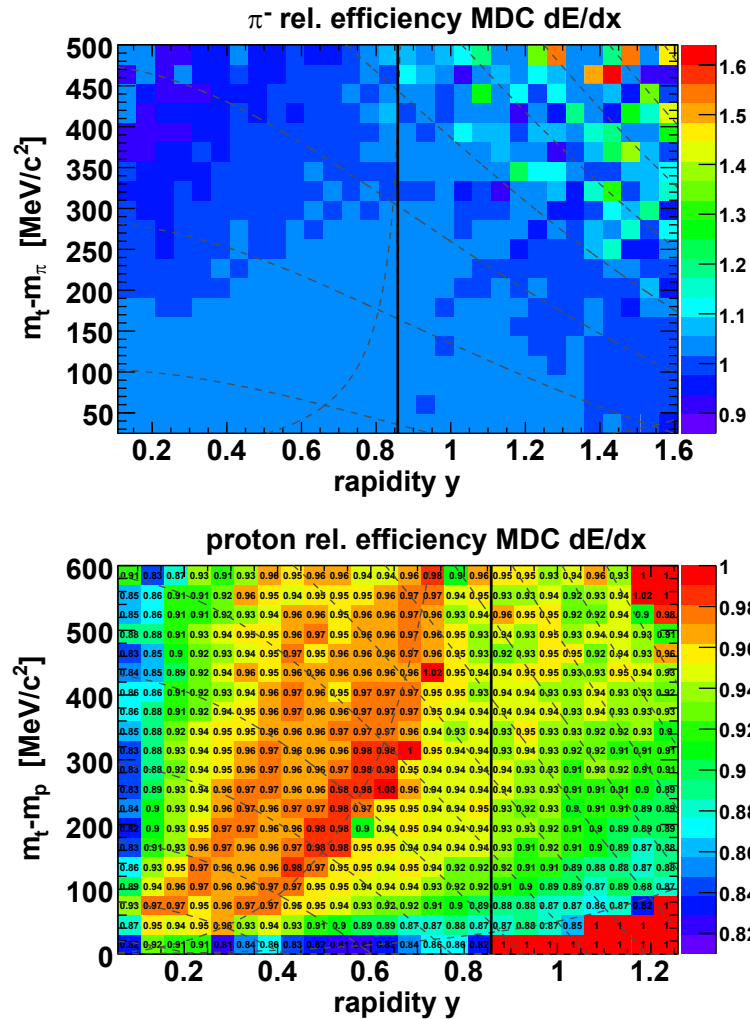


Abbildung C.3: Relative Effizienzen der MDC  $dE/dx$  Schnitte zwischen simulierten und gemessenen  $\pi^-$ -Mesonen (oben) und Protonen (unten). Gezeigt ist das Verhältnis der Schnitteffizienzen der gemessenen zu denen der simulierten Daten.

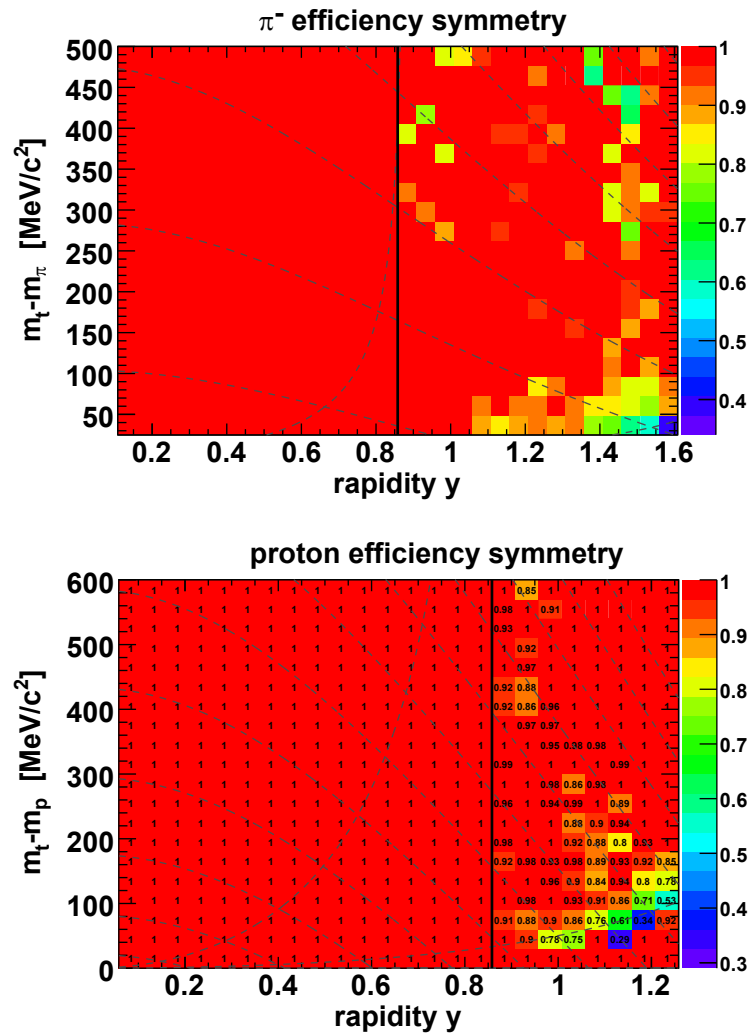


Abbildung C.4: Effizienzen zur Symmetrisierung der Rapiditätsverteilungen von  $\pi^-$ -Mesonen (oben) und Protonen (unten). Die Korrekturwerte zur Symmetrisierung sind hauptsächlich bei extrem kleinen Polarwinkeln größer als 5 %.

## Anhang D

# Armenteros-Podolanski Darstellung

Der Zweikörperzerfall eines relativistischen Teilchens unterliegt auf Grund der Impuls- und Energieerhaltung kinematischen Grenzen. Armenteros und Podolanski zeigten 1954 [PA54] erstmals eine Möglichkeit auf, ein solches Zerfallsschema ohne Kenntnis der Geschwindigkeit des Mutterteilchens durch die Einführung neuer Variablen darzustellen. Die sogenannten Armenteros-Podolanski Variablen sind dabei  $\alpha$  und  $p_t$  mit

$$\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-} \quad (\text{D.1})$$

und

$$p_t = p_t^+ = p_t^- \quad (\text{D.2})$$

Abbildung D.1 verdeutlicht die Definition der verwendeten Variablen anhand des Beispiels des  $\Lambda$ -Zerfalls in ein Proton-Pion Paar. Die Transversalimpulsbeträge der Tochterteilchen ( $p_t^+, p_t^-$ ) sind hierbei identisch und werden mit  $p_t$  abgekürzt. Der Impulsbetrag des Mutterteilchens  $P$  ist gleich der Summe der Longitudinalimpulsbeträge der Tochterteilchen  $P = p_l^+ + p_l^-$ .

Werden die neu definierten Variablen  $\alpha$  und  $p_t$  in die Energie-Impuls Gleichung für den Zerfall eingesetzt, erhält man

$$p_t^2 + \frac{1}{4(1/(Mc)^2 + 1/P^2)} \cdot (\alpha - \alpha^*)^2 = p^{*2} \quad (\text{D.3})$$

mit den Akürzungen  $p^*$  und  $\alpha^*$  für den Impuls der Tochterteilchen im Schwerpunktsystem des Mutterteilchens

$$p^* = \frac{1}{2Mc} [(Mc)^2 - (m_1c + m_2c)^2]^{\frac{1}{2}} [(Mc)^2 - (m_1c - m_2c)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.4})$$

sowie

$$\alpha^* = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2} \quad (\text{D.5})$$

Gleichung D.3 definiert für einen festen Impuls  $P$  des Mutterteilchens eine Ellipsenschar, welche nur noch von den Massen der Tochterteilchen ( $m_1, m_2$ ) und der Masse des Mutterteilchens  $M$  abhängt. Für



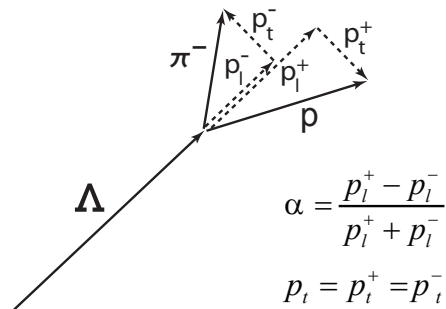


Abbildung D.1: Definition der Armenteros-Podolanski Variablen am Beispiel des Zerfalls  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ .

ultra-relativistische Energien ist der Impuls  $P$  meist wesentlich größer als die Masse  $M$  und kann damit auf  $\infty$  gesetzt werden, was den Impulsterm in Gleichung D.3 eliminiert. Für geringere Energien ist dies nicht mehr der Fall und daher muss eine Anpassung von  $P$  vorgenommen werden. Abbildung D.2 zeigt die sogenannte Armenteros-Podolanski Darstellung in den Variablen  $\alpha$  und  $p_t$  für die gemessenen Daten und die darübergelegten Theoriekurven mit einem angepassten Impuls  $P$  von 2000 MeV/c für  $\Lambda$ -Hyperonen, bzw. 1000 MeV/c für  $K_S^0$ -Mesonen. Die Armenteros-Podolanski Darstellung kann verwendet werden, um unabhängig von der invarianten Masse eine Selektion von Zerfallskandidaten vorzunehmen. Bei ungenügender Teilchenidentifikation ist immer korrelierter Untergrund von unerwünschten Resonanzen und Teilchen im invarianten Massenspektrum vorhanden. Diese können über zweidimensionale Schnitte in der Armenteros-Podolanski Darstellung entfernt werden.

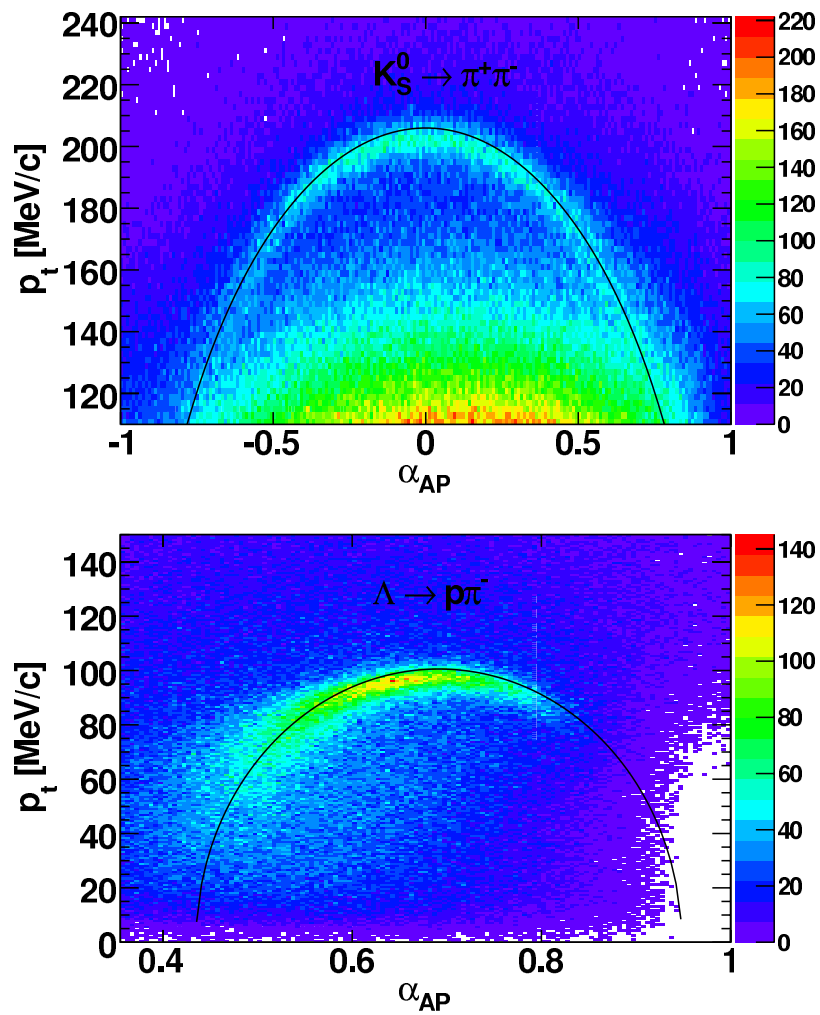


Abbildung D.2: Armenteros-Podolanski Darstellung der Zerfälle  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.756 AGeV. Die überlagerten Linien wurden entsprechend Gleichung D.3 berechnet, der freie Parameter  $P$  wurde auf  $1000 \text{ MeV}/c$  ( $K_S^0$ ) bzw. auf  $2000 \text{ MeV}/c$  ( $\Lambda$ ) gesetzt.

## Anhang E

# Analyse der $K_S^0$ -Mesonen im Bereich kleiner transversaler Massen

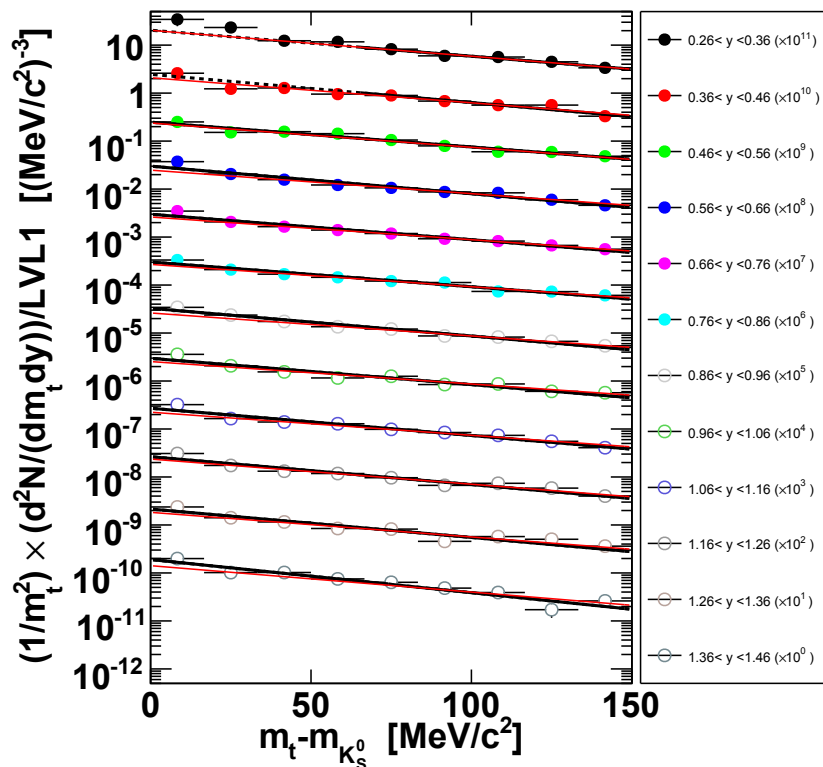


Abbildung E.1: Transversale Massenspektren der  $K_S^0$ -Mesonen im Bereich kleiner  $m_t$ -Werte. Die eingezeichneten schwarzen Linien zeigen Anpassungen mit Boltzmann-Funktionen entsprechend Gleichung 6.1. Die Anpassung erfolgte im Bereich der durchgezogenen Linien, die Extrapolation ist gestrichelt dargestellt. Die roten Linien geben die Anpassungen über den vollen  $m_t$ -Bereich von  $0 < m_t < 500 \text{ MeV}/c^2$  wieder.

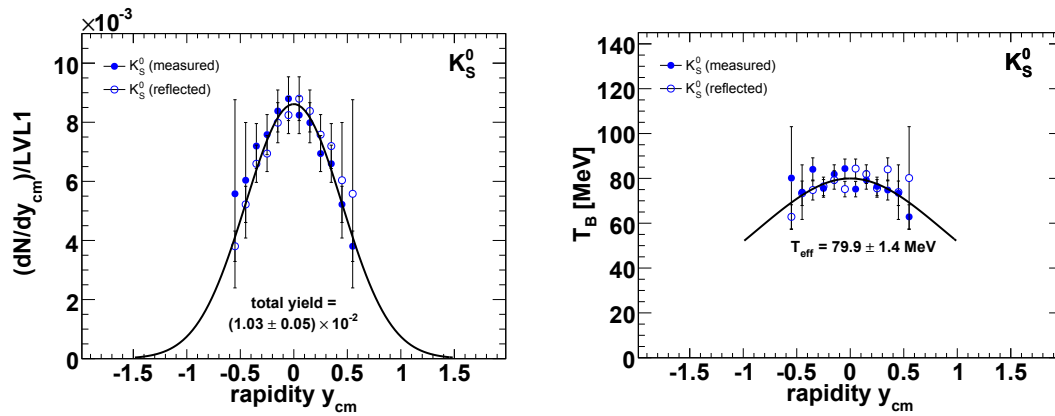


Abbildung E.2: Rapiditäts- und  $T_B$ -Verteilungen der  $K_S^0$ -Mesonen im Bereich kleiner  $m_t$ -Werte. Zur Bestimmung der Multiplizität pro Level 1 getriggert Reaktion ist die Rapiditätsverteilung mit einer Gaußfunktion angepasst. Die effektive Temperatur  $T_{eff}$  ist nach Anpassung der  $T_B$ -Verteilung mit Gleichung 6.5 bei  $y_{CM} = 0$  bestimmt.

# Literaturverzeichnis

- [Aga06] G. Agakichiev et al. Dielectron production in C-12+C-12 collisions at 2-AGeV with HADES. *Phys. Rev. Lett*, 98, 2006. i, iii
- [Aga08] G. Agakichiev et. al. In Preparation: The HADES Di-Electron Spectrometer at GSI Darmstadt. *Nuclear Instruments and Methods, A*, 2008. 10
- [AP01] G. Agakishiev and W. Pechenov. The Dubna track reconstruction manual. Interner HADES Report, Dezember 2001. 23
- [AY02] Y. Akaishi and T. Yamazaki. Nuclear  $\bar{K}$  bound states in light nuclei. *Phys. Rev. C*, 65, 2002. 156
- [Bal04] A. Balanda et al. The HADES Pre-Shower detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A531:445–458, 2004. 17, 107
- [Bas97] S. Bass. *Eigenschaften heisser dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1997. 2
- [Blo02] V. Blobel et al. A new method for the high-precision alignment of track detectors. *Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, DESY*, 2002. 28
- [Bok02] H. Bokemeyer et al. Development of low-mass drift chambers for the HADES spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A 477:397–400, 2002. 62
- [BR91] G. E. Brown and M. Rho. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2720, 1991. 3
- [Bra96] P. Braun-Munzinger, J. Stachel. Probing the phase boundary between hadronic matter and the quark-gluon plasma in relativistic heavy ion collisions. *Nucl. Phys. A*, 606:320–328, 1996. 3
- [Bra03] P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003. 153, 154
- [Bre99] Thomas Bretz. Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999. 18, 36
- [Bro84] R. Brockmann, J.W. Harris, A. Sandoval, R. Stock and H. Ströbele. Pion and Proton Temperatures in Relativistic Heavy-Ion Reactions. *Phys. Rev. Lett*, 53(21), 1984. 139

- [Bro94] G. E. Brown, Chang-Hwan-Lee, Mannque Rho and Vesteinn Thorsson. From kaon-nuclear interactions to kaon condensation. *Nuclear Physics A*, 567:937–956, 1994. 5
- [Cas00] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya and S. Juchem. Excitation functions of hadronic observables from SIS to RHIC energies. *Nuclear Physics A*, 674:249–276, 2000. 152
- [Cas01] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya and A. Sibirtsev. Open charm production in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Nuclear Physics A*, 691:753–778, 2001. 152, 153
- [Cea00] P. Crochet et al. Sideward flow of  $K^+$  mesons in Ru+Ru and Ni+Ni reactions near threshold. *Physics Letters B*, 486:6–12, 2000. 5
- [Cle99a] J. Cleymans, H. Oeschler and K. Redlich. Influence of impact parameter on thermal description of relativistic heavy ion collisions at (1-2)A GeV. *Phys. Rev. C*, 59, 1999. 153
- [Cle99b] J. Cleymans, H. Oeschler and K. Redlich. Particle ratios at SPS, AGS and SIS. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 25:281–285, 1999. 153
- [col94] HADES collaboration. HADES - Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer. Proposal, 1994. 27
- [Día03] D.G. Díaz. Preliminary result for an RPC prototype in HADES. Vortrag, Kollaborationstreffen XII, GSI, Darmstadt, Mai 2003. 16
- [DWD07] Deutscher Wetterdienst. Deutscher Wetterdienst; <http://www.dwd.de>, 2007. 93
- [Emb07] How does the HADES track embedding work? <http://www-hades.gsi.de/> (wiki-page), 2007. Internetangebot der HADES Kollaboration in Darmstadt. 108
- [För07] 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. *Physical Review, C* 75, 2007. 7, 142
- [Gar98] C. Garabatos et al. Optimisation of low-mass drift chambers for HADES. *Nucl. Instrum. Meth.*, A 412:38–46, 1998. 62
- [Gea04] GEANT. Detector Description and Simulation Tool; <http://consult.cern.ch/writeup/geant/>; Online User Guide, 2004. 102
- [GSI07] Search for kaonic nuclear cluster  $K^-pp$  in the  $p + p \rightarrow K^+ + K^-pp \rightarrow K^+ + p + \Lambda$  reaction with FOPI. GSI proposal, 2007. 156
- [Hag02] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Physical Review, D* 66, 2002. 65
- [Har03] C. Hartnack, H. Oeschler and J. Aichelin. What determines the  $K^-$  multiplicity at energies around 1-2 AGeV? *Phys. Rev. Lett*, 90, 2003. 2, 5
- [Har06] Ch. Hartnack et al. Hadronic Matter is Soft. *Phys. Rev. Lett*, 96, 2006. 5, 7
- [Har07] Ch. Hartnack et al. On the hadronic equation of state. *Int. Journal of Modern Physics, E* 16(3), 2007. 7
- [HGe04] HGEANT. HADES Simulation Package; <http://www-hades.gsi.de/>; 2004. 102

- [Höh03] C. Höhne. *System-Size Dependence of Strangeness Production in Heavy-Ion Collisions at 158 AGeV*. Dissertation, Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg, 2003. 152
- [HYD04] HYDRA. HYDRA - HADES analysis package; <http://www-hades.gsi.de/>;, 2004. 83
- [Ier02] A. Ierusalimov. New version of Dubna Track Fitter. Interner HADES Report, Juni 2002. 22
- [Ier03] A. Ierusalimov. Status on DUBNA track fitter. Interner HADES Report, Mai 2003. 22
- [Jur08] M. Jurkovic. Dissertation in Vorbereitung, Physik Department E12, Technische Universität München, Garching, Germany, 2008. 4
- [Kag03] M. A. Kagarlis. Pluto++. *GSI Report*, 2000-2003. 102
- [Kan06] K. Kanaki. *Study of  $\Lambda$  hyperon production in C+C collisions at 2 AGeV beam energy with the HADES spectrometer*. Dissertation, Institut für Kern- und Teilchenphysik, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, Universität Dresden, 2006. i, iii, 9
- [Kli05] R. Kliemt. Photometrical alignment for HADES. *GSI Summer Students Program 2005*, 2005. 32
- [Käm02] B. Kämpfer, R. Kotte, C. Hartnack and J. Aichelin.  $\phi$  puzzle in heavy-ion collisions at 2 AGeV: how many  $K^-$  from  $\phi$  decays? *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28, 2002. 8
- [KN86] D.B. Kaplan and A.E. Nelson. Strange goings on in dense nucleonic matter. *Physics Letters B*, 175:57–63, 1986. 5
- [Kön06] I. König. Status of Runge Kutta tracking in HYDRA. *Internal report, HADES*, 2006. 26
- [Kot08] Roland Kotte, Private Mitteilung, 2008. 156
- [Kri06] F. Krizek. Trigger behaviour studies. *Internal Report, HADES*, 2006. 84, 136
- [Kri08] F. Krizek. Dissertation in Vorbereitung, Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of Czech Republic, Rez, Czech Republic, 2008. 4
- [Lan08] S. Lang. *Analyse der Elektronpaarproduktion im Stoßsystem Ar+KCl bei 1.756 AGeV*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 4, 63, 87, 129
- [Lau99] F. Laue et al. Medium effects in kaon and anti-kaon production in nuclear collisions at sub-threshold beam energies. *Phys. Rev. Lett*, 82:1640–1643, 1999. 5
- [Lop07] X. Lopez. Strangeness Production at SIS Energies. Contribution, Int. Conference on Strangeness in Quark Matter, 2007. 8, 130, 152
- [Lor08] M. Lorenz. Produktion geladener Kaonen in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 8, 80, 108, 109, 110, 134, 142, 143, 144, 151, 155
- [Man03] A. Mangiarotti et al. Sub-threshold  $\phi$ -meson yield in central  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  collisions. *Nucl. Phys. A*, 714, 2003. ii, iv, 8, 130, 152
-

- [Mar05] J. Markert. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 13, 22, 61, 72, 74, 86, 107
- [Mat03] Mathematica 5.0 user manual, 2003. 43, 52
- [Mer07] M. Merschmeyer et al.  $K_S^0$  and  $\Lambda$  production in Ni + Ni collisions near threshold. *Phys. Rev. C*, 76, 2007. 145, 152
- [Min00] MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, 2000. 135
- [PA54] J. Podolanski and R. Armenteros. Analysis of V-Events. *Philosophical Magazine*, 45, 1954. 170
- [Pac03] Y. Pachmayer. Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2003. 40
- [Pac08] Y. Pachmayer. *Studium der Dielektronen Produktion in C+C Kollisionen bei 1.0 AGeV*. Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 10
- [Par06] Particle physics booklet. <http://pdg.lbl.gov/>, 2006. 8
- [Pho03] Photomodeler 5 pro user manual, 2003. 31, 34
- [Pie05] J. Pietraszko et al. Start detector test. *Internal report, HADES*, 2005. 18
- [Pie07] Jerzy Pietraszko, Private Mitteilung, 2007. 90
- [Plu04] PLUTO. Pluto++, A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics; <http://www-hades.gsi.de/>; 2004. 102
- [Pol02] H. A. Pol. *On the Multiwire Drift Chambers alignment of the HADES dilepton spectrometer*. Dissertation, Univ. Santiago de Compostela, 2002. 28, 160
- [Rea07] W. Reisdorf et al. Systematics of pion emission in heavy ion collisions in the 1 AGeV regime. *Nuclear Physics A*, 781, 2007. 139
- [Red08] Krzysztof Redlich, Private Mitteilung, 2008. 154
- [ROO04] ROOT. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework; <http://root.cern.ch/>; 2004. 83
- [Rus03] A. Rustamov. An algorithm for momentum reconstruction for the HADES experiment. Interner HADES Report, Februar 2003. 24
- [Rus06] 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. 23, 24, 25, 57, 61, 87
- [RW00] R. Rapp and J. Wambach. Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. *Adv. Nucl. Phys.*, 1(25), 2000. 2, 3
-



- 
- [Sad05] A. Sadovsky. *Investigation of  $K^+$  meson production in C+C collisions at 2 AGeV with HADES*. Dissertation, Institut für Kern- und Teilchenphysik, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, Universität Dresden, 2005. i, iii, 9, 61, 80
- [Sch95] H. Schön. *HADES, Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1995. 27
- [Sch97] J. Schaffner, J. Bondorf and I. Mishustin. In-medium production of kaons at the mean-field level. *Nuclear Physics A*, 625:325, 1997. 5, 6
- [Sch06a] A. Schmah. Alignment of the HADES spectrometer. *Internal Report, HADES*, 2006. 28, 55, 160
- [Sch06b] Erwin Schwab, Private Mitteilung, 2006. 159
- [Sch07a] A. Schmah et al. Hadron identification via energy loss measurements of the HADES multi-wire drift chambers. *Proc. of the International Nuclear Physics Conference (INPC), Tokyo*, 2007. 63
- [Sch07b] A. Schmah et al. Particle identification via energy loss measurement of the HADES multi-wire drift chambers. *Deutsche Physikalische Gesellschaft, Frühjahrstagung*, Poster, Gießen, März 2007. 63
- [Sch07c] Erwin Schwab, Private Mitteilung, 2007. 38
- [Sch08] Erwin Schwab, Private Mitteilung, 2008. 160
- [Sep04] Dielectron production in pp, dp and AA collisions. HADES proposal, 2004. 55, 84
- [Sho00] HADES Shower Homepage in Cracow. <http://zjf-www.if.uj.edu.pl/psj/hades-doc/>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in Krakau. 17
- [Sho07] The comparison of the META efficiency obtained from experiment to the simulation. [http://www-hades.gsi.de/\(wiki-page\)](http://www-hades.gsi.de/(wiki-page)), 2007. Internetangebot der HADES Kollaboration in Darmstadt. 107
- [Sig02] Meßbericht über eine Istzustandsbestimmung im HADES am 17. und 18.10.2002 bei der GSI Darmstadt. GSI Report, 2002. 34
- [Spa05] S. Spataro. *Characterization of the HADES spectrometer in pp collisions at 2.2 GeV: Elastic scattering and exclusive  $\eta$  reconstruction*. Dissertation, Univ. Catania, 2005. 57
- [Sta99] J. Stachel. Towards the Quark-Gluon-Plasma. *Nucl. Phys. A*, 654:119c–135c, 1999. 3
- [Sto86] R. Stock. Particle Production in High-Energy Nucleus Nucleus Collisions. *Phys. Rept.*, 135:259–315, 1986. 5
- [Str98] J. Stroth. A Low-mass Tracking System for HADES. *Wire Chamber Conference 98, Vienna*, 1998. 13
- [Stu01] C. Sturm.  *$K^+$ -Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2001. 5
-

- [Sud07] M. Sudol. *Measurement of low-mass  $e^+e^-$  pair production in 2 AGeV C-C collisions with HADES*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2007. 24
- [Tei07] K. Teilab. *Eine neue Methode zur Zeiteichung der HADES-Driftkammern*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2007. 86
- [Tou02] A. Tounsi and K. Redlich. Canonical constraints on particle production. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28, 2002. 153
- [Tra08] Michael Traxler, Private Mitteilung, 2008. 155
- [Uhl04] F. Uhlig. *Systematische Untersuchung der Emission geladener Teilchen in Ni+Ni Reaktionen bei SIS-Energien*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2004. 78
- [UrQ04] URQMD. The UrQMD Collaboration; <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/urqmd/>;, 2004. 102
- [Waa96] T. Waas, N. Kaiser and W. Weise. Effective kaon masses in dense nuclear and neutron matter. *Physics Letters B*, 379:34–38, 1996. 5
- [Wro85] A. Wroblewski. On the strange quark suppression factor in high energy collisions. *Physica Polonica*, B16:379–391, 1985. 151
- [Zum05] P. W. Zumbruch. *Untersuchung zur Produktion von Pionen und Pion-Pion-Korrelationen in C+C-Reaktionen am HADES-Detektor bei einer Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2005. i, iii, 9, 61
-



# Danke

Für die entspannte und sehr angenehme Atmosphäre innerhalb der HADES Kollaboration danke ich allen meinen Kollegen. Besonders der lokalen GSI- und Frankfurtgruppe bin ich sehr verbunden. Für die Ermöglichung und das Interesse an meiner Arbeit möchte ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger meinen Dank aussprechen. Herrn Prof. Dr. Joachim Stroth danke ich für die Aufnahme in die HADES Gruppe, die interessanten Diskussionen über Quarks und Kernmaterie, sowie die Freiheit, eine eigene Hadronenanalyse in einer von Dileptonen geprägten Umgebung zu entwickeln. Meinen langjährigen Mitstreitern und Kollegen Dr. Anar Rustamov, Tetyana Galatyuk, Khaled Teilab, Dr. Malgorzata Sudol, Dr. Peter Zumbruch, Dr. Jerzy Pietraszko, Dr. Piotr Salabura und Dr. Jörn Wüstenfeld danke ich für die kollegiale und freundliche Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

Für die Korrektur und Verbesserung dieser Arbeit danke ich Dr. Romain Holzmann, Dr. Burkhard Kolb und Dr. Florian Uhlig.

Bei Dr. Yvonne Leifels, Prof. Dr. Herbert Ströbele und Priv. Doz. Dr. Helmut Oeschler möchte ich mich für die zahlreichen Diskussionen bezüglich Hadronenproduktion, Teilchenverhältnissen und dem statistischen Modell bedanken. Ihr ausgeprägtes Wissen haben mir einen guten Überblick der bisherigen Datenlage sowie eine Einordnung meiner Ergebnisse verschafft.

Für die ungebrochene Unterstützung in schwierigen Zeiten danke ich Ilse und Wolfgang König.

Erwin Schwab danke ich vor allem für die tatkräftige Hilfe während des Alignment-Projekts. Die Entwicklung und Einführung der photogrammetrischen Vermessung am Spektrometer wäre ohne ihn sicherlich nicht auf diese Weise möglich gewesen.

Meinem mittlerweile Ex-Diplomanden Manuel Lorenz danke ich für die exzellente Zusammenarbeit während der letzten Phase dieser Arbeit. Wesentliche Ergebnisse zur *strangeness*-Produktion konnten nur in unserem doch zumeist sehr seltsamen Team erarbeitet werden. Ich bin froh, dass er die harte Schule meiner Betreuung relativ unbeschadet gemeistert hat.

Yvonne Pachmayer danke ich für die vielen erheiternden Gespräche über Weihnachtsmänner in der Karibik und tiefere Einsichten in die Welt des Golfens. Im speziellen bedanke ich mich dafür, dass sie mir immer den Vortritt bei der Kalibrierung des RASNIK-Systems, welches sich in einer 1 m breiten Lücke zwischen supraleitendem Magnet und den Driftkammern befindet, gelassen hat. In Verbindung damit bleibt mir auf ewig das Wort *schwarz* im Gedächtnis eingebrannt.

Bei unserem Koordinator für praktisch alles Wesentliche was mit Software zu tun hat, Dr. Jochen Markert, bedanke ich mich aus vielen Gründen. Erst seine Betreuung und Hilfe ermöglichte die zügige Entwicklung der Hadronenanalyse und der MDC Energieverlustkalibrierung. Seine kritische Begutachtung der Ergebnisse und der Vorgehensweise haben maßgeblich die Qualität gesteigert.

Lieber Simon, nach nunmehr 11 Jahren gemeinsamen Studiums der Physik gehen wir getrennte Wege. Viele Erinnerungen werden jedoch bleiben. Unvergesslich bleibt die Fahrt in meinem alten 1er Golf zum CERN und mit einigen Problemen auch wieder zurück. Die hitzigen politischen und gesellschaftlichen Diskussionen dabei werden mir in Zukunft sicherlich fehlen. Dies gilt auch für unser traditionelles Zwei-Mann-Meeting um 10:30 Uhr, bei dem die wichtigsten Entscheidungen für den Tag getroffen wurden. Das um 10-15 Minuten erweiterte Mittagessen hingegen werde ich nicht vermissen.

Obwohl wir ziemlich unterschiedliche Arbeitsweisen an den Tag legen, haben wir uns doch gut ergänzt und schließlich die Mammutaufgabe der Sep05 Analyse gestemmt. Ich wünsche dir auf deinem weiteren Weg als Softwareguru in der Industrie alles Gute und viel Erfolg.

Meinen Eltern Rosemarie und Hartmund Schmah danke ich für ihren Rückhalt während meines Studiums und in vielen Lebenslagen.

Zu guter letzt möchte ich meiner Freundin Maria Möges für ihre Standhaftigkeit und Unterstützung während meiner Diplom- und Promotionsphase danken. Die vielen durchgearbeiteten Nächte und Wochenenden, die ich vor dem Computer anstatt mit dir verbracht habe, hast du mit viel Verständnis hingenommen. Zusammen mit den beiden Mist- $\phi$ -chern hast du mich auch an frustrierenden Tagen immer wieder aufheitern können.