

# Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik

## Produktion leichter Fragmente in Ar+KCl Kollisionen bei 1,76A GeV

### **Masterarbeit**

02.05.2012

Vorgelegt von: Heidi Schuldes  
geb. am: 02.07.1987  
Studiengang: Physik  
Gutachter: Prof. Dr. Joachim Stroth  
Zweitgutachter: Dr. Christian Müntz



# Zusammenfassung

Im September 2005 wurden von der HADES-Kollaboration an der GSI in Darmstadt Daten der Schwerionen-Reaktion Ar+KCl bei 1,76A GeV aufgenommen. Neben den Pionen und Dileptonen wurden bereits fast alle Teilchen mit Seltsamkeitsinhalt rekonstruiert. In dieser Arbeit wird zum ersten Mal eine Analyse der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{Helium}$  mit HADES durchgeführt.

Die gemessenen Multiplizitäten wurden mit einem statistischen Hadronisationsmodell verglichen und zeigen gute Übereinstimmung mit diesem. Dies legt die Vermutung nahe, dass das System Ar+KCl bei 1,76A GeV einen hohen Grad an Thermalisierung erreicht. Zu einer weiteren Untersuchung dieser Hypothese wurden die sogenannten effektiven Temperaturen  $T_{eff}$  der Teilchen der chemischen Ausfrieretemperatur aus dem statistischen Modellfit gegenübergestellt. Bei der effektiven Temperatur handelt es sich um die inversen Steigungsparameter von Boltzmann-Fits an die transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  bei Schwerpunktsrapidität. Diese Temperatur entspricht bei einer isotropen, statischen Quelle der kinetischen Ausfrieretemperatur und sollte somit unterhalb oder gleich der chemischen Ausfrieretemperatur sein. Im Falle der effektiven Temperaturen der Ar+KCl-Daten liegen diese jedoch systematisch höher und die Teilchen ohne Seltsamkeitsinhalt zeigen einen massenabhängigen Anstieg, welcher eine radiale kollektive Anregung des Systems vermuten lässt.

Die transversalen Massenspektren der leichten Fragmente werden unter der Annahme eines thermalisierten Systems mit Boltzmann-Funktionen angepasst. Daraus werden die effektiven Temperaturen von  $T_{eff,Deuteronen} = (139,5 \pm 34,9)$  MeV und  $T_{eff,Tritonen} = (247,9 \pm 62,0)$  MeV extrahiert, was die Annahme von kollektivem Fluss der Teilchen zu unterstützen scheint. Vergleicht man diese Werte mit den effektiven Temperaturen der leichteren Teilchen, kann mithilfe einer linearen Funktion die kinetische Ausfrieretemperatur  $T_{kin} = (74,7 \pm 5,8)$  MeV und radiale Flussgeschwindigkeit  $\beta_r = 0,37 \pm 0,13$  bestimmt werden.

In einem zweiten Ansatz werden daher die Spektren mit Siemens-Rasmussen-Funktionen, die eine radiale Ausdehnung mit einbeziehen, angepasst und daraus die globalen Parameter  $T = (74 \pm 7)$  MeV und  $\beta_r = 0,36 \pm 0,02$  bestimmt. Diese Werte liegen an der oberen Grenze in dem für diesen Energiebereich erwarteten Bereich.

Die Siemens-Rasmussen-Funktionen liefern eine bessere Beschreibung der transversalen Massenspektren und werden zur Extrapolation der nicht abgedeckten transversalen Massenbereiche genutzt. Die Integration liefert die Verteilung der Zählrate als Funktion der Rapidität. Diese Verteilung zeigt zwei Maxima nahe Strahl- und Target-Rapidität, was im Widerspruch zu einer statischen, thermischen Quelle der Teilchen steht.

# Abstract

In September 2005 the HADES-collaboration took data of the heavy ion collision Ar+KCl at 1.76A GeV. In addition to pions and dileptons, nearly all particles containing strangeness have been identified and analyzed. Beyond that, an analysis of the production of light fragments deuterons, tritons and helium is done with HADES.

The hadron yields obtained in previous analysis have been compared to a statistical hadronization model fit and show a fair agreement. This seems to suggest, that the collision system Ar+KCl at 1.76A GeV reaches a high degree of thermalization. In order to check this hypothesis, the inverse slope parameters of Boltzmann fits applied on the transverse mass spectra at mid-rapidity, the so called effective temperatures  $T_{eff}$ , have been compared to the chemical freeze-out temperature calculated by the statistical model fit. For an isotropic, static source the effective temperature corresponds to the kinetical freeze-out temperature and is expected to be lower or compatible to the chemical freeze-out temperature. In case of the Ar+KCl data, the effective temperatures seem to be systematically higher than the chemical freeze-out temperature and also the particles without strangeness show a mass-dependent rise, which might be explained by additional radial collective excitation of the system.

By applying Boltzmann fits on the transverse mass spectra of the light fragments, the effective temperatures of  $T_{eff,deuterons}$  ( $139.5 \pm 34.9$ ) MeV and  $T_{eff,tritons}$  ( $247.9 \pm 62.0$ ) MeV are extracted. These results seem to support the assumption of radial flow of the particles. As a second step, the Siemens-Rasmussen formula is used to estimate the global temperature  $T = (74 \pm 7)$  MeV and radial expansion velocity  $\beta_r = 0.36 \pm 0.02$ . These values are in the upper range of expected values for the radial flow velocity at the SIS18 energy regime.

As the Siemens-Rasmussen function delivers a good description of the transverse mass spectra, it is used to extrapolate the measured spectra to uncovered phase space. After integration, the countrate as a function of rapidity can be extracted. The distributions are showing two maxima near target and beam rapidity, which disagrees with a static, thermal source at mid-rapidity.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1 Phasendiagramm hadronischer Materie . . . . .	3
1.2 Schwerionenkollisionen . . . . .	6
1.3 Produktion von leichten Fragmenten . . . . .	7
1.4 Radialer Fluss . . . . .	8
1.5 Vorherige Experimente . . . . .	10
1.5.1 Hadronenanalyse mit HADES . . . . .	10
1.5.2 Analyse von Fragmenten mit FOPI . . . . .	11
1.6 Motivation und Gliederung dieser Arbeit . . . . .	12
<b>2 Das HADES-Spektrometer</b>	<b>15</b>
2.1 Das Magnetspektrometer . . . . .	17
2.1.1 Der Magnet ILSE . . . . .	18
2.1.2 Die Vieldrahtdriftkammern (MDC) . . . . .	18
2.2 Flugzeitbestimmung . . . . .	20
2.2.1 Der START-VETO-Detektor . . . . .	20
2.2.2 Die Flugzeitwände TOF und TOFino . . . . .	20
2.3 Das Trigger-System . . . . .	21
<b>3 Datenanalyse in Ar+KCl</b>	<b>23</b>
3.1 Triggerbedingungen . . . . .	23
3.2 Datenkalibrierung . . . . .	24
3.3 Spurrekonstruktion . . . . .	25
3.4 Impulsbestimmung . . . . .	26
3.4.1 Die <i>kick surface</i> -Methode . . . . .	27
3.4.2 Die <i>Spline</i> -Methode . . . . .	28
3.4.3 Die Runge-Kutta-Methode . . . . .	28

3.5	Energieverlustkalibrierung der Driftkammern . . . . .	28
3.5.1	Korrektur und Normierung . . . . .	29
3.6	Teilchenidentifikation mit dem HADES-Spektrometer . . . . .	29
3.6.1	Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung . . . . .	30
3.6.2	Teilchenidentifikation mittels Energieverlust . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Identifikation und Analyse der Fragmente in Ar+KCl</b>	<b>35</b>
4.1	Identifikation der Fragmente . . . . .	35
4.1.1	Berechnung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen der Driftkammern und Flugzeitdetektoren . . . . .	35
4.1.2	Wirkung der Schnitte . . . . .	41
4.1.3	Bestimmung der differentiellen Zählrate . . . . .	43
4.1.4	Effizienz- und Akzeptanzkorrektur . . . . .	46
4.2	Kinematik . . . . .	52
4.2.1	Statische, thermische Quelle (Boltzmann-Verteilung) . . . . .	57
4.2.2	Thermische Quelle und radialer Fluss (Siemens-Rasmussen-Verteilung) . . . . .	64
4.2.3	Vergleich der zwei Methoden zur Extrapolation der transversalen Massenspektren . . . . .	75
4.2.4	Bestimmung der Multiplizität . . . . .	76
4.2.5	Fehlerbetrachtung . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>83</b>
5.1	Nucleon Coalescence . . . . .	86
5.2	Vergleich mit vorangegangenen Experimenten . . . . .	88
5.3	Ausblick . . . . .	88
<b>A</b>	<b>Ergebnisse der <sup>3</sup>Helium-Analyse</b>	<b>91</b>
<b>B</b>	<b>Kinematische Größen</b>	<b>93</b>
<b>C</b>	<b><math>\chi^2</math>-Anpassungstest</b>	<b>95</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Zeitliche Entwicklung des Universums . . . . .	1
1.2	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	3
1.3	Phasendiagramm von Wasser . . . . .	4
1.4	Phasendiagramm hadronischer Materie . . . . .	5
1.5	Schema des zeitlichen Verlauf einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision . . . . .	6
1.6	Stoßparameter . . . . .	7
1.7	Radiale Flussgeschwindigkeit . . . . .	9
1.8	Teilchenmultiplizitäten vs. statistisches Modell . . . . .	10
1.9	Mittlere kinetische Energien (FOPI) . . . . .	12
1.10	Chemische vs. kinetische Ausfrieretemperatur . . . . .	13
2.1	Dreidimensionale, gestreckte Ansicht des HADES-Spektrometers . . . . .	15
2.2	Querschnitt des HADES-Spektrometers . . . . .	16
2.3	Das Magnetspektrometer . . . . .	17
2.4	Die Vieldrahtdriftkammern . . . . .	19
2.5	Start- und Veto-Detektor . . . . .	20
2.6	TOF und TOFinio . . . . .	21
2.7	Triggersystem . . . . .	22
3.1	Stoßparameterverteilung . . . . .	24
3.2	Das Spurrekonstruktionsverfahren . . . . .	26
3.3	Impulsbestimmung mit dem HADES-Spektrometer . . . . .	27
3.4	Teilchengeschwindigkeit $\beta$ . . . . .	31
3.5	Energieverlust MDC . . . . .	33
3.6	Energieverlust in den Flugzeitdetektoren . . . . .	34
4.1	Veranschaulichung des Unterschiedes in den Energieverlustverteilungen zwischen Daten und Simulation . . . . .	36
4.2	Energieverlustverteilung im TOF-Detektor nach einem Schnitt auf die Deuteronenmasse . . . . .	37
4.3	Projektionen der Energieverlustverteilungen im TOF-Detektor . . . . .	38
4.4	Auflösungen in den Flugzeitdetektoren TOF und TOFinio . . . . .	39

4.5	Energieverlustverteilungen in den Flugzeitdetektoren mit Schnitten zur Teilchenidentifikation . . . . .	40
4.6	Energieverlustverteilung in den Vieldrahtdriftkammern mit Schnitten zur Teilchenidentifikation . . . . .	41
4.7	Wirkung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen . . . . .	42
4.8	Verhalten des Mittelwertes und der Standardabweichung der Gauß-Fits in einem Rapiditätsintervall für Deuteronen . . . . .	43
4.9	Massenspektren der Deuteronen . . . . .	44
4.10	Massenspektren der Tritonen . . . . .	45
4.11	Massenspektren von $^3\text{Helium}$ . . . . .	46
4.12	Simulationskette zur Bestimmung der Effizienz- und Akzeptanzmatrizen . . . . .	48
4.13	Schwierigkeiten der Effizienzbestimmung . . . . .	50
4.14	Korrekturfaktoren . . . . .	51
4.15	Kinematische Bereiche . . . . .	53
4.16	Transversale Massenspektren der Deuteronen . . . . .	55
4.17	Transversale Massenspektren der Tritonen . . . . .	56
4.18	Verteilung der inversen Steigungsparameter der transversalen Massenspektren der Deuteronen als Funktion der Rapidität . . . . .	57
4.19	Transversale Massenspektren der Deuteronen + Boltzmann-Fits . . . . .	58
4.20	Transversale Massenspektren der simulierten und rekonstruierten Deuteronen . . . . .	60
4.21	Verteilung der inversen Steigungsparameter und Zählraten der transversalen Massenspektren der simulierten und rekonstruierten Deuteronen . . . . .	61
4.22	Verteilung der inversen Steigungsparameter der transversalen Massenspektren der Tritonen als Funktion der Rapidität . . . . .	62
4.23	Transversale Massenspektren der Tritonen + Boltzmann-Fits . . . . .	63
4.24	$\chi^2$ -Anpassungstest der Deuteronen (Simulation: $T=212\text{ MeV}$ , $\beta_r=0,0$ ) . . . . .	66
4.25	$\chi^2$ -Anpassungstest der Deuteronen (Simulation: $T=72\text{ MeV}$ , $\beta_r=0,39$ ) . . . . .	67
4.26	$\chi^2$ -Anpassungstest der Deuteronen . . . . .	69
4.27	Addition der $\chi^2$ -Anpassungstest der Deuteronen . . . . .	70
4.28	Projektionen der $\chi^2$ -Ebene der Deuteronen . . . . .	70
4.29	Transversale Massenspektren der Deuteronen + Siemens-Rasmussen-Fits . . . . .	71
4.30	$\chi^2$ -Anpassungstest der Tritonen . . . . .	72
4.31	Addition der $\chi^2$ -Anpassungstests der Tritonen . . . . .	73
4.32	Transversale Massenspektren der Tritonen + Siemens-Rasmussen-Fits . . . . .	74
4.33	Projektionen der $\chi^2$ -Ebene der Tritonen . . . . .	75
4.34	Rapiditätsverteilungen der Deuteronen und Tritonen . . . . .	77
4.35	Vergleich der Rapiditätsverteilungen der Deuteronen . . . . .	80
4.36	Verteilungen der inversen Steigungsparameter zur Abschätzung des systematischen Fehlers . . . . .	81
5.1	Effektive Temperaturen der Fragmente verglichen mit denen der leichteren Teilchen und der chemischen Ausfrieretemperatur aus einem thermischen Modellfit . . . . .	84

5.2	Vergleich der gemessenen Teilchenmultiplizitäten mit thermischen Modellrechnungen . . . . .	86
5.3	Verhältnis der transversalen Massenspektren der Deuteronen und Tritonen zur Bestimmung des <i>Nucleon Coalescence</i> -Parameters $B_A$ . . . . .	87
5.4	Vergleich des gespeicherten Datenflusses als Funktion der Ereignisrate des aufgerüsteten HADES-Detektors mit anderen Schwerionenexperimenten . . . . .	89
A.1	Kinematischer Bereich und vorläufige Korrekturfaktoren von ${}^3\text{Helium}$ . . . . .	91
A.2	Unkorrigierte transversale Massenspektren von ${}^3\text{Helium}$ . . . . .	92
C.1	$\chi^2$ -Anpassungstest der simulierten Deuteronen mit $T = 212$ MeV und $\beta_r = 0,0$ . .	96
C.2	$\chi^2$ -Anpassungstest der simulierten Deuteronen mit $T = 72$ MeV und $\beta_r = 0,39$ . .	97



# Tabellenverzeichnis

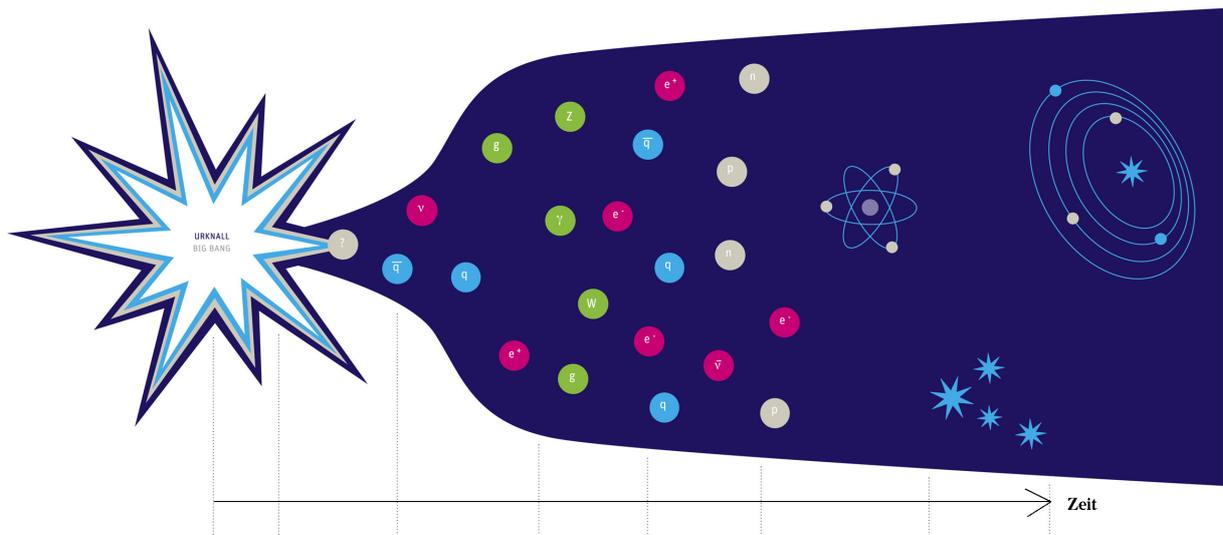
1.1	Totale Zählrate (FOPI) . . . . .	11
1.2	Erwartete inverse Steigungsparameter der Fragmente . . . . .	13
4.1	Ausgewählte Breiten $\sigma$ der berechneten Schnitte in den Energieverlustverteilungen zur Teilchenidentifikation . . . . .	38
4.2	Verhältnis der gemessenen zur extrapolierten Zählrate der Deuteronen . . . . .	80



# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Nach unserem heutigen Verständnis sind Materie, Raum und Zeit gemeinsam aus einer Singularität vor ca. 14 Milliarden Jahren entstanden. Dieser Moment ist der sogenannte Urknall. Zum Zeitpunkt des Urknalls herrschten Temperaturen von über  $10^{32}$  K, das Universum durchlief eine Phase der schnellen Expansion und kühlte dabei ab. Abbildung 1.1 zeigt die zeitliche Entwicklung des Universums vom Urknall bis heute.



**Abbildung 1.1: Zeitliche Entwicklung des Universums** vom Urknall bis heute. Vor 14 Milliarden Jahren fand der sogenannte Urknall statt, danach lagen die Quarks und Gluonen ungebunden in Form eines Plasmas vor. Nach ca.  $10^{-5}$  Sekunden bildeten sich Nucleonen, daraus nach ca. 3 Minuten die ersten Atome. Mit der Zeit entwickelten sich die ersten Sterne und Galaxien. [13]

Schon nach ca.  $10^{-5}$  Sekunden fiel die Temperatur auf  $10^6$  K (150 MeV), dabei fand ein Phasenübergang statt. Aus dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma, bestehend aus freien Quarks und Gluonen, bildeten sich Hadronen (Nucleonen und Mesonen). Nach ca. 3 Minuten bildeten sich aus diesen Nucleonen die ersten Atomkerne bei einer Temperatur von nur noch  $10^4$  K (1 eV). An-

schließlich bildeten sich die ersten Atome, daraus die ersten Galaxien und nach ca. 10 Milliarden Jahren unsere Erde [13].

Der Aufbau der Materie wird durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. Dieses setzt sich aus drei Grundbausteinen zusammen: den (Anti-)Quarks, (Anti-)Leptonen und Bosonen (siehe Abbildung 1.2).

Es existieren sechs verschiedene Quarksorten: up, down, strange, charm, top und bottom. Diese tragen alle drittelzahlige Ladungen und besitzen halbzahligen Spin. Aufgrund ihrer Ladung und Masse können sie in drei Familien eingeteilt werden. Die stabile Materie, aus der wir aufgebaut sind, besteht nur aus den Quarks der ersten Familie, den up- und down-Quarks. Zwei up- und ein down-Quark bilden z.B. ein Proton und zwei down- und ein up-Quark das etwas schwerere Neutron. Der Grund für den Zusammenschluss dreier Quarks zu einem Proton ist ihre Farbladung ((Anti-) rot, (Anti-) grün und (Anti-) blau). Die drei Farben und jeweils eine Farbe mit ihrer Antifarbe kombinieren sich zu Farbneutralität (weiß). In der Natur kommen nur farbneutrale Objekte vor. Man unterscheidet zwischen Teilchen bestehend aus drei Quarks, den Baryonen (z.B. Protonen und Neutronen), und Teilchen aus Quark-Antiquark-Paaren, den Mesonen (z.B. Pionen).

Bei den Leptonen unterscheidet man Elektronen, Myonen und Tauonen mit ganzzahligen Ladungen und den zugehörigen ungeladenen Neutrinos, die analog zu den Quarks in drei Familien unterteilt werden.

Die zwischen den Teilchen herrschenden Kräfte werden durch die Austauschbosonen vermittelt. Zwischen elektrisch geladenen Teilchen wirkt die elektromagnetische Wechselwirkung, welche durch das Photon vermittelt wird. Da das Photon masselos ist, ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich. Die Kraft, die einerseits die Quarks im Nukleon und andererseits die Nukleonen im Atomkern zusammenhält, ist die starke Wechselwirkung. Ihr Austauscheteilchen ist das Gluon, welches zwar keine Masse, dafür aber selbst Farbladung trägt und somit mit sich selbst wechselwirkt. Daraus resultiert, dass die starke Kraft mit einer Reichweite von  $2,5 \cdot 10^{-15}$  m sehr kurzreichweitig ist. Alle Teilchen des Standardmodells wechselwirken über die schwache Kraft miteinander. Diese Kraft wird durch die W- und Z-Bosonen vermittelt. Sie heißt schwache Wechselwirkung, da sie aufgrund der großen Masse ihrer Austauscheteilchen sehr kurzreichweitig ist. Die schwache Wechselwirkung ist unter anderem für den  $\beta$ -Zerfall verantwortlich, durch den unsere Sonne ihre Energie umwandelt.

Nicht enthalten in dem Standardmodell ist die Gravitationskraft, welche unter anderem für die Bahn der Planeten und die Erdanziehungskraft sorgt. [18]

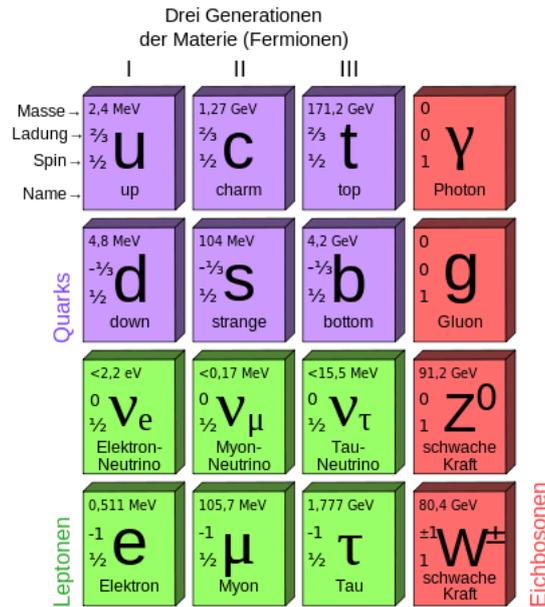
Eine Möglichkeit die Massen der Teilchen im Standardmodell zu erklären, ist der Higgs-Mechanismus<sup>1</sup>. Demzufolge ist der gesamte Raum vom sogenannten Higgsfeld durchdrungen und die unterschiedliche Wechselwirkung der Teilchen mit diesem Feld generiert ihre unterschiedlichen Massen. Die Selbstwechselwirkung dieses Feldes entspricht dem sogenannten Higgs-Boson, welches zur Zeit am LHC<sup>2</sup> am CERN<sup>3</sup> gesucht wird und dessen Entdeckung eine weitere Untermauerung des Standardmodells wäre.

---

<sup>1</sup>benannt nach Peter Higgs

<sup>2</sup>Large Hadron Collider

<sup>3</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire



**Abbildung 1.2: Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik.** Abgebildet sind die elementaren Teilchen der Materie, die Quarks und Leptonen, mit ihrer Masse, Ladung und ihrem Spin, eingeordnet in je drei Familien und die Austauschbosonen der Kräfte, über die sie miteinander wechselwirken. [12]

Ziel von Experimenten mit Schwerionenkollisionen bei relativistischen Energien (siehe Abschnitt 1.2) ist es, Zustände sehr hoher Temperaturen und Dichten, wie sie kurz nach dem Urknall herrschten, zu erzeugen, um somit das Phasendiagramm hadronischer Materie (siehe Abschnitt 1.1) zu untersuchen.

Ein solches Experiment ist das HADES-Spektrometer (siehe Kapitel 2) am Schwerionen-Synchrotron SIS18<sup>4</sup> der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), in dessen Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde.

In den nachfolgenden Abschnitten wird auf die grundlegenden Aspekte eingegangen, die relevant für die Analyse von Schwerionenkollisionen, im Speziellen für die Analyse der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und <sup>3</sup>Helium, sind.

## 1.1 Phasendiagramm hadronischer Materie

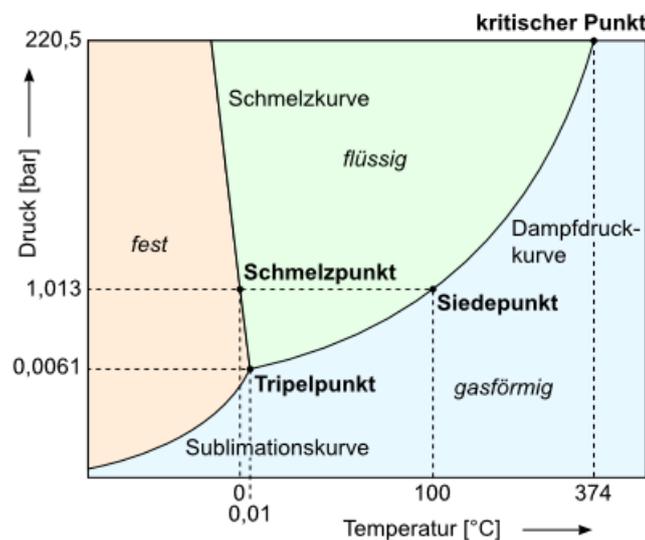
In Phasendiagrammen fasst man thermodynamische Informationen über den Zustand von Stoffen zusammen. Sie dienen z.B. der Veranschaulichung der verschiedenen Aggregatzustände fest, flüssig und gasförmig. Abbildung 1.3 zeigt das Phasendiagramm von Wasser. In dem Diagramm sind die verschiedenen Phasengrenzlinien, der Tripelpunkt und der kritische Punkt eingezeichnet.

<sup>4</sup>SchwerIonen Synchrotron, 18 bedeutet eine magnetische Steifigkeit von  $B \cdot \rho = 18$  Tm,  $B$  steht für die Magnetfeldstärke und  $\rho$  für den Krümmungsradius der Teilchenbahn.

Die Phasengrenzlinie, die den flüssigen und gasförmigen Bereich trennt, heißt Siedepunktskurve, die Grenze zwischen fest und gasförmig Sublimationsdruckkurve und die zwischen fest und flüssig Schmelzdruckkurve. Der Tripelpunkt bezeichnet den Punkt, an dem sich alle Phasengrenzlinien schneiden und der kritische Punkt den Punkt, an dem keine Unterscheidung mehr zwischen gasförmig und flüssig möglich ist. Der Zusammenhang zwischen den thermodynamischen Größen eines Stoffes wird durch seine Zustandsgleichung beschrieben. Im Falle eines idealen Gases geschieht das durch die ideale Gasgleichung:

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad (1.1)$$

mit der Temperatur  $T$ , Druck  $p$ , Volumen  $V$ , Teilchenzahl  $N$  und der Boltzmann-Konstante  $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$ .



**Abbildung 1.3: Phasendiagramm von Wasser.** Aufgetragen ist der Druck als Funktion der Temperatur. Abgebildet sind die unterschiedlichen Phasen des Wassers: fest, flüssig und gasförmig, die Phasengrenzlinien, der Tripel- und der kritische Punkt. [11]

Analog zu Wasser kann auch für stark wechselwirkende Materie ein Phasendiagramm erstellt werden. Abbildung 1.4 zeigt eine Version dieses Diagramms. Die Temperatur  $T$  ist als Funktion des baryochemischen Potentials<sup>5</sup>  $\mu_b$  bzw. der Baryonendichte  $\rho$  aufgetragen. Unterhalb einer bestimmten Temperatur und Dichte liegen Quarks und Gluonen gebunden in Hadronen (Mesonen, Baryonen) vor.

Oberhalb der Phasengrenzlinie wird das Prinzip des *Confinements*<sup>6</sup> aufgebrochen und Quarks und Gluonen bilden das Quark-Gluon-Plasma. Man geht davon aus, dass kurz nach dem Urknall der Zustand des Quark-Gluon-Plasmas vorlag. Durch die Ausdehnung des Universums und

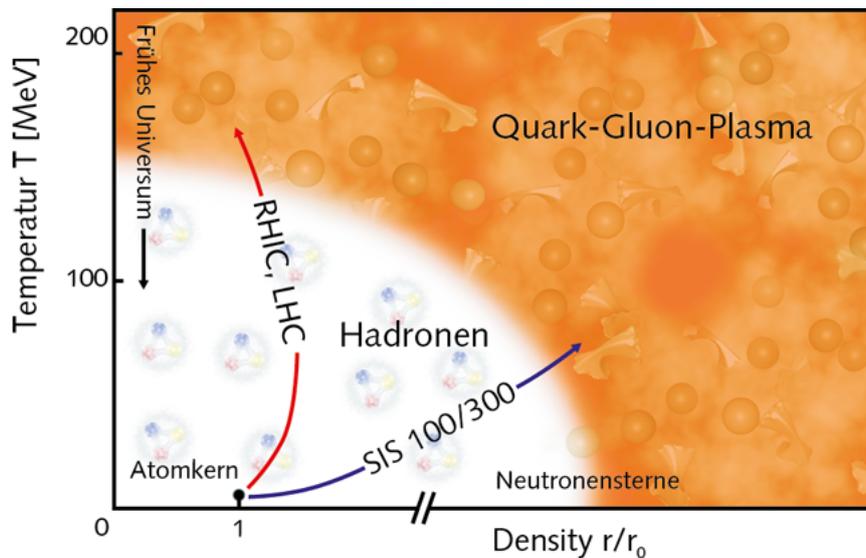
<sup>5</sup>Das baryochemische Potential bezeichnet die Energie, die aufgebracht werden muss um einem baryonischen System ein weiteres Baryon zuzuführen oder zu entnehmen.

<sup>6</sup>deutsch: Quarkeinschluss. Das Prinzip des Confinements besagt, dass farbgeladene Objekte (Quarks) niemals alleine vorkommen können.

der daraus folgenden Abkühlung unterschritt die Materie die Phasengrenze und die Quarks und Gluonen schlossen sich zu Hadronen zusammen.

Eine dritte Phase im Phasendiagramm entspricht der theoretisch vorhergesagten Farbsupraleitung, die analog zu Cooperpaaren in der elektromagnetischen Supraleitung durch ständigen Gluonaustausch zwischen zwei Quarks zustande kommt.

Analog zur idealen Gasgleichung wird auch für hadronische Materie versucht eine Zustandsgleichung (EOS, Equation Of State) zu entwickeln, die die thermodynamische Beschreibung dieser, mit den thermodynamischen Größen Temperatur  $T$ , Dichte  $\rho$  und Energie pro Baryon  $\epsilon/A^7$  ermöglicht.



**Abbildung 1.4: Phasendiagramm hadronischer Materie.** Aufgetragen ist die Temperatur als Funktion der Nettobaryondichte. Zu sehen sind die unterschiedlichen Phasen: Das Quark-Gluon-Plasma, die hadronische Phase und die hypothetische Phase der Farbsupraleitung. Zusätzlich angedeutet sind der womöglich existierende kritische Punkt und die Bereiche in denen die unterschiedlichen Beschleuniger das Phasendiagramm untersuchen. [10]

Dieses Phasendiagramm kann mithilfe von Schwerionenkollisionen untersucht werden. In Schwerionenkollisionen werden hohe Temperaturen  $T$  und Baryondichten  $\mu_b$  erreicht, sodass es möglich sein könnte ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen. Es wird nach charakteristischen Phasenübergängen und einem kritischen Punkt gesucht. Aufgrund ihrer verschiedenen Stoßsysteme und -energien, untersuchen die vielzähligen Beschleuniger unterschiedliche Bereiche des Phasendiagramms. Die höchsten Energien und damit Temperaturen werden am LHC<sup>2</sup>, welcher sich am CERN<sup>3</sup> befindet, erreicht. Am RHIC<sup>8</sup> in Brookhaven werden etwas niedrigere Energien erzeugt. Niedrigere Temperaturen aber hohe Nettobaryondichten sollen mit dem CBM-Experiment<sup>9</sup>

<sup>7</sup>Thermodynamische Größen zur Beschreibung eines Gases: Temperatur  $T$ , Dichte  $\rho$  und Druck  $p$

<sup>8</sup>Relativistic Heavy-Ion Collider

<sup>9</sup>Compressed Baryonic Matter

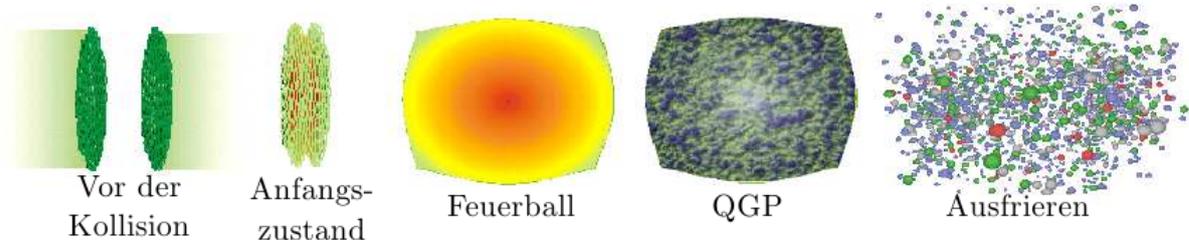
an dem geplanten SIS300 an der FAIR-Anlage<sup>10</sup> generiert werden. Das HADES-Experiment am SIS18 in Darmstadt ist aufgrund seiner maximalen Strahlenergie von 2A GeV im Bereich noch höherer Nettobaryondichten jedoch niedrigerer Temperaturen verglichen mit dem CBM-Experiment.

## 1.2 Schwerionenkollisionen

Schwerionenkollisionen bieten die Möglichkeit im Labor Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu untersuchen. Durch Variation der Systemgröße und der Kollisionsenergie soll das Phasendiagramm untersucht und die Zustandsgleichung hadronischer Materie (siehe Abschnitt 1.1) bestimmt werden.

Bei einer Schwerionenkollision wird kinetische Energie der stoßenden Teilchen in thermische Anregungen der Reaktionszone, Kompressionsenergie und angeregte Zustände umgewandelt. Dies führt zu der Produktion vieler neuer Teilchen und zusätzlichen kollektiven Flusseffekten der Reaktionszone.

Schwerionenkollisionen können in drei Phasen unterteilt werden: Die erste Berührungsphase, die Hochdichtephase und die Expansionsphase. In der Hochdichtephase entstehen bei SIS18-Energien Temperaturen von  $T = 80 - 100$  GeV und Baryondichten von  $\rho \sim 3 \rho_0$ , wobei  $\rho_0$  die nukleare Grundzustandsdichte ist [7]. In der darauffolgenden Expansionsphase nimmt die Dichte soweit ab, bis keine inelastischen Prozesse mehr stattfinden und die Teilchenzahl konstant bleibt. Diesen Prozess nennt man chemisches Ausfrieren. Nach weiterer Expansion finden auch keine elastischen Stöße mehr statt, die Impulse der Teilchen bleiben konstant, es kommt zum kinetischen Ausfrieren.

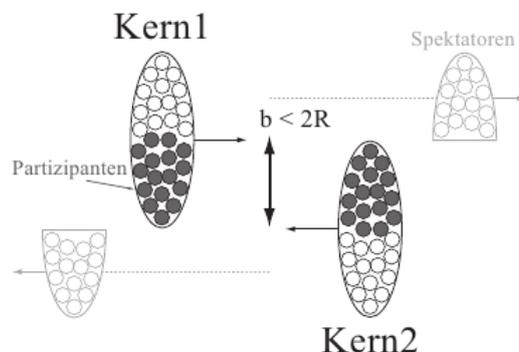


**Abbildung 1.5: Zeitlicher Verlauf einer Schwerionenkollision.** Nach dem Anfangszustand der Berührungsphase bildet sich der sogenannte Feuerball, welcher möglicherweise in ein Quark-Gluon-Plasma expandiert. Durch Abkühlung kommt es zum chemischen und kinetischen Ausfrieren. [5]

Eine zusätzliche Kenngröße zur Strahlenergie und Systemgröße von Schwerionenkollisionen ist die Zentralität des Stoßes. Die Zentralität wird durch den Stoßparameter  $b$  charakterisiert. Je kleiner  $b$ , desto zentraler der Stoß. Stöße mit großem  $b$  werden als periphere Kollisionen bezeichnet. Die Teilchen, die an der Reaktion teilnehmen, werden als Partizipanten und die Teilchen,

<sup>10</sup>Facility for Antiproton and Ion Research

die quasi unbeeinträchtigt an der Reaktionszone vorbeifliegen, als Spektatoren bezeichnet (siehe Abbildung 1.6).



**Abbildung 1.6: Schematische Darstellung einer Schwerionenreaktion**, mit dem Stoßparameter  $b$  und dem Kernradius  $R$ . Je kleiner  $b$ , desto zentraler der Stoß. [5]

Die Zeitskalen von Schwerionenreaktionen sind mit ca.  $10^{-22}$  s so kurz, dass es unmöglich ist die Reaktion direkt zu beobachten. Deshalb ist es in Experimenten notwendig mithilfe von Reaktionsprodukten und theoretischen Modellen auf den Ablauf der Reaktion zu schließen.

Wichtige Observablen zur Untersuchung von Schwerionenreaktionen sind u.a. die Teilchenproduktionsraten, sowie deren Phasenraumverteilungen.

In dieser Arbeit werden die transversalen Massenspektren der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{Helium}$  analysiert. Aus ihnen lassen sich die Rapiditätsverteilungen und darüber die Teilchen-Multiplizitäten bestimmen. Außerdem kann man, durch Anpassung der Spektren mit Boltzmann-Funktionen, den inversen Steigungsparameter bestimmen und damit Rückschlüsse auf die kinetische Ausfrieretemperatur des Systems ziehen.

### 1.3 Produktion von leichten Fragmenten

Die Bildung leichter Fragmente in Schwerionenkollisionen kann durch das sogenannte *Nucleon Coalescence Model*<sup>11</sup> beschrieben werden [17]. Die Grundidee ist, dass sich Nucleonen, die sich näher einem bestimmten Impuls  $p_0$  im Phasenraum kommen, zu Deuteronen oder schwereren Fragmenten zusammenschließen. Im Vakuum läuft folgende Reaktion ab:  $p + n \rightarrow d + \gamma$ . Im Falle einer Schwerionenkollision wird dieses  $\gamma$  von dem heißen, dichten Medium absorbiert und die entstandenen Fragmente wechselwirken weiter mit der Materie. Dabei werden sie aufgrund ihrer geringen Bindungsenergie eventuell wieder aufgebrochen. Diese Prozesse halten bis zu der späten Phase der Schwerionenreaktion an, bis ab einer bestimmten Dichte die Bindungsenergie ausreicht, um stabile Fragmente zu formen. Die Wahrscheinlichkeit für den Zusammenschluss der Nucleonen ist proportional zu der Nucleondichte, was die Fragmente zu idealen Sonden für kollektive Effekte und die späte Phase der Reaktion macht.

<sup>11</sup>deutsch: „Nucleonenverschmelzungsmodell“

Es gibt zwei geeignete Möglichkeiten *Nucleon Coalescence* zu untersuchen [8]. Zum einen kann man den elliptischen Fluss der leichten Fragmente untersuchen, welcher mit der Anzahl der Nukleonen skalieren sollte. Dies kann mit dem HADES Setup von 2005 aufgrund der geringen Akzeptanz für niedrige Polarwinkel (siehe Kapitel 2) nicht überprüft werden. Die zweite Möglichkeit ist die invarianten Spektren der transversalen Masse oder des transversalen Impulses der leichten Fragmente mit denen der Protonen zu vergleichen. Dabei gilt, dass die Wahrscheinlichkeit ein Fragment mit  $A$  Nukleonen zu formen, gleich der Wahrscheinlichkeit ist, dass  $A$  Nukleonen mit einem Impuls, der kleiner einem bestimmten *Coalescence*-Impuls ist, mit einem Koeffizienten  $B_A$  emittiert werden. Gleichung 1.2 beschreibt diesen Zusammenhang:

$$E_A \frac{d^3 N_A}{d(p_A/A)^3} = B_A \left[ E_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right]^A. \quad (1.2)$$

Dabei sind  $N_A$  und  $N_p$  die Teilchenausbeuten des Fragments bzw. der Protonen,  $p_A = Ap_p$  die jeweiligen Impulse mit der Annahme, dass die Impulsverteilungen der Neutronen gleich der der Protonen ist. Als Funktion des transversalen Impulses und der Rapidität ergibt sich die Gleichung:

$$\frac{1}{2\pi(p_T/A)} \frac{d^2 N_A}{dy^{(0)} d(p_T/A)} = B_A \left[ \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_p}{dy^{(0)} dp_T} \right]^A, \quad (1.3)$$

mit  $y^{(0)} = y_{lab}/y_{CM} - 1$  der normalisierten Rapidität ( $y_{lab}$ : Protonrapidity im Laborsystem und  $y_{CM}$ : Schwerpunktsrapidity des Kollisionssystems). Somit sollte zum Beispiel das invariante transversale Impulsspektrum der Deuteronen dem quadrierten Spektrum der Protonen entsprechen.

## 1.4 Radialer Fluss

In Schwerionenkollisionen kommt es, im Gegensatz zu unabhängigen Nukleon-Nukleon-Stößen, zu kollektiven Effekten, sogenannten Flusseffekten. Diese kollektiven Effekte äußern sich in nicht-isotropen Teilchenemissionen und Korrelationen zwischen Emissionsort und Impuls der Teilchen. Man unterteilt die kollektiven Effekte in radialen, elliptischen und gerichteten Fluss. Der gerichtete und der elliptische Fluss können bei HADES, aufgrund des Loches in der Akzeptanz, in der Ar+KCl-Strahlzeit nicht untersucht werden. Deshalb wird in dieser Arbeit nur der azimuthalsymmetrische radiale Fluss betrachtet.

Nach dem Feuerball-Modell bricht das heiße Medium einer Schwerionenreaktion direkt nach seiner Bildung in ein isotrop emittierendes System auf. Die Form der resultierenden Spektren der Energie und des Impulses können somit durch Boltzmann-Funktionen beschrieben werden:

$$\frac{d^3 N}{dp^3} \propto \exp(E/T). \quad (1.4)$$

Bei einer Schwerionenkollision entsteht in der Reaktionszone sehr hoher Druck. Dadurch expandiert der entstandene Feuerball und die Teilchen erhalten einen *Lorentz-Boost*<sup>12</sup> in radialer Rich-

<sup>12</sup>Lorentz-Transformation, relativistische Bewegung in eine Richtung der Geschwindigkeit.

tung. Als Konsequenz erhält der inverse Steigungsparameter der transversalen Spektren einen zusätzlichen massenabhängigen Term:

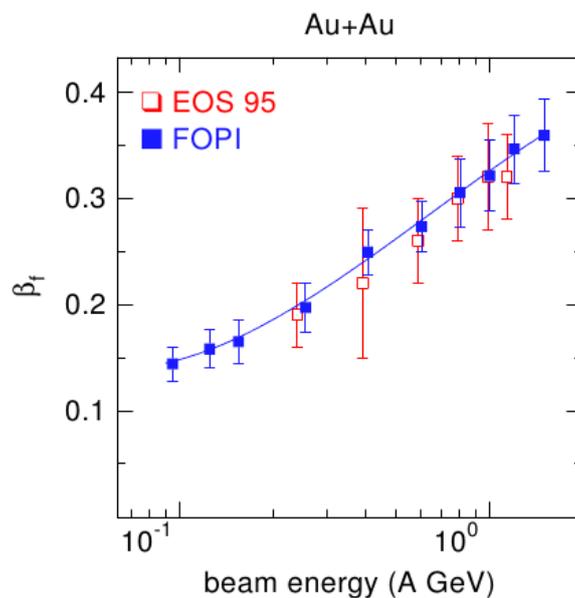
$$T_{eff} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \beta_r^2 + T_{kin}. \quad (1.5)$$

Im Gegensatz zu den Spektren einer statischen Quelle bildet sich abhängig von der Masse der Teilchen eine Schulter. Die Form der Spektren lässt sich mithilfe des *blast-wave*<sup>13</sup>-Modells von Siemens und Rasmussen [23] durch Formel 1.6 beschreiben:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dp_t dy_0} = C \cdot E \exp(-\gamma_r E/T) \cdot \left[ \left( \gamma_r + \frac{T}{E} \right) \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cosh \alpha \right] \quad (1.6)$$

mit  $\alpha = (\gamma_r \cdot \beta_r \cdot p)/T$ ,  $\gamma_r = 1/\sqrt{1 - \beta_r^2}$ , der Konstante  $C$ , der radialen Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$ , der Ausfrieretemperatur  $T$  und  $E$  und  $p$  der Energie, bzw. dem Impuls der Teilchen im Schwerpunktsystem.

Abbildung 1.7 zeigt bisher gemessene radiale Flussgeschwindigkeiten für Gold-Gold-Kollisionen in Abhängigkeit der Strahlenergie. Demnach wird für die Schwerpunktsenergie der Ar+KCl-Strahlzeit von  $\sqrt{s} \approx 2,6$  GeV für das Kollisionssystem Au+Au eine radiale Flussgeschwindigkeit von 0,2 - 0,35 erwartet [19]. Es ist schwierig den Effekt der Systemgröße und damit die erwarteten Werte für Ar+KCl-Kollisionen abzuschätzen.



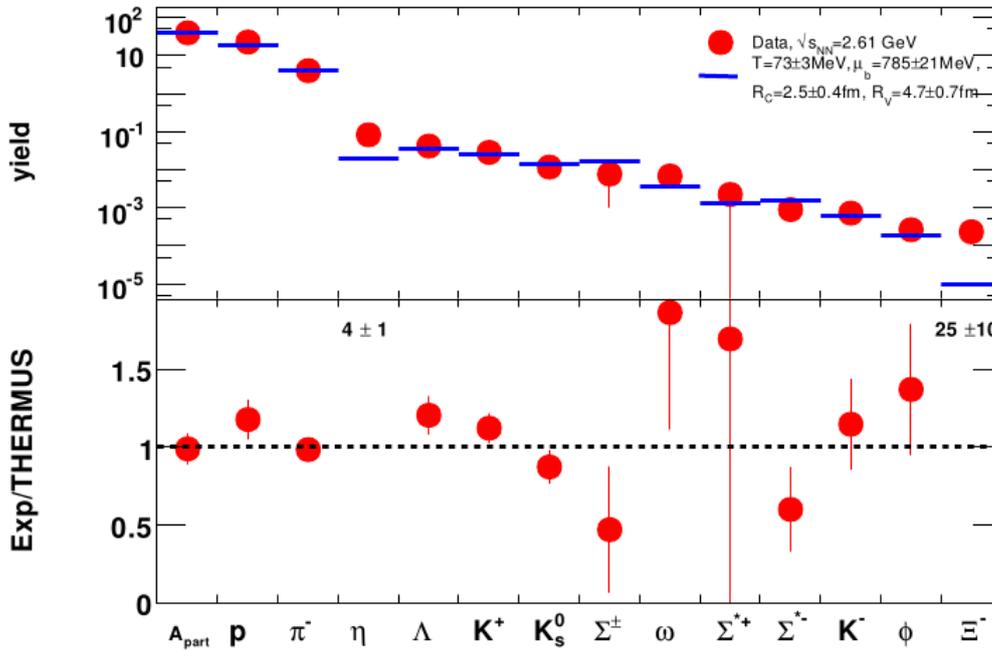
**Abbildung 1.7: Radiale Flussgeschwindigkeit** in Au+Au-Kollisionen als Funktion der Strahlenergie. [19]

<sup>13</sup>deutsch: Druckwelle

## 1.5 Vorherige Experimente

### 1.5.1 Hadronenanalyse mit HADES

Die Schwerionenreaktion Ar+KCl bei 1,76A GeV ist das bisher schwerste von HADES gemessene System. Der Fokus der Hadronenanalyse lag bisher auf Teilchen mit Massen unterhalb von 1 GeV/c<sup>2</sup> [2], [3]. Die Zählraten aller bisher gemessenen Teilchen der Ar+KCl-Strahlzeit sind im oberen Teil von Abbildung 1.8 aufgetragen und werden mit berechneten Multiplizitäten mit dem statistischen Hadronisationsmodell THERMUS [24] verglichen. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis aufgetragen.



**Abbildung 1.8:** Oberer Teil: Vergleich der gemessenen Teilchenmultiplizitäten in Ar+KCl-Reaktionen (rote Punkte) mit dem statistischen Modell (blaue Linien). Unterer Teil: Verhältnis der gemessenen Teilchenmultiplizitäten in Ar+KCl-Reaktionen mit dem statistischen Modell.

Das statistische Modell beschreibt die bei einer Schwerionenreaktion entstandene, heiße Reaktionszone als sogenannten Feuerball mit thermodynamischen Größen wie Temperatur  $T$  und baryochemischem Potential  $\mu_B$ . Im Falle von hohen Temperaturen und Teilchenmultiplizitäten erfolgt die Beschreibung in Form eines großkanonischen Ensembles, jedoch im Falle von niedrigeren Temperaturen und/oder kleineren Teilchenmultiplizitäten, wie es für Ar+KCl der Fall ist, muss die *Strangeness* in Form eines kanonischen Ensembles beschrieben werden. Da im kanonischen Ensemble die *Strangeness* Quantenzahl  $S$  lokal erhalten sein muss, diese jedoch sehr

Fragment	Totale Zählrate	Systematischer Fehler (%)
d	16.1	12
t	3.0	27
<sup>3</sup> He	2.1	20

**Tabelle 1.1:** Totale Zählrate der Fragmente bei 1,528A GeV, gemessen mit dem FOPI-Detektor. [21]

selten (in ca. 4% der Reaktionen) erzeugt wird, wird ein Radius  $R_c$  eingeführt, der kleiner als der Radius des Feuerballs  $R$  ist, in dem die *Strangeness* exakt erhalten sein muss.

Die Parameter des statistischen Modells ergeben sich aus den bisher gemessenen Teilchenmultiplizitäten zu:  $T = (76 \pm 2)$  MeV,  $\mu_B = (799 \pm 22)$  MeV,  $R_c = (2,2 \pm 0,2)$  fm und  $R = (4,1 \pm 0,5)$  fm [3]. Mit diesen Werten ergeben sich die Teilchenmultiplizitäten von 7,6 produzierten Deuteronen und 1,2 produzierten Tritonen pro Reaktion.

Grundvoraussetzung für die thermodynamische Behandlung des Systems ist chemisches Gleichgewicht bzw., dass ein thermalisiertes System vorliegt. Dies ist trotz der guten Übereinstimmung der Zählraten der Teilchen mit dem statistischen Modell fragwürdig für das relativ kleine Kollisionssystem Ar+KCl und benötigt deshalb weiterer Untersuchungen (siehe Abschnitt 1.6).

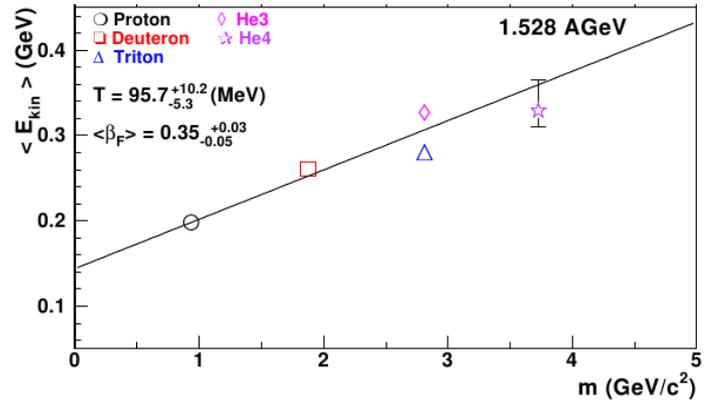
### 1.5.2 Analyse von Fragmenten mit FOPI

Eine vergleichbare Analyse der leichten Fragmente wurde in [21] in <sup>96</sup>Ru + <sup>96</sup>Ru-Kollisionen bei zwei verschiedenen Strahlenergien von 0,4A und 1,528A GeV mit dem FOPI-Detektor durchgeführt. Der FOPI-Detektor befindet sich, wie das HADES-Spektrometer, am Schwerionensynchrotron SIS18 an der GSI in Darmstadt. FOPI steht für  $4\pi$ , was die hohe räumliche Akzeptanz des Detektors widerspiegeln soll. Zur Berechnung der Rapiditätsverteilungen, der radialen Flussgeschwindigkeit und der kinetischen Ausfrieretemperatur wurden die transversalen Impulsspektren der Fragmente mit der Funktion von Siemens und Rasmussen (siehe Gleichung 1.6) angepasst. Die extrahierten totalen Zählraten bei der Strahlenergie von 1,528A GeV sind in Tabelle 1.5.2 und die mittleren kinetischen Energien als Funktion der Masse bei dieser Energie in Abbildung 1.9 zusammengefasst. Die mittleren kinetischen Energien ( $\langle E_{kin} \rangle$ ) stehen in folgendem Zusammenhang mit der thermischen Energie ( $E_T$ ) und dem radialen Fluss ( $\beta_r$ ):

$$\langle E_{kin} \rangle = E_F \cdot A + E_T = \frac{1}{2} m_0 \beta_r^2 \cdot A + \frac{3}{2} T \quad (1.7)$$

Aus Abbildung 1.9 wird die radiale Flussgeschwindigkeit  $\beta_r = 0,35^{+0,03}_{-0,05}$  und die kinetische Ausfrieretemperatur von  $T = (95^{+10,2}_{-5,3})$  MeV extrahiert.

**Abbildung 1.9:** Mittlere kinetische Energien der leichten Fragmente als Funktion der Masse bei 1,528A GeV, gemessen mit dem FOPI-Detektor. [21]



## 1.6 Motivation und Gliederung dieser Arbeit

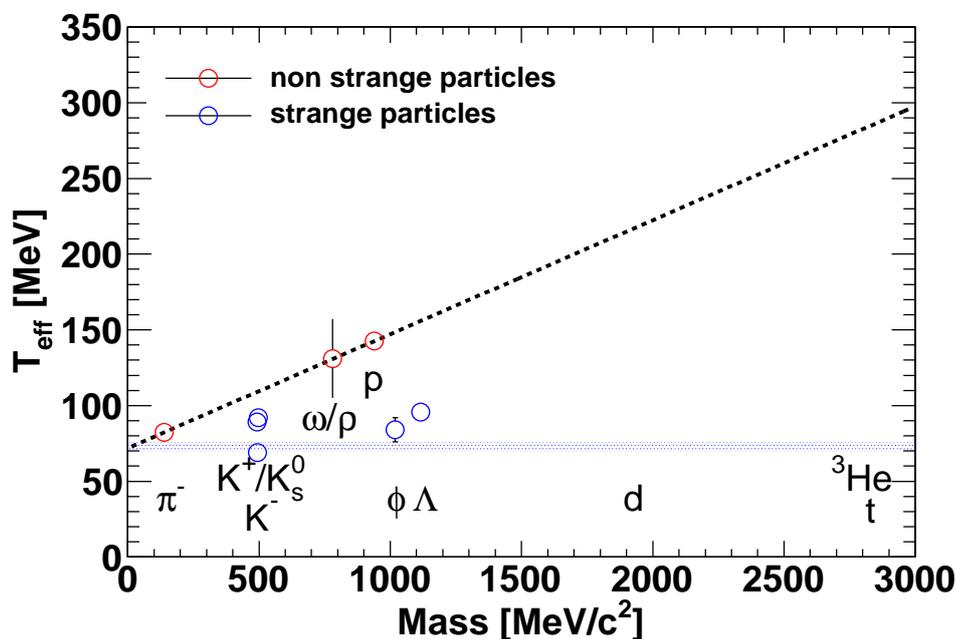
Ziel dieser Arbeit ist die Analyse der Produktion der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{Helium}$  in Ar+KCl-Kollisionen bei 1,76A GeV mit dem HADES-Spektrometer.

Wie in Abschnitt 1.5.1 erwähnt, stimmen die bisher gemessenen und veröffentlichten Teilchenmultiplizitäten für die Ar+KCl-Strahlzeit mit der Vorhersage des thermischen Modells gut überein. Es ist jedoch fragwürdig, ob es sich bei dem kleinen Stoßsystem Ar+KCl bereits um ein thermalisiertes System handelt, bei dem eine Beschreibung mit dem statistischen Modell gerechtfertigt ist.

Eine zusätzliche Möglichkeit die Thermalisierung des Systems zu überprüfen ist der Vergleich der kinetischen Ausfrieretemperaturen, die man aus den gemessenen Spektren der Teilchen extrahieren kann, mit der chemischen Ausfrieretemperatur des Systems aus Berechnungen mit dem statistischen Modell. Die transversalen Massenspektren der Teilchen werden für die verschiedenen Rapiditätsbereiche mit Boltzmann-Funktionen angepasst und der inverse Steigungsparameter bei der Schwerpunktsrapidität entspricht bei einem thermalisiertem System der kinetischen Ausfrieretemperatur.

Mit dem statistischen Modell wird die chemische Ausfrieretemperatur zu  $T_{chem} = (73 \pm 3)$  MeV bestimmt. Wenn es sich bei Ar+KCl um ein isotropes und thermalisiertes System handelt, sollten die kinetischen Ausfrieretemperaturen kleiner oder gleich dieser chemischen Ausfrieretemperatur sein. Abbildung 1.10 zeigt den Vergleich der Temperaturen. Zu sehen ist, dass die inversen Steigungsparameter der Teilchenspektren systematisch höher liegen als die Vorhersage des statistischen Modells. Die Teilchen mit *strangeness*-Inhalt zeigen ein relativ flaches Verhalten, wobei die Temperaturen der Teilchen ohne *Strangeness* linear anzusteigen scheinen. Eine mögliche Erklärung dieses Verhaltens ist, dass die Temperatur einen zusätzlichen massenabhängigen Beitrag durch den radialen Fluss (siehe Abschnitt 1.4) des Systems erhält. Unter dieser Annahme kann man mithilfe von Gleichung 1.5 eine radiale Flussgeschwindigkeit von  $\beta_r = 0,39 \pm 0,10$  und eine kinetische Ausfrieretemperatur von  $T_{kin} = (72 \pm 6)$  MeV extrahieren. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung der Ergebnisse aus [19] und der chemischen Temperatur aus dem statistischen Modell. In Tabelle 1.6 sind die erwarteten inversen Steigungsparameter bei Schwerpunktsrapidität der Fragmente dargestellt. Ziel der Analyse der Fragmente ist zu untersuchen, ob das Kollisionssystem Ar+KCl als thermalisiertes System mit radialen Flusseffekten zu behandeln ist

und diesem Fall die Temperatur und radiale Flussgeschwindigkeit zu bestimmen.



**Abbildung 1.10:** Vergleich der chemischen Ausfrieretemperatur des Systems Ar+KCl aus dem statistischen Modell (blaue Linie) mit den kinetischen Ausfrieretemperaturen aus den gemessenen Spektren (Punkte). Die Werte für die Teilchen ohne *strangeness*-Inhalt (rote Punkte) wurden mit einer linearen Funktion (Gleichung 1.5) angepasst.

Fragment	Inverser Steigungsparameter [MeV]
d	212
t	283
<sup>3</sup> He	283

**Tabelle 1.2:** Erwartete inverse Steigungsparameter der Fragmente unter der Annahme einer radialen Flussgeschwindigkeit von  $\beta_r = 0,39 \pm 0,10$  und einer kinetischen Ausfrieretemperatur von  $T_{kin} = (72 \pm 6)$  MeV berechnet mit Gleichung 1.5.

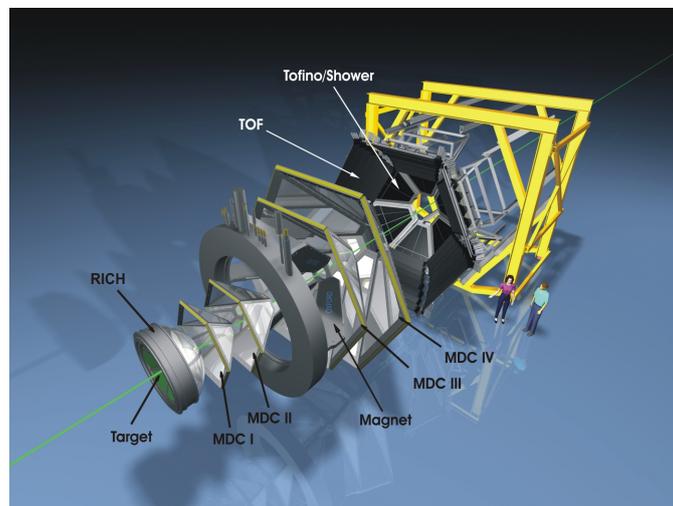
Des Weiteren sind die Fragmente nach dem *Nucleon Coalescence Model* (siehe Abschnitt 1.3) ausgezeichnete Sonden für die späte Phase einer Schwerionenkollision.

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Motivation für Schwerionenkollisionen und im Speziellen der Analyse der leichten Fragmente. In dem zweiten Kapitel wird das HADES-Spektrometer mit seinen Komponenten zur Hadronenidentifikation beschrieben. Anschließend wird in Kapitel 3 die allgemeine Datenanalyse und -kalibration mit dem HADES-Spektrometer vorgestellt. In Kapitel 4 wird auf die Teilchenidentifikation der Fragmente über ihren Energieverlust und ihre Flugzeit im Detail eingegangen. Darauf folgend werden die kinematischen Bereiche der Fragmente beschrieben und daraus ihre Multiplizitäten und Parameter zur Charakterisierung

des Kollisionssystems Ar+KCl bestimmt. Eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse befinden sich in Kapitel 5.

# Kapitel 2

## Das HADES-Spektrometer



**Abbildung 2.1:** Dreidimensionale, gestreckte Ansicht des **HADES-Spektrometers** mit seinen einzelnen Komponenten. In grün ist die Strahlachse angedeutet. In gelb ist die Halterung, der sogenannte *Main Frame* zu sehen. [22]

Das **H**igh **A**ccceptance **D**i-**E**lectron Spectrometer, kurz: HADES, ist ein Fixed-Target-Detektor und befindet sich am SIS18 an dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt.

Das Spektrometer wurde entwickelt um Elektronen-Positronen-Paare in Proton- und Schwerionen-induzierten Stößen mit einer hohen Auflösung zu messen. Dies dient der Untersuchung von Hadroneneigenschaften im Medium und im Speziellen In-Medium-Modifikationen der leichten Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ . Dileptonen sind gute Sonden zur Untersuchung von In-Medium-Modifikationen, da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und somit die Informationen ungehindert aus dem Medium hinaustragen. Die Zerfälle in Elektronen-Positronen-Paare treten jedoch stark unterdrückt gegenüber anderen Zerfällen auf, sodass bei der Entwicklung des HADES-Spektrometers besonders viel Wert auf folgende Aspekte gelegt wurde:

- **Schnelle Detektoren und Triggerraten**

Der Trigger entscheidet aufgrund unterschiedlicher Signale in den einzelnen Detektorkomponenten, ob in der Reaktion Dileptonenkandidaten auftraten. Bei einer Strahlintensität von ca.  $10^8$  Teilchen pro Sekunde muss diese Entscheidung innerhalb kürzester Zeit getroffen werden.

- **Hohe geometrische Akzeptanz**

Um eine hohe Wahrscheinlichkeit für die Detektion von Dileptonenpaaren zu realisieren, sollte das Spektrometer einen hohen Bereich des Raumwinkels abdecken, da  $e^+e^-$ -Paare aus  $\omega$ -Zerfällen große Öffnungswinkel besitzen.

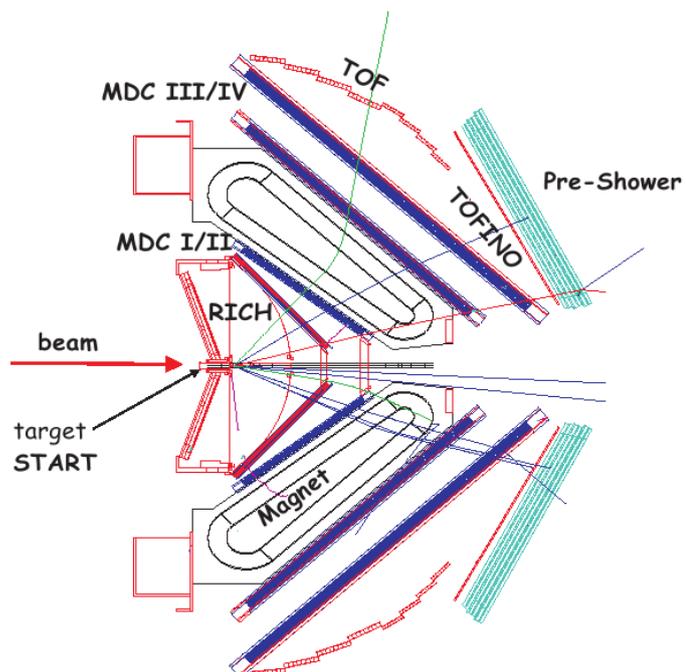
- **Geringe Massenbelegung der Spurdetektoren**

Durch Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial kommt es zur Entstehung von Photonen, die durch Konversion<sup>1</sup> zu einem großen Untergrund für die, in der Reaktion entstehenden, Dileptonen führen. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und damit der Untergrund werden durch eine möglichst geringe Massenbelegung reduziert.

- **Massenauflösung von ca. 1% im Bereich der Vektormesonen**

Um sensitiv auf In-Medium-Modifikationen der Vektormesonen zu sein, muss das Spektrometer eine gute Massenauflösung in ihrem Bereich besitzen.

**Abbildung 2.2: Querschnitt des HADES-Spektrometers** mit seinen einzelnen Komponenten: Dem das Target umschließende Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektor, den Vieldrahtdriftkammern (Multiwire Drift Chambers, MDC), dem Magneten ILSE (Iron Less Superconduction Electromagnet) und den Flugzeitwänden TOF und TOFino (Time of Flight). Zusätzlich angedeutet sind Trajektorien geladener Teilchen. [22]



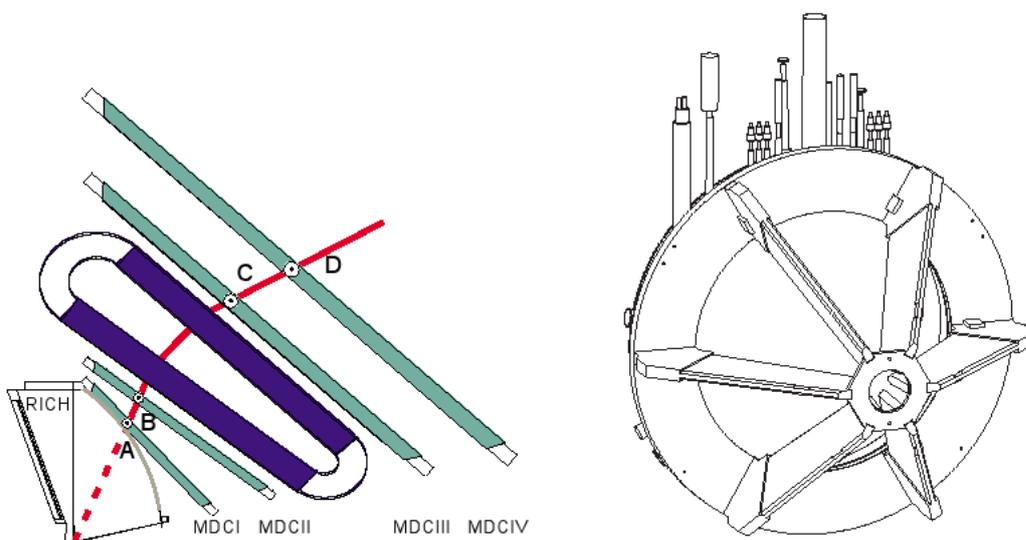
Das Spektrometer besteht aus sechs identischen Sektoren, die symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind und fast die gesamte Azimuthalebene abdecken. Im Polarwinkelbereich deckt

<sup>1</sup>Zerstrahlung eines Photons in  $e^+e^-$ -Paare.

das Detektorsystem  $18^\circ$  bis  $85^\circ$  ab. Die hohe geometrische Akzeptanz in azimuthaler Ebene des Spektrometers wird nur von den Rahmen der Module beschränkt. Speziell zur Elektronen- und Positronenidentifikation dienen der **Ring Imaging Cherenkov (RICH)** und der **PreSHOWER** Detektor. Das Spurrekonstruktionssystem besteht aus 24 Vieldrahtdriftkammern (MDCs) und sechs supraleitenden Spulen, die ein toroidales Magnetfeld erzeugen. Zur Flugzeitbestimmung der Teilchen dienen die zwei Detektoren **TOF** und **TOFino (Time of Flight)**.

Da das Spektrometer eine hohe Akzeptanz und Impulsauflösung besitzt, ist es zudem ausgezeichnet zur Hadronenanalyse geeignet [22]. Zur Hadronenidentifikation dienen die Informationen aus der Impuls- und Energieverlustbestimmung in den Driftkammern und die Flugzeit- und Energieverlustinformationen der Flugzeitdetektoren. Da sich diese Arbeit nur mit der Analyse der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{Helium}$  beschäftigt, wird im Folgenden nur auf die entsprechenden Detektorkomponenten zur Hadronenidentifikation und dem Trigger- und Datenaufnahmesystem eingegangen. Eine genaue Beschreibung aller Detektorkomponenten befindet sich in [1].

## 2.1 Das Magnetspektrometer



**Abbildung 2.3:** Links: Schematische Darstellung der Funktionsweise des **Magnetspektrometers** zur Spur- und Impulsbestimmung. Die Messung der Spurpunkte in den MDCs vor (A,B) und hinter dem Magneten (C,D) ermöglicht es, den Ablenkwinkel durch das Magnetfeld zu bestimmen und somit auf die Ladung und den Impuls der Teilchen schließen zu können. Rechts: Der **supraleitende Magnet (ILSE)**. [22]

### 2.1.1 Der Magnet ILSE

Der Magnet ist zusammen mit den Vieldrahtdriftkammern Teil des Magnetspektrometers zur Spur- und Impulsbestimmung geladener Teilchen. Das durch den Magneten erzeugte Magnetfeld zwingt geladene Teilchen aufgrund der Lorentzkraft auf gekrümmte Bahnen, aus deren Krümmung auf die Ladung und den Impuls der Teilchen geschlossen werden kann. Vereinfacht kann man sich vorstellen, dass die Teilchen durch das Magnetfeld einen transversalen „Kick“ erhalten. Die Anforderungen an den Magnet ILSE (Iron Less Superconduction Electromagnet) des HADES-Spektrometers sind, dass er Teilchen mit einem Impuls in dem weiten Bereich von 0,1 - 2 GeV/c in die Akzeptanz des Detektors „hineinkicken“ sollte. Außerdem sollte Vielfachstreuung vermieden werden, weshalb kein Detektormaterial in dem Bereich des Feldes vorhanden sein sollte. Wichtig ist dabei jedoch, dass der Bereich der Flugzeitdetektoren und besonders der RICH-Detektor feldfrei sein müssen, da sonst eine Verfälschung der Elektronenidentifikation und der Flugzeitbestimmung entstehen würde.

Um alle diese Anforderungen zu erfüllen besteht der Magnet ILSE aus sechs supraleitenden NbTi-Spulen, die um die Strahlachse herum orientiert sind. Die maximale Magnetfeldstärke beträgt 3,7 T und fällt in der Mitte der Sektoren auf 0,8 T ab. Gekühlt wird der Magnet mit flüssigem Helium der Temperatur 4,6 K.

### 2.1.2 Die Vieldrahtdriftkammern (MDC)

Vieldrahtdriftkammern (Multiwire Drift Chambers, kurz: MDC) dienen der Messung von Spurpunkten geladener Teilchen. In Kombination mit einem homogenen Magnetfeld ermöglichen sie außerdem die Impulsbestimmung.

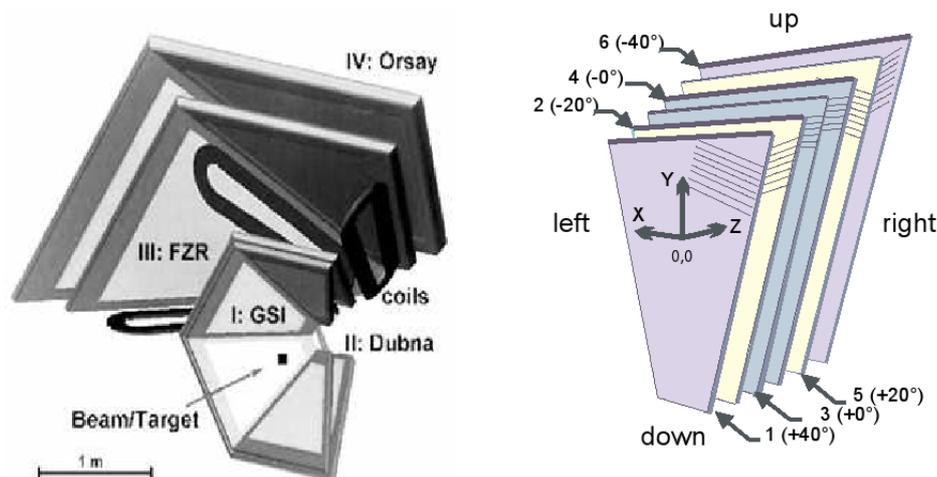
Vieldrahtdriftkammern bestehen aus vielen positiv geladenen Drähten, die sich in einem gasgefüllten Volumen befinden. Teilchen ionisieren auf ihrem Weg durch die Kammern die Gasatome. Die entstandenen Elektronen driften mit annähernd konstanter Geschwindigkeit zu den Drähten. Aus dem elektrischen Signal der Drähte kann man darauf schließen, an welchem Draht sie vorbeigeflogen sind. Durch die Messung der Driftzeit erhält man somit die Spur der Teilchen. Die Driftkammern werden als Proportionalzähler betrieben. Die entstandenen Elektronen ionisieren auf ihrem Weg zu den Drähten weitere Gasatome, besonders in der Nähe der Drähte kommt es aufgrund des Feldgradienten zu einer Schauerbildung von freien Elektronen. Das Signal ist proportional zur ursprünglich erzeugten Ladung.

In einem Magnetfeld werden die Teilchen wegen der Lorentzkraft auf gekrümmte Bahnen gezwungen. Diese Ablenkung ist von dem Impuls der Teilchen abhängig. Kombiniert man die Driftkammern mit einem Magneten kann somit der Impuls der Teilchen rekonstruiert werden.

Über das ausgelesene Signal der Driftkammern kann man, zusätzlich zur Spur- und Impulsbestimmung, den Energieverlust pro Weglänge ( $dE/dx$ ) der Teilchen bestimmen. Es können keine Signalthöhen gemessen werden, jedoch können nach einer speziellen Kalibrierung der Elektronik über die Signaltiefe  $dE/dx$ -Informationen gewonnen werden. Dies wurde in [22] für die Hadronenanalyse angewendet und wird in Abschnitt 3.5 kurz beschrieben.

Das Spurrekonstruktionssystem des HADES-Spektrometers besteht aus je zwei Ebenen von Driftkammern vor (MDC I und II) und hinter (MDC III und IV) dem Magneten, welche jeweils

aus sechs identischen Sektoren aufgebaut sind. Jede der 24 Driftkammern besteht aus ca. 1100 Signaldrähten. Sie decken, ausgehend von der Nullposition des Targets, einen Azimuthalbereich von  $360^\circ$  und einen Polarwinkelbereich von  $15^\circ$  bis  $85^\circ$  ab.



**Abbildung 2.4:** Links: Schematische Darstellung des **Spurverfolgungssystems** von HADES, zur Verdeutlichung des Aufbaus aus sechs identischen Sektoren um die Strahlachse. Die Namen stehen für die Orte, an denen die Kammern gebaut wurden, wobei die an der GSI gebaute Ebene I für die darauffolgenden Strahlzeiten durch eine, am Helmholtzzentrum Rossendorf gebaute Ebene, ersetzt wurde. Rechts: Schematischer Aufbau eines **Driftkammermoduls** mit sechs Signaldrahtebenen in unterschiedlicher Ausrichtung zum lokalen Koordinatensystem. [1]

Die Driftkammer MDC I war während der Strahlzeit im September 2005 mit einem Gasgemisch aus 84% Argon und 16% Isobutan und die Kammern MDC II-IV mit einer Mischung aus 60% Helium und 40% Isobutan gefüllt. Die Ionisation des Gases erfolgt statistisch verteilt. Im Mittel werden in den MDCs 80 Cluster/cm erzeugt. Ein Clusterfinder kombiniert die Informationen der Positionen in den einzelnen Kammern. Kennt man die genauen Positionen der Driftkammern, ist es möglich eine präzise Ortsmessung der Teilchentrajektorie durchzuführen. In [22] wurde die genaue Position der Driftkammern mithilfe der *photo alignment*<sup>2</sup>-Methode ermittelt. Die Ortsauflösung der Kammern ist 60-100  $\mu\text{m}$  in polarer und 120-200  $\mu\text{m}$  in azimuthaler Richtung [16].

Ein Problem bei Driftkammern ist der Effekt der Photoemission, welche in gleichem Maße auftritt wie die Ionisation der Gasatome. Es entstehen hochenergetische Photonen, die genügend Energie besitzen um weitere Gasatome zu ionisieren und somit zu einer Dauerentladung der Kammer führen. Um dies zu verhindern, befindet sich das Moderatorgas Isobutan in den Kammern, welches die Photonen absorbiert und ihre Energie in Rotations- und Vibrationsenergie umwandelt.

<sup>2</sup>Justierung mithilfe von photometrischen Methoden.

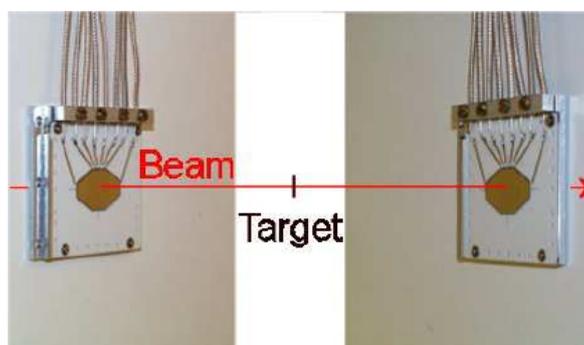
## 2.2 Flugzeitbestimmung

Zur Flugzeitbestimmung der Teilchen wird bei HADES ein START-VETO-Zähler und eine Flugzeitwand aus Plastiksziellatoren verwendet.

### 2.2.1 Der START-VETO-Detektor

Der START-VETO-Zähler misst zum einen den Reaktionsnullpunkt  $t_0$  (START) über zwei identische, strahlungsharte Diamantstreifendetektoren und schließt zum anderen Reaktionen, die nicht aus dem Target stammen, mit einer Effizienz von 98,5% aus (VETO). Die Detektoren sind im Abstand von 45 cm vor und hinter dem Target angeordnet und sind bei einer Kantenlänge von 10 mm nur 50-60  $\mu\text{m}$  (START) bzw. 110-120  $\mu\text{m}$  (VETO) dick. Die geringe Dicke verhindert Kleinwinkelstreuung. Die Zeitauflösung beträgt 96 ps für die Ar+KCl-Strahlzeit.

**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung des **START- und VETO-Detektors** vor bzw. hinter dem Target in der Strahlachse. [1]



### 2.2.2 Die Flugzeitwände TOF und TOFino

Die Flugzeitwand bestand während der Strahlzeit 2005 aus den zwei Flugzeitdetektoren TOF und TOFino (Time of Flight) und befindet sich hinter dem Spurrekonstruktionssystem im Multiplicity and Electron Trigger Array bzw. META-Detektor. Der META-Detektor enthält außerdem den Pre-SHOWER-Detektor zur Leptonenidentifikation. Der rekonstruierte Durchstoßpunkt im META-Detektor liefert eine zusätzliche Ortsinformation für die Spur- und Impulsrekonstruktion.

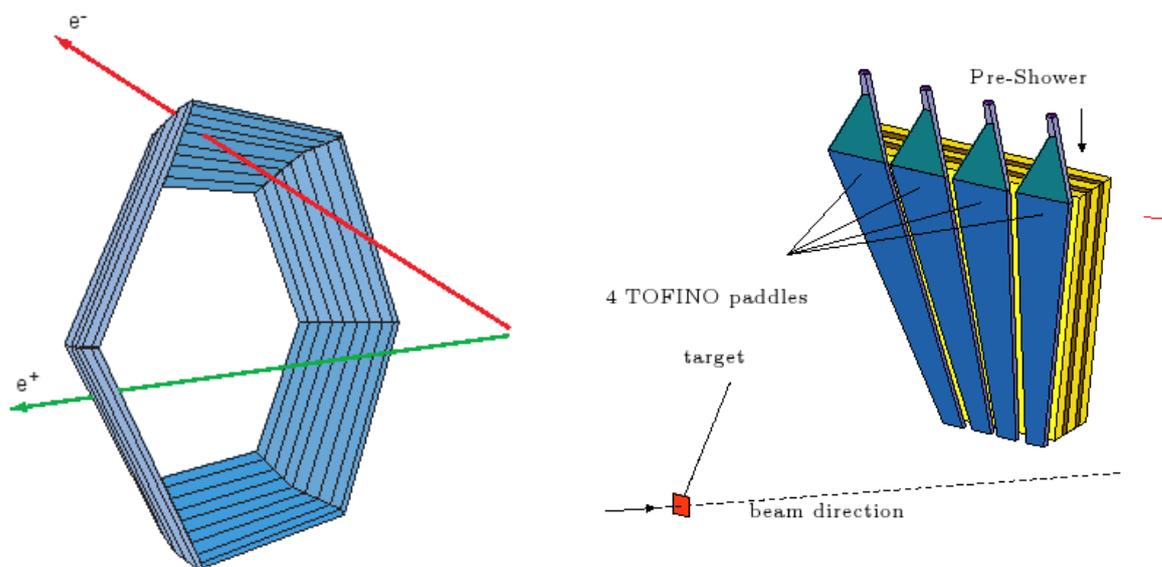
Die Flugzeitdetektoren bestehen aus Szintillatorstreifen. Treffen Teilchen auf Szintillatormaterial, erzeugen sie dort angeregte Zustände, welche sich durch Emission eines Photons wieder abregen. Diese Lichtblitze werden über Lichtleiter zu Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultiplier) geleitet. Dort wird das Signal in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt. Durch ihre schnellen Signalantwort- und Erholungszeiten, sind Szintillatoren optimal zur Flugzeitmessung geeignet. Die Intensität des Lichtes ist oberhalb einer bestimmten Energie direkt proportional zu der dort deponierten Energie des durchfliegenden Teilchens, weshalb sich Szintillatoren auch gut zur Energieverlustmessung eignen.

Der TOF-Detektor deckt den Bereich großer Polarwinkel von  $44^\circ < \Theta < 88^\circ$  und der TOFino den Bereich kleiner Polarwinkel von  $18^\circ < \Theta < 45^\circ$  ab, wobei es einen kleinen Überlappbereich gibt.

Der TOF-Detektor besteht aus sechs Sektoren, die wiederum aus acht Modulen, bestehend aus acht Szintillatorstreifen aufgebaut sind. Die insgesamt 384 Streifen befinden sich in Carbon-Fiberglas. Es findet eine beidseitige Auslese der Streifen statt. Der TOF-Detektor besitzt eine hohe Granularität und seine Doppeltrefferwahrscheinlichkeit liegt bei unter 10%. Dadurch liegt seine Zeitauflösung bei  $\Delta t \approx 150$  ps und seine Ortsauflösung bei  $\Delta x \approx 2,5$  cm in Richtung des Szintillatorstabes.

Der TOFino-Detektor besteht ebenfalls aus sechs Sektoren, diese aber nur aus vier Szintillatorstreifen. Die Szintillatorstreifen werden im Gegensatz zum TOF-Detektor nur einseitig ausgelesen und der TOFino besitzt im Vergleich eine niedrigere Granularität. Dies macht Mehrfachtreffer wahrscheinlicher und liegt bei über 65% der LVL1-getriggerten Reaktionen (siehe Abschnitt 2.3) bei Ar+KCl. Auch die Zeitauflösung ist gegenüber dem TOF schlechter und liegt bei  $\Delta t \approx 420$  ps. Aus diesen Gründen wurde der TOFino Detektor im Jahr 2010 durch eine Resistive Plate Chamber (RPC) ersetzt.

Durch die Messung der Signalhöhen und -breiten in den Flugzeitszintillatoren ist es möglich den Energieverlust zu bestimmen (siehe Abschnitt 3.6.2).

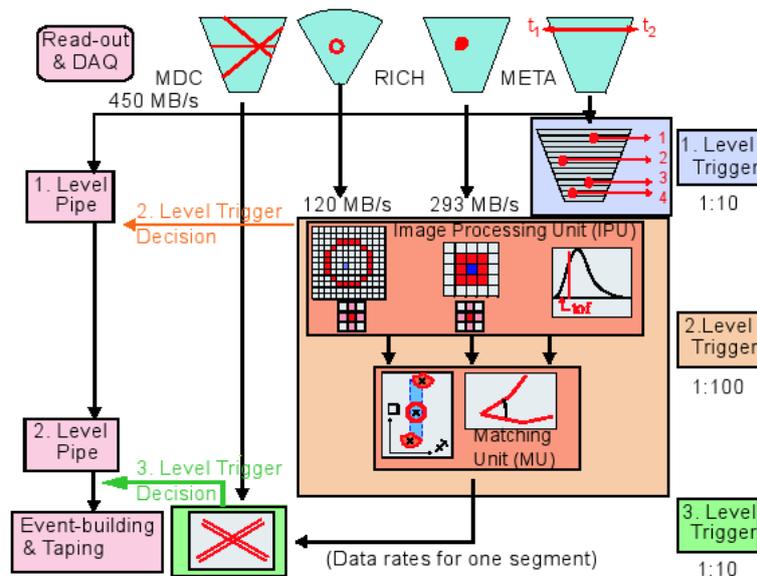


**Abbildung 2.6:** Links: Der **TOF-Detektor**, bestehend aus sechs Sektoren mit jeweils acht Szintillatorstreifen, im Polarwinkelbereich von  $44^\circ < \Theta < 88^\circ$ . Rechts: Der **TOFino-Detektor**, bestehen aus vier Szintillatorstreifen im Polarwinkelbereich von  $18^\circ < \Theta < 45^\circ$ . Hinter den TOFino-Streifen befindet sich der PreShower Detektor. [22]

## 2.3 Das Trigger-System

Das Triggersystem hat die Aufgabe die Datenmenge und die Totzeit des Detektors zu reduzieren. Bei HADES handelt es sich um ein zweistufiges Triggersystem aus dem Level 1 (LVL1)-

und dem Level 2 (LVL2)-Trigger (siehe Abbildung 2.7). Besonders in Schwerionenkollisionen sind zentrale Kollisionen zur Analyse erwünscht und weniger zentrale Stöße können eliminiert werden. Die Entscheidung über die Zentralität einer Reaktion wird anhand der Multiplizitäten im META-Detektor bestimmt. Je höher die Summe der Signale von TOF und TOFino, desto höher die Multiplizität. Der LVL1-Trigger entscheidet in einer Zeit unter 100 ns (Die typische Zeit zwischen zwei Reaktionen ist bei der gegebenen Strahlintensität von ca.  $10^8$  Teilchen pro Sekunde etwa zehn mal höher), ob die Kollision der gewünschten Zentralität entspricht.



**Abbildung 2.7:** Schema des **Triggersystems** von HADES. Der LVL1-Trigger entscheidet anhand der Multiplizität im META-Detektor, ob die Reaktion der gewünschten Zentralität entspricht. Als zweiten Schritt sucht der LVL2-Trigger anhand von IPU's und MU's nach charakteristischen Signalen von Leptonenkandidaten. Auf Software-Ebene existiert außerdem eine dritte Triggerstufe, welche auf der geometrischen Korrelation von Drahtmustern der Driftkammern mit Treffern im RICH- und PreSHOWER- bzw. TOF-Detektor basiert.

Da HADES zur Dileptonenanalyse entwickelt wurde, diese Zerfälle jedoch stark unterdrückt sind, existiert eine zweite Triggerstufe zur schnellen Identifikation von Leptonenpaaren. Der LVL2-Trigger identifiziert die Leptonenkandidaten in Echtzeit während der Datenauslese über schnelle Algorithmen. Elektronische Bildbearbeitungseinheiten (**Image Processing Units**, kurz: IPU's) suchen charakteristische Signale von Elektronen und Positronen im RICH, im PreSHOWER und in den Flugzeitdetektoren. Sogenannte **Matching Units** (MU) führen dann eine Mustererkennung durch und korrelieren Ringe im RICH-Detektor mit Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit aus TOF und TOFino und Signalen im PreSHOWER-Detektor. Die LVL2-Trigger-Prozedur dauert  $10 \mu\text{s}$ .

# Kapitel 3

## Datenanalyse in Ar+KCl

Im September und Oktober 2005 wurden von der HADES-Kollaboration Daten der Schwerionenreaktion  ${}^{40}_{18}\text{Ar} + {}^{39}_{19}\text{K} \text{ } {}^{35}_{17}\text{Cl}$  aufgenommen. Hierfür wurden 18-fach positiv geladene Argon-Ionen im SIS18, auf die kinetische Energie von 1,76A GeV beschleunigt und auf ein stationäres Target, bestehend aus Kaliumchlorid, geschossen. Die Reaktionswahrscheinlichkeit steigt mit der Dicke des Targets, gleichzeitig steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Konversion in diesem, was besonders für die Dileptonenanalyse hinderlich ist. Dieser Konflikt wurde in der Ar+KCl-Strahlzeit durch ein vierfach segmentiertes Target gelöst.

Die angefallene Datenmenge wurde mit einem zweistufigen Online-Trigger, der Wert auf eine hohe Zentralität der Kollision und auf vorhandene Dileptonenkandidaten legt (siehe Abschnitt 3.1), reduziert.

Die Datenanalyse beginnt mit der Datenkalibration, bei der aus den elektrischen Signalen der einzelnen Detektoren Dateien produziert werden, die die physikalisch relevanten Informationen, wie den Impuls und den Energieverlust, beinhalten (siehe Abschnitt 3.2).

Anhand dieser Informationen können Teilchen eindeutig identifiziert werden (siehe Abschnitt 3.6).

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Identifikation der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  ${}^3\text{Helium}$  (siehe Kapitel 4).

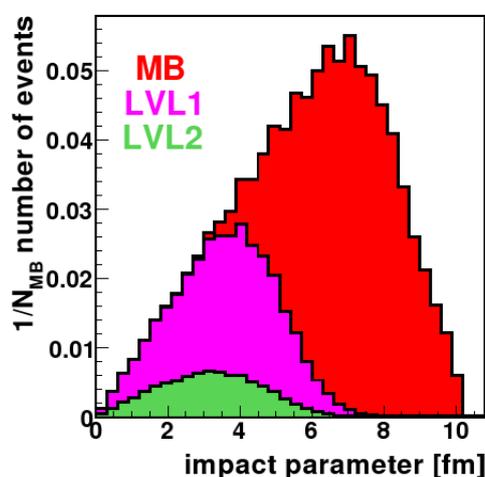
### 3.1 Triggerbedingungen

Zur Untersuchung von In-Medium- und kollektiven Effekten ist es wichtig, dass die Kollision der Teilchen möglichst zentral stattgefunden hat. In der Theorie wird die Zentralität einer Schwerionenkollision durch den Stoßparameter  $b$ , welcher dem Abstand der Schwerpunkte der kollidierenden Teilchen entspricht, definiert (siehe Abschnitt 1.2). Im Experiment kann man diesen Stoßparameter nicht direkt messen, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen zu produzieren höher, je zentraler der Stoß war. Somit ist die Multiplizität der Teilchen ein Maß für die Zentralität des Stoßes.

Als Kondition für den Level 1-Trigger wurde in der Strahlzeit Ar+KCl eine Mindestanzahl von 18 geladenen Teilchen im META-Detektor vorausgesetzt. Um aus der gemessenen Teilchenmu-

litplizität auf den Stoßparameter  $b$  schließen zu können, werden die Level 1-getriggerten Reaktionen mit Simulationen ohne Trigger, Daten mit einem sogenannten *minimum bias*<sup>1</sup>-Trigger und zusätzlich mit Messungen mit leerem Target verglichen. Die Messung mit leerem Target hilft zwischen Reaktionen mit der Target-Halterung und echten Reaktionen im Target zu unterscheiden. Für die *minimum bias*-Daten wurde nur eine Mindestanzahl von vier Treffern im META-Detektor verlangt. Die Simulation wurde mit UrQMD [4] in [14] durchgeführt. Abbildung 3.1 zeigt das Ergebnis der Studie. Der verwendete Level 1-Trigger mit einer Multiplizität im META-Detektor von mindestens 18 enthält demnach ca. 34% der zentralsten Stöße und deren mittlerer Stoßparameter liegt bei 3,5 fm.

Als Bedingung für den Level 2-Trigger wurde mindestens ein Leptonpaar in den Detektoren RICH und META verlangt.



**Abbildung 3.1:** Vergleich zwischen *minimum bias*- (MB), Level 1- (LVL1) und Level 2-getriggerten (LVL2) Reaktionen als Funktion des Stoßparameters. Demnach erhält man für Level 2-getriggerte Reaktionen einen etwas kleineren Stoßparameter als für Level 1-getriggerte Reaktionen. Als mittleren Stoßparameter erhält man durch Level 1-getriggerte Reaktionen einen Wert von 3,5 fm. [14]

## 3.2 Datenkalibrierung

Die getriggerten, bisher unverarbeiteten Signale der einzelnen Detektoren aus der DAQ (**D**ata **A**quisition)<sup>2</sup>, wie z.B. Drahtnummern der gefeuerten Drähte in den Driftkammern, werden in HLD-Rohdateien (**H**ades **L**ist **D**ata) gespeichert. Eine Rohdatei enthält im Mittel Informationen aus  $2 \cdot 10^5$  Reaktionen und hat eine Größe von 2 GB. Alle Dateien erhalten eine eindeutige Kennung mit der Verbindung zum Zeitpunkt der Aufnahme, wodurch es möglich ist, mithilfe der Oracle-Datenbank, Zeiten auszuschließen in der Detektorkomponenten instabil liefen.

<sup>1</sup>deutsch: Minimale Einschränkung

<sup>2</sup>deutsch: Datenaufnahme

Zur Analyse werden letztendlich 4200 HLD-Dateien mit insgesamt  $6,99 \cdot 10^8$  Level 1-getriggerten Reaktionen verwendet.

Um aus den Rohdateien die physikalisch interessanten Informationen wie Flugzeit und Impuls ziehen zu können, müssen die Detektoren zunächst kalibriert werden [16]. Dafür ist es sehr wichtig die genaue Position und Ausrichtung der einzelnen Komponenten zu kennen, was u.a in [22] zum ersten Mal für HADES durch *photo alignment*<sup>3</sup> realisiert wurde.

Anschließend werden die HLD-Dateien in sogenannte **Data Summary Tapes** (DST) umgewandelt. In diesem Schritt wird die Spur- und Impulsrekonstruktion durchgeführt (siehe Abschnitt 3.3 und 3.4). Dieser Prozess dauert ca. 6 Wochen. Danach haben die DSTs eine Gesamtgröße von 10 TB.

Da in dem bisher größten Stoßsystem Ar+KCl eine vier mal höhere Anzahl der mittleren Partizipanten pro Stoß als bei dem nächst kleineren vorherigen Experiment C+C vorliegt, erhöht sich auch die mittlere Anzahl an Spurkandidaten pro Reaktion. Die eindeutige Spurbestimmung wird somit erschwert und den Spuren wird vielmehr ein Gütewert  $\chi^2$ , im Speziellen das Produkt der zwei Werte  $\chi_{RK}^2$  und  $\chi_{META}^2$ , zugeteilt. Dabei berechnet sich  $\chi_{RK}^2$  aus der geometrischen Abweichung der rekonstruierten Teilchenspur von den Treffern in den Driftkammern und  $\chi_{META}^2$  aus der geometrischen Abweichung des Treffers im META-Detektor von dem extrapolierten Treffer in den äußeren Driftkammern. Ein Algorithmus durchsucht alle Spurkombinationen um die Kombination mit dem kleinsten  $\chi^2$ -Wert zu bestimmen. Diese wird als eindeutige Teilchenspur behalten und alle anderen Möglichkeiten gestrichen, damit es nicht zu einer mehrfachen Verwendung von MDC-Segmenten und META-Treffern kommt. Die eindeutigen Teilchenspuren werden in Form von MicroDSTs gespeichert und können für die weiteren Analysen in Form von NTupeln, in die alle für die Analyse relevanten Informationen aus den DST transportiert werden, verwendet werden. Im Mittel enthalten die MicroDSTs um einen Faktor 11 weniger Teilchenspuren als die DSTs.

### 3.3 Spurrekonstruktion

Da mit den vier Vieldrahtdriftkammern keine kontinuierliche Spurverfolgung möglich ist, sondern nur vier Durchflugpunkte pro Ebene gemessen werden, müssen die Teilchenspuren aus diesen wenigen Punkten rekonstruiert werden. Es werden in jeder Driftkammer ein Durchflugpunkt und die zugehörige Richtung gemessen. Diese können dann interpoliert werden und man erhält die Teilchentrajektorie. Um falsche Spurzuordnungen zu vermeiden, werden jeweils die inneren und die äußeren MDCs zu geraden Spursegmenten zusammengefasst (*combined modus*<sup>4</sup>). Über einen *cluster finder* und einen *segment fitter* werden nun die Spuren rekonstruiert.

Der Schritt des *cluster finders* ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Zunächst werden die ausgelösten Signaldrähte in den MDCs auf eine gemeinsame Ebene zwischen den Driftkammern projiziert. Als Projektionsursprung für die Projektionsebene der inneren Driftkammern dient die Targetregion und für die äußeren der Durchstoßpunkt des inneren Segments auf der *kick-surface* (siehe

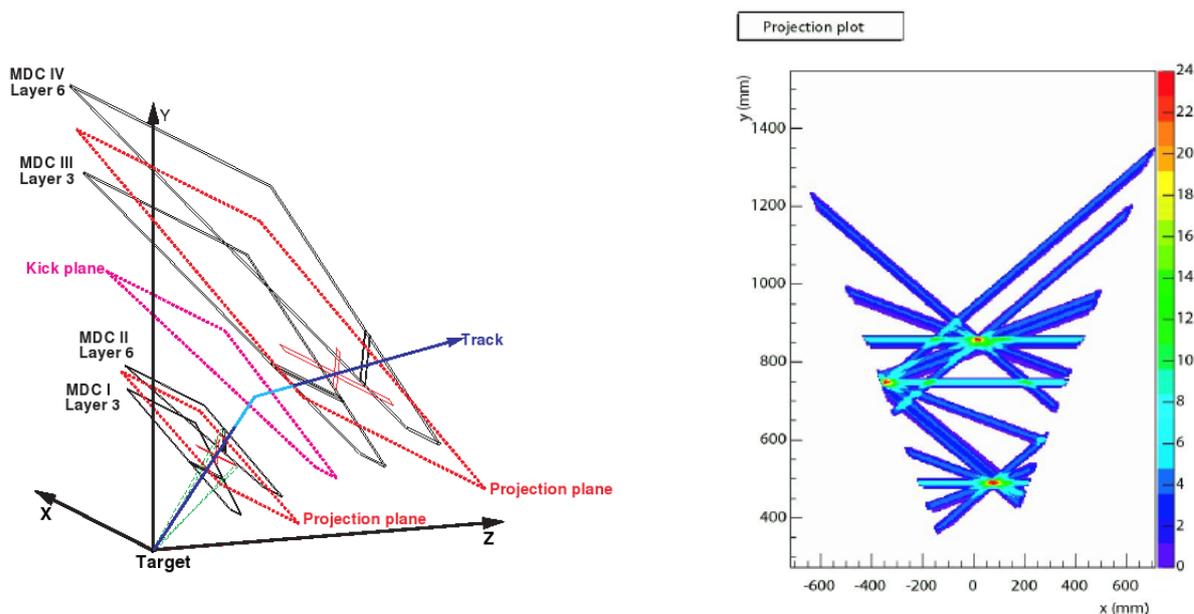
---

<sup>3</sup>deutsch: Justierung

<sup>4</sup>deutsch: Kombiniertes Modus

Abschnitt 3.4.1). Die gefeuerten Drähte erhöhen das zweidimensionale Histogramm der Projektionen um eine Einheit. Man erhält aus der Überlagerung der Drähte einen Durchstoßpunkt und in Kombination mit dem Projektionsursprung eine Richtung.

Durch die Kombination mit der gemessenen Driftzeit erhält man für das Spurrekonstruktionsverfahren eine hohe Auflösung von ca.  $100 \mu\text{m}$  pro Spurpunkt. Eine genaue Beschreibung des Verfahrens zur Spurrekonstruktion befindet sich in [20].



**Abbildung 3.2:** Links: Projektionsverfahren des *cluster finders*. Die roten Ebenen entsprechen den Projektionsebenen zwischen den inneren bzw. äußeren Driftkammern, die blauen Linien verdeutlichen den jeweiligen Projektionsursprung. Rechts: Abbildung der Durchstoßpunkte der Teilchen aus der Überlagerung der gefeuerten Drähte in der Projektionsebene. [20]

### 3.4 Impulsbestimmung

Die Impulsbestimmung erfolgt bei HADES über drei verschiedene Algorithmen:

- Die Kickplane-Methode
- Die Spline-Methode
- Die Runge-Kutta-Methode

Alle Methoden basieren auf dem Prinzip, dass geladene Teilchen (Ladung  $q$ ) in einem Magnetfeld ( $\vec{B}$ ) eine Ablenkung aufgrund der Lorentzkraft ( $\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}]$ ) erfahren. Auf der Teilchentrajektorie  $s$  erfährt das Teilchen eine Impulsänderung  $\Delta p_{kick}$  von

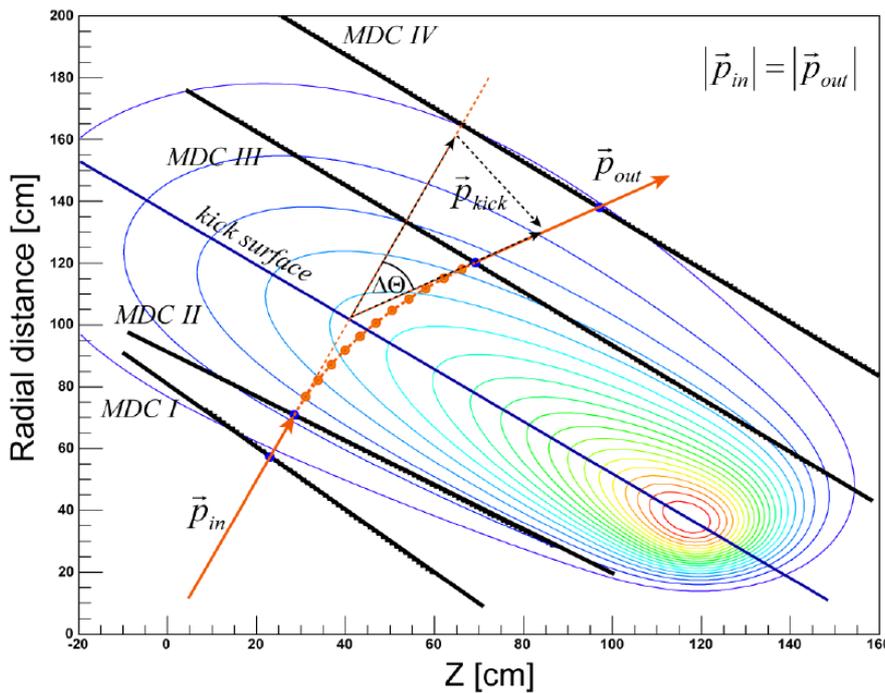
$$\Delta p_{kick} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s}, \quad (3.1)$$

mit den Impulsen  $\vec{p}_{in}$  vor und  $\vec{p}_{out}$  nach dem Magnetfeld. Über einfache geometrische Überlegungen erhält man den Ablenkwinkel  $\Delta\Theta$  zwischen diesen Impulsen (siehe Abbildung 3.3):

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta p_{kick}|}{2|\vec{p}|} \quad (3.2)$$

mit  $\vec{p} = \vec{p}_{out} = \vec{p}_{in}$ .

In den folgenden Abschnitten werden die drei Verfahren zur Impulsbestimmung kurz vorgestellt, für eine detailreichere Beschreibung siehe [20].



**Abbildung 3.3:** Schema der **Impulsbestimmung** mit dem HADES-Spektrometer. Zu sehen sind die vier MDC-Ebenen, die *kick surface*, an der die Teilchen durch das Magnetfeld eine Ablenkung um den Winkel  $\Delta\Theta$  erhalten. Mit der *kick surface*-Methode wird der Impuls der Teilchen über die Ablenkung durch den Winkel  $\Delta\Theta$  berechnet. Eine genauere Impulsberechnung geschieht durch das Lösen der Bewegungsgleichungen an mehreren Punkten (orange Punkte) mit der *Spline*-Methode und eine noch genauere Berechnung ist mit der Runge-Kutta-Methode möglich, bei der die Bewegungsgleichungen entlang festen Schrittlängen numerisch gelöst werden. [22]

### 3.4.1 Die *kick surface*-Methode

Die *kick surface*<sup>5</sup>-Methode ist die einfachste Variante aus den vier Messpunkten in den Driftkammern den Impuls zu bestimmen. Man geht anstatt von einer kontinuierlichen Ablenkung im

<sup>5</sup>deutsch: Oberfläche

Magnetfeld von einem einzigen Knick in der Teilchentrajektorie aus. Aus dem kleinsten Abstand, der in die Feldregion extrapolierten, geraden Spursegmenten der inneren bzw. äußeren Driftkammern  $\vec{p}_{in}$  und  $\vec{p}_{out}$  wird die sogenannte *kick surface* konstruiert. Aus der Teilchenspur auf der Oberfläche und dem Spurpunkt im META-Detektor wird nun der Ablenkwinkel  $\Delta\Theta$  berechnet und daraus aus Vergleich mit Simulationen der Impulsübertrag  $\vec{p}_{kick}$  bestimmt.

### 3.4.2 Die Spline-Methode

Sind in jedem Sektor mindestens drei Driftkammern vorhanden, kann die sehr genaue *Spline*-Methode zur Impulsbestimmung angewandt werden [20]. An die geraden Spursegmente zwischen den gemessenen Durchflugpunkten der inneren bzw. äußeren Driftkammern werden Teilchentrajektorien als Kurven (Splines) dritter Ordnung angepasst. Dadurch werden in dem Bereich des Magnetfeldes Spurpunkte mithilfe der Lorentzkraft berechnet. Als Randbedingung müssen die erste und zweite Ableitung der Kurve bzw. der geraden Spursegmente gleich sein.

### 3.4.3 Die Runge-Kutta-Methode

Da die Annahme von geraden Spursegmenten, die bei der *Spline*-Methode gemacht wird, nur näherungsweise korrekt ist, da sich zum Beispiel das Magnetfeld auf den Bereich der Driftkammern ausdehnt, wird zur exakteren Impulsbestimmung die Runge-Kutta-Methode angewendet. Bei dieser Methode werden die Bewegungsgleichungen der Lorentzkraft numerisch gelöst. Die Startwerte für das iterative Verfahren werden aus der Spline-Methode gewonnen. Das Verfahren sieht eine Lösung der Gleichungen am Startwert und eine Extrapolation auf den nächsten Spurpunkt vor. Auf diese Weise kann die gesamte Teilchenspur rekonstruiert werden. Zusätzlich wird die Qualität der Spur als  $\chi^2$ -Wert bestimmt.

## 3.5 Energieverlustkalibrierung der Driftkammern

Wie in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, können die Driftkammern zur Energieverlustbestimmung benutzt werden. Hierfür wird die **Time over Treshold**<sup>6</sup> (ToT) Methode verwendet.

Über ihren Energieverlust pro Weglänge ( $dE/dx$ ) können Teilchen mit gleichem Impuls voneinander separiert werden, da  $dE/dx$  eine Funktion der Geschwindigkeit ist. Üblicherweise wird der Energieverlust über die Signalhöhe bzw. dessen Integral bestimmt, wie es bei HADES in den Flugzeitdetektoren TOF und TOFino realisiert wird. In den Driftkammern ist dies leider nicht möglich, da dort nur die Breite und nicht die Höhe des Signals bestimmt werden kann. Jedoch kann das nicht-lineare Verhältnis zwischen der Zeit, in welcher das Signal über einer bestimmten Schwelle liegt (ToT), und dem Energieverlust ausgenutzt werden. Somit sind die MDCs trotz ihrer niedrigen Massenbelegung, die die Kleinwinkelstreuung reduzieren soll, eine gute Option den Energieverlust der Teilchen zu bestimmen.

---

<sup>6</sup>engl: Zeit über Schwellenwert

### 3.5.1 Korrektur und Normierung

Da innerhalb der Driftzellen kein homogenes, elektrisches Feld herrscht und die Teilchen durch variierende Einfallswinkel und Positionen unterschiedlich lange Spursegmente durch die Driftzellen besitzen, erhält man bei gleichen Energieverlusten  $dE/dx$  unterschiedliche ToT-Zeiten. Um dies zu korrigieren, werden die Teilchenspuren parametrisiert und anschließend die ToT-Zeiten in ein gemeinsames ToT-Normsystem abgebildet. Für die Parametrisierung wird in jeder, zur Einfachheit auf eine zweidimensionale Ebene projizierten Driftkammer jeder Spur der Einfallswinkel  $\alpha$  und der minimale Abstand zum Auslesedraht  $d$  zugeordnet. Diese Parametersätze werden dann mit dem gemessenen ToT-Wert auf die theoretische Bethe-Bloch-Kurve (siehe Gleichung 3.9) normiert und so auf eine gemeinsame Skala gebracht.

Die Normierung wird anhand der, über Flugzeit und Impuls identifizierten, Protonen durchgeführt. Dafür wird für jeden Protonimpuls zwischen 200 und 3000 MeV in  $\alpha = 5^\circ$ -Schritten, beginnend bei  $\alpha = 90^\circ$  ( $\hat{=}$  senkrechtem Einfall) und Schrittweiten von  $\Delta d = (100, 100, 200, 225)$  in den 4 Driftzellen jeweils der Energieverlust  $(dE/dx)_{calc}$  in Abhängigkeit des gemessenen ToT-Wertes in ein zweidimensionales Histogramm geplottet. Um diese Werte nun in einem ToT-Normsystem abzubilden, werden die Werte auf die ToT-Achse projiziert und über Anpassung einer Gauß-Funktion deren Mittelwert bestimmt. Jeder Messwert wird mit Funktion 3.3 angepasst und dann mit der inversen Funktion des Normsystemes 3.4 zurück auf die ToT-Achse gebracht.

$$\frac{dE}{dx} = f(ToT) = 10^{[(ToT - par0)/par1]^{1/par2}} - par3 \quad (3.3)$$

$$ToT = f^{-1}\left(\frac{dE}{dx}\right) = par0 + par1 \cdot \left[ \log_{10}\left(\frac{dE}{dx} + par3\right) \right]^{par2} \quad (3.4)$$

Nun kann im Normsystem der Mittelwert über die *truncated<sup>7</sup>-mean*-Methode gebildet werden. Bei dieser Methode werden Fehlmessungen ausgesondert. Der erhaltene Mittelwert entspricht im Folgenden dem Energieverlust  $(dE/dx)_{MDC}$ . In [22] wird die Methode der Energieverlustkalibrierung der Driftkammern ausführlich beschrieben.

## 3.6 Teilchenidentifikation mit dem HADES-Spektrometer

Beim HADES-Spektrometer werden geladene Teilchen durch ein Magnetfeld (siehe Abschnitt 2.1.1) auf gekrümmte Bahnen gezwungen. Die Teilchenspur wird vor und nach dem Magnetfeld mithilfe von vier Messpunkten in den Ebenen der Vieldrahtdriftkammern rekonstruiert (siehe Abschnitt 3.3). Des Weiteren wird mithilfe eines START-Detektors, der sich am Target befindet, und Flugzeitszintillatoren (siehe Abschnitt 2.2) die Flugzeit des Teilchens bestimmt. Aus der Krümmung der Bahnen kann man die Polarität des Teilchens und seinen Impuls bestimmen. Mithilfe der Flugzeitinformation berechnet man anschließend die Masse des Teilchens, was im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

<sup>7</sup>deutsch: beschränkt, abgeschnitten

Eine weitere unabhängige Möglichkeit Teilchen zu identifizieren ist ihr Energieverlustsignal in den Driftkammern und Flugzeitdetektoren, das von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Dies wird in Abschnitt 3.6.2 vorgestellt.

### 3.6.1 Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung

Wie bereits erwähnt können Teilchen aus der Kombination aus Flugzeitmessung und Ablenkung in einem Magnetfeld identifiziert werden.

Es existiert folgender Zusammenhang zwischen der Masse  $m$ , der Ladung  $q$  und dem Impuls  $p$ :

$$\frac{m}{q} = \frac{p}{\gamma \cdot \beta \cdot c} \quad (3.5)$$

mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.6)$$

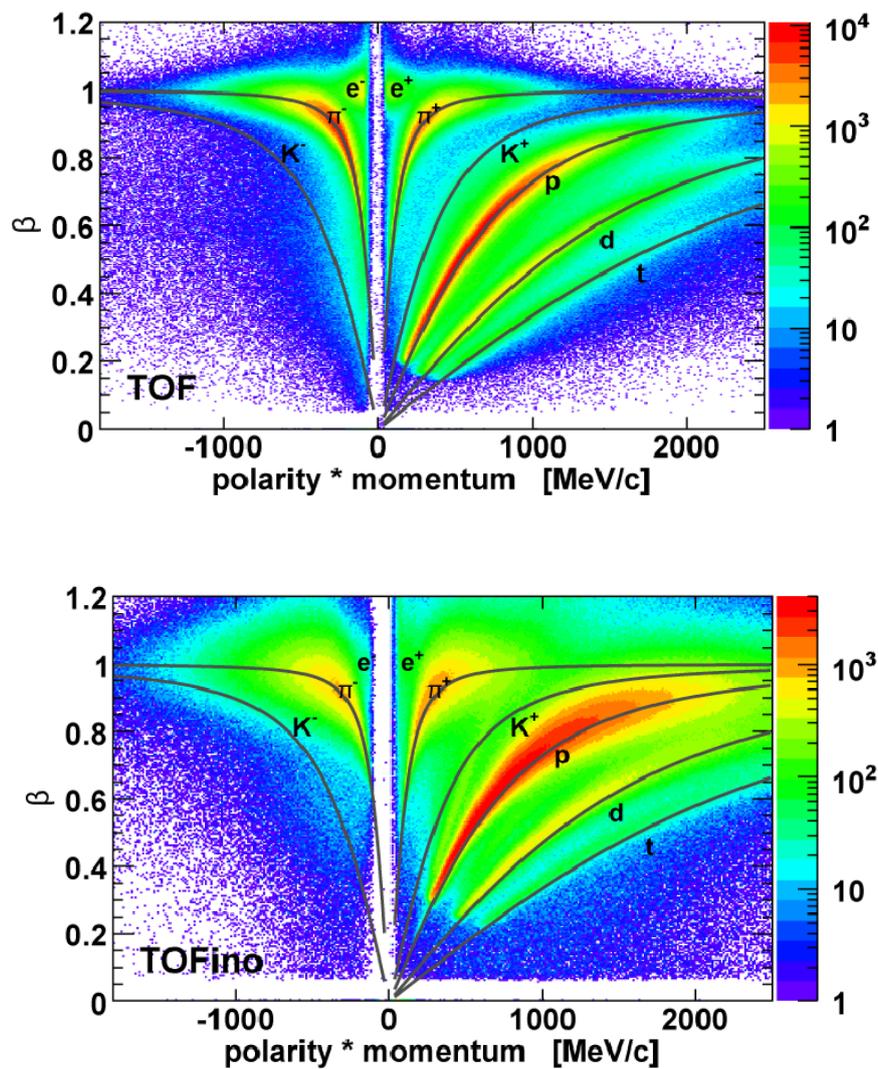
$$\beta = \frac{v}{c} \quad (3.7)$$

$$v = \frac{s}{t}. \quad (3.8)$$

Der Impuls  $p$  wird bei HADES über drei verschiedene Algorithmen berechnet (vgl. Abschnitt 3.4), wobei für die folgende Analyse nur die berechneten Werte aus dem Runge-Kutta-Verfahren betrachtet werden. Dieses Verfahren liefert außerdem die von den Teilchen zurückgelegte Flugstrecke  $s$ .

Zur Bestimmung der Flugzeit  $t$  wird die Differenzzeit der Signale im START-Detektor mit der aus den Flugzeitdetektoren bestimmt. Aus der Flugzeitinformation in Kombination mit der Kenntnis über die Flugstrecke, kann die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden.

Die Ladung bzw. die Polarität  $q$  wird durch die Krümmungsrichtung der Spur durch das Magnetfeld mithilfe der *Spline*-Methode bestimmt. Dabei war das Magnetfeld zur Zeit der Ar+KCl-Strahlzeit so gepolt, dass positive Teilchen in Richtung der Strahlachse gelenkt werden und negative Teilchen von ihr abgelenkt werden. Bei hochrelativistischen Geschwindigkeiten kann es durch Ungenauigkeiten zu Geschwindigkeiten größer der Lichtgeschwindigkeit kommen. Um zu vermeiden, dass es dadurch zu imaginären Massen kommt, wird das Massenquadrat  $m^2$  verwendet. Abbildung 3.4 zeigt die Geschwindigkeit  $\beta$  als Funktion des Produktes aus dem Laborimpuls und der Polarität der Teilchen in den Flugzeitdetektoren. Es lassen sich deutlich die Strukturen der einzelnen Teilchenspezies um die für ihre Masse theoretisch nach Gleichung 3.5 berechneten Kurven erkennen.



**Abbildung 3.4:** Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  als Funktion des Produktes aus Laborimpuls und der Polarität in den Flugzeitdetektoren TOF (oben) und TOFino (unten). Die schwarzen Linien entsprechen den theoretischen Teilchengeschwindigkeiten nach Gleichung 3.5. [22]

Die Analyse wird aufgrund der unterschiedlichen Flugzeitauflösung jeweils getrennt in TOF und TOFino durchgeführt. Treffer die in der kleinen Überlappregion der beiden Detektoren registriert werden, werden der TOF-Region zugeschrieben. Da die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer in der TOFino-Region sehr hoch ist und diese die Identifikation ungenau machen, werden in der Analyse nur Spuren mit einem Treffer im TOFino ausgewertet. Die Informationen aus der Impuls- und Flugzeitmessung der leichten Fragmente wird in Abschnitt 4.1.3 genutzt, indem in den unterschiedlichen Phasenraumzellen auf die Masse des jeweiligen Fragmentes geschnitten wird.

### 3.6.2 Teilchenidentifikation mittels Energieverlust

Die Flugzeitdetektoren und Vieldrahtdriftkammern bieten die Möglichkeit auf zwei unabhängige Arten Teilchen über ihren Energieverlust zu identifizieren. Der Energieverlust ist proportional zur Masse und Ladung des Teilchens und entsteht durch Wechselwirkung der Teilchen mit den Elektronen des Detektormaterials. Den Zusammenhang beschreibt die Bethe-Bloch-Formel:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.9)$$

mit

- $z$  - Ladung des einfallenden Teilchens
- $Z, A$  - Kernladungs- und Massenzahl des Gases
- $m_e$  - Elektronenmasse
- $r_e$  - klassischer Elektronenradius
- $N_A$  - Avogadro-Zahl
- $I$  - Ionisationskonstante
- $\delta$  - Dichtekorrekterterm

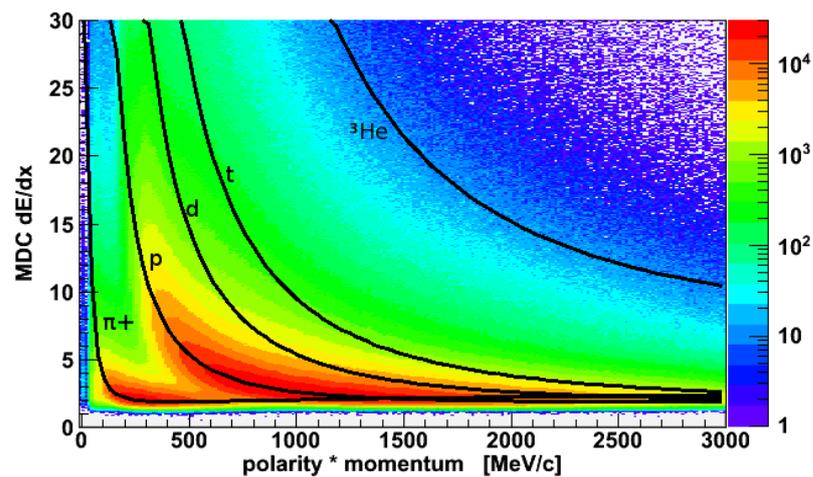
und der maximalen kinetischen Energie, die in einem einfachen Stoß auf ein freies Elektron übertragen werden kann

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (3.10)$$

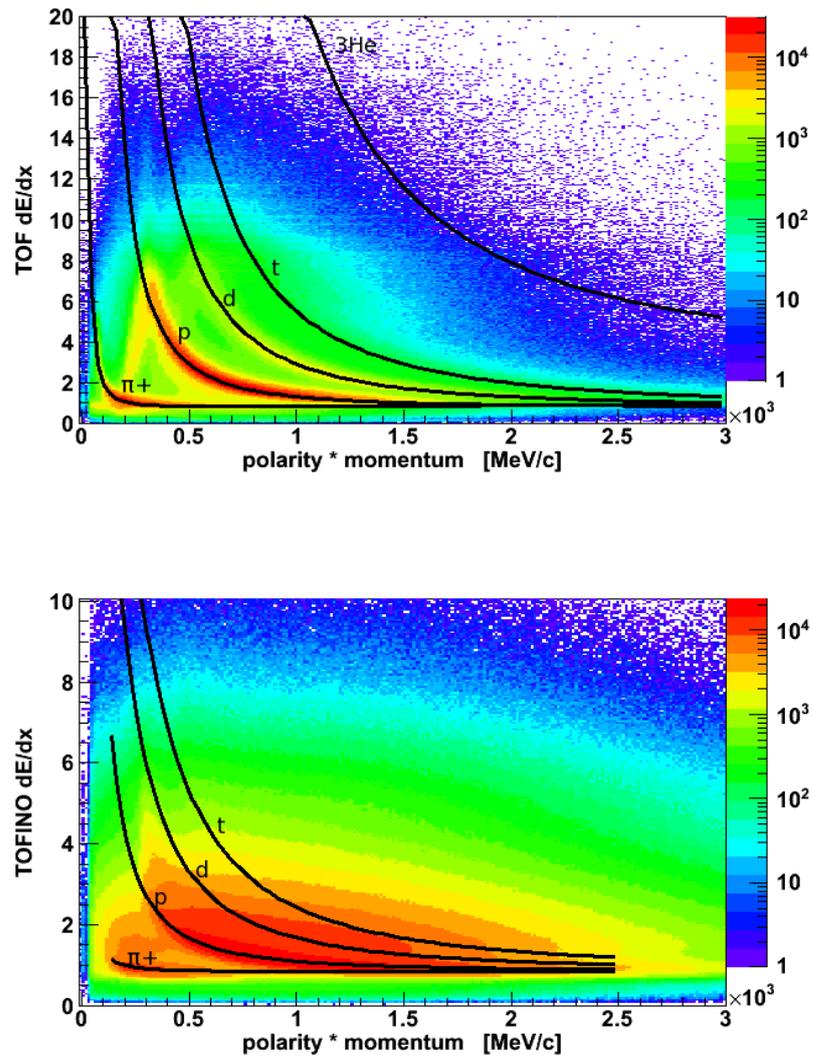
$M$  - Masse des stoßenden Teilchens.

In den Flugzeitdetektoren ist der Energieverlust der Teilchen proportional zu der Pulshöhe des ausgelösten Signals. Für Pionen, Protonen und Deuteronen lässt sich bereits ohne weitere Einschränkungen eine deutlich sichtbare Verteilung erkennen (siehe Abbildung 3.6), für Tritonen und  $^3\text{Helium}$  nicht. Somit ist man auf eine Kalibrierung des Energieverlustes angewiesen. Die Eichung wird anhand der Pionen und Protonen durchgeführt. Die Verteilungen werden, ähnlich wie es in Abschnitt 4.1.1 für die Deuteronen durchgeführt wird, in verschiedenen Impulsbereichen auf die Energieverlust-Achse projiziert und mit Gauß-Funktionen angepasst. An die Mittelwerte wird die Bethe-Bloch-Funktion 3.9 angepasst und man erhält alle nötigen Parameter der theoretischen Kurven für die anderen Teilchen. Zur Teilchenidentifikation kann man nun graphische Schnitte um die theoretischen Kurven anbringen.

Die Driftkammern eignen sich ebenfalls zur Energieverlustmessung. Das Verfahren der Energieverlustkalibrierung in den Driftkammern befindet sich in Abschnitt 3.5. Nach der Kalibrierung können zur Teilchenidentifikation graphische Schnitte um die berechneten Energieverlustkurven angebracht werden.



**Abbildung 3.5:** Energieverlust  $dE/dx$  als Funktion des Produktes aus Laborimpuls und der Polarität in den Vieldrahtdriftkammern. Die schwarzen Linien entsprechen den theoretischen Energieverlusten der Teilchen nach Bethe-Bloch.



**Abbildung 3.6:** Energieverlust  $dE/dx$  als Funktion des Produktes aus Laborimpuls und der Polarität in den Flugzeitdetektoren TOF (oben) und TOFino (unten). Die schwarzen Linien entsprechen den theoretischen Energieverlusten der Teilchen nach Bethe-Bloch (siehe Gleichung 3.9).

# Kapitel 4

## Identifikation und Analyse der Fragmente in Ar+KCl

### 4.1 Identifikation der Fragmente

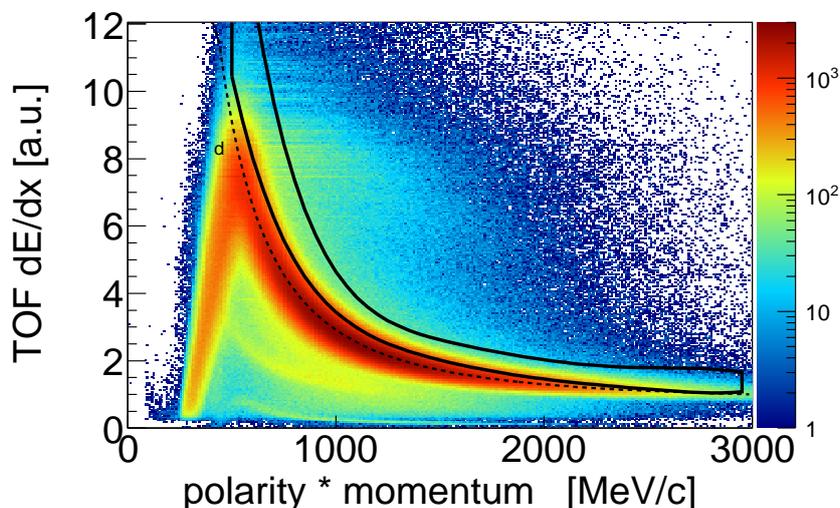
Die Identifikation der Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{Helium}$  erfolgt über ihre Flugzeit, wie in Abschnitt 3.6.1 beschrieben und über ihren Energieverlust in den Driftkammern und Flugzeitdetektoren. Da dies nie mit 100% Effizienz geschehen kann, müssen die Schnitte auf diese korrigiert werden. Die Korrekturfaktoren werden mit Hilfe von Simulationen bestimmt (siehe Abschnitt 4.1.4). Während der Analyse zeigte sich, dass die Energieverlustverteilungen der gemessenen Daten und der Simulation nicht übereinstimmen, sondern sich in Position und Breite deutlich unterscheiden (siehe Abbildung 4.1). Um trotzdem eine realistische Effizienzkorrektur machen zu können, werden die Schnitte in den Energieverlustverteilungen zur Teilchenidentifikation systematisch berechnet. Das Vorgehen zur Berechnung der Schnitte wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

#### 4.1.1 Berechnung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen der Driftkammern und Flugzeitdetektoren

Die Schnitte in den Energieverlustverteilungen werden zunächst nach folgendem Schema anhand der experimentellen Daten der Deuteronen in den Driftkammern und Flugzeitdetektoren berechnet:

##### 1. Generierung einer möglichst reinen Deuteronenverteilung

Da die Protonen das Signal der Deuteronen in den Energieverlustverteilungen überlagern, wird zunächst die unabhängige Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung genutzt, um eine möglichst reine Deuteronenverteilung zu generieren. Hierfür wird ein Schnitt auf die Teilchenmasse angebracht. Die Deuteronenmasse liegt bei  $1875,61 \text{ MeV}/c^2$ , somit wird zur Teilchenidentifikation ein Bereich von  $1500 - 2100 \text{ MeV}/c^2$  als Deuteronenkandidat ausgewählt. Abbildung 4.2 zeigt die resultierende Energieverlustver-



**Abbildung 4.1: Veranschaulichung des Unterschiedes in den Energieverlustverteilungen zwischen Daten und Simulation.** Zu sehen ist die gemessene Energieverlustverteilung im TOF-Detektor nach einem Schnitt auf die Deuteronenmasse. Die schwarze Linie entspricht einem graphischen Schnitt um die Energieverlustverteilung der simulierten Deuteronen. Diese liegt eindeutig höher als das Maximum der Daten.

teilung der Deuteronen im TOF-Bereich als Funktion des Impulses. Man erkennt eine eindeutige Verteilung um die theoretisch berechnete Bethe-Bloch-Kurve der Deuteronen.

## 2. Projektion der Energieverlustverteilungen in verschiedenen Impulsbereichen auf die Energieverlustachse

Die Energieverlustverteilungen der Deuteronen werden für die verschiedenen Impulsbereiche von  $p = 500 - 3000$  MeV/c in 50 MeV/c-Schritten auf die Energieverlustachse projiziert. Die Projektionen sind in den Flugzeitdetektoren und Driftkammern in erster Näherung gaußförmig.

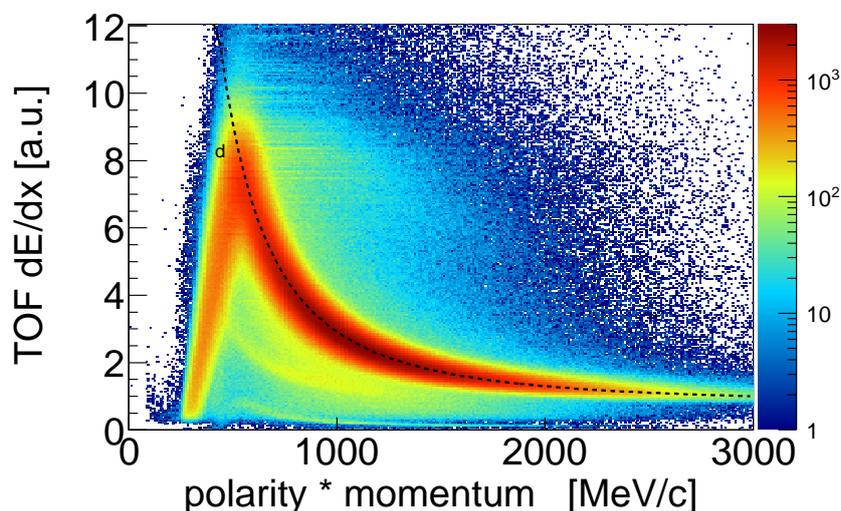
## 3. Anpassung der Verteilungen

Die Projektionen werden entsprechend ihrer Verteilungen mit einer Gauß-Funktion angepasst. In Abbildung 4.3 sind Projektionen der Energieverlustverteilungen in einem niedrigen, mittleren und einem hohen Impulsbereich aus dem TOF-Detektor mit den entsprechenden Fits zu sehen.

## 4. Bestimmung der Schnitte

Die Mittelwerte der Fits können gut durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden. Die Schnitte werden in den Detektoren unterschiedlich, jedoch exakt gleich in den Daten und der Simulation auf einen passenden  $\sigma$ -Bereich (siehe Tabelle 4.1) um den Mit-

telwert aus der Bethe-Bloch-Kurve bestimmt.



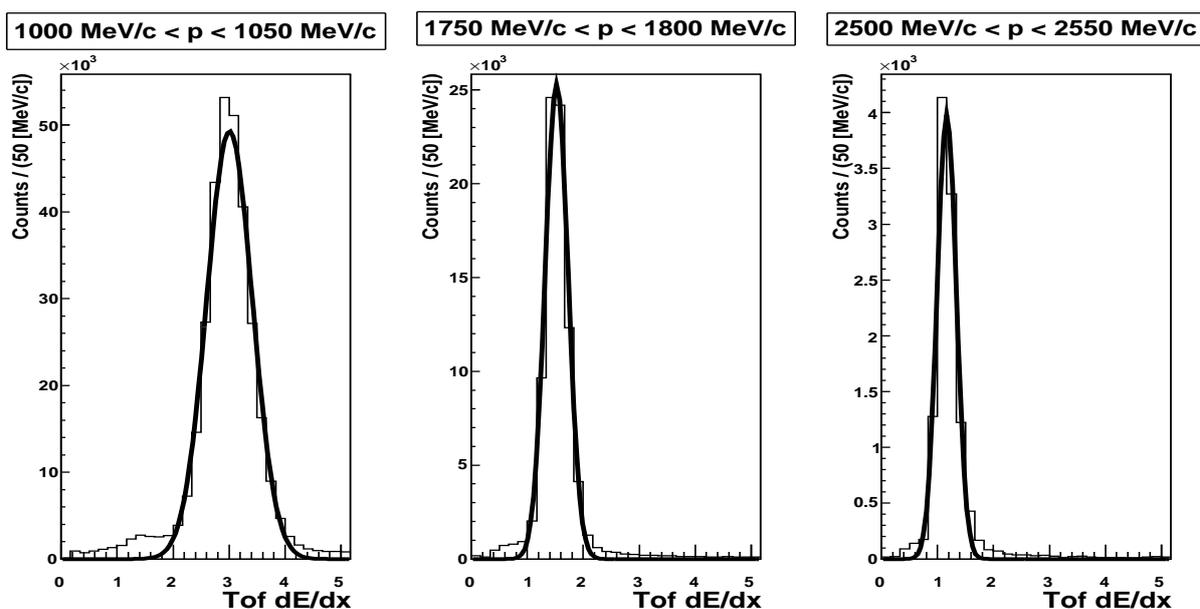
**Abbildung 4.2:** Energieverlustverteilung im TOF-Detektor nach einem Schnitt auf die Deuteronenmasse im Bereich von  $1500 \text{ MeV}/c^2 < m < 2100 \text{ MeV}/c^2$ . Die gestrichelte Linie entspricht dem theoretischen Energieverlust nach Bethe-Bloch.

Für die Tritonen und  $^3\text{Helium}$  ist ein derartiges Vorgehen nicht geeignet, da keine eindeutige Struktur in den Energieverlustverteilungen nach einem Schnitt auf die Masse zu erkennen ist. Aus diesem Grund werden die Auflösungen der Driftkammern und Flugzeitdetektoren mithilfe der Werte der Deuteronen bestimmt. Die Auflösung  $x$  ist definiert als:  $x = \frac{\sigma}{\mu}$  und sollte für verschiedene Teilchenspezies in erster Ordnung gleich sein. Die Auflösung der Flugzeitdetektoren ist in Abbildung 4.4 als Funktion des Impulses zu sehen und wird für die Bestimmung der Schnitte für  $^3\text{Helium}$  in TOF und MDC auf einen konstanten Wert von  $x_{TOF}=0.14$  und  $x_{MDC}=0.12$  gesetzt.

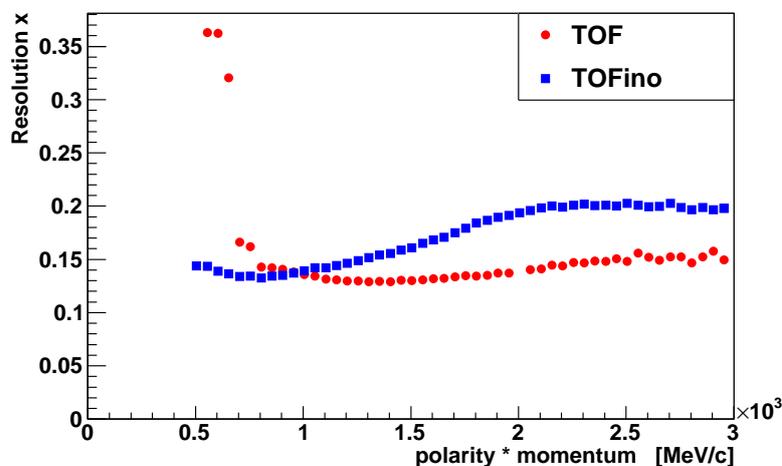
Die Breite der Schnitte der Tritonen und  $^3\text{Helium}$  werden mithilfe der Werte der theoretisch berechneten Bethe-Bloch-Kurve und der Auflösung berechnet. Die Schnitte werden wieder analog zu den Deuteronen in einem ausgewählten  $\sigma$ -Bereich um die Werte der Bethe-Bloch-Kurve bestimmt (siehe Tabelle 4.1). Es hat sich herausgestellt, dass die zur Identifikation optimalen Schnitte nicht vollkommen symmetrisch um die Mittelwerte sind. Bei den Tritonen wird z.B. oberhalb des Mittelwertes ein größerer Bereich gewählt als nach unten, da der Deuteronenuntergrund reduziert werden soll.

Fragment	TOF	TOFino	MDC
Deuteron	$\mu_{-2\sigma}^{+1.5\sigma}$	$\mu \pm 1\sigma$	$\mu \pm 2\sigma$
Triton	$\mu_{-1\sigma}^{+2\sigma}$	$\mu \pm 1\sigma$	$\mu_{-1.5\sigma}^{+5\sigma}$
$^3\text{He}$	$\mu_{-5\sigma}^{+2\sigma}$	-	$\mu_{-5.5\sigma}^{+4\sigma}$

**Tabelle 4.1:** Ausgewählte Breiten  $\sigma$  der berechneten Schnitte in den Energieverlustverteilungen zur Teilchenidentifikation.  $\mu$  entspricht dem theoretischen Wert ermittelt aus der Bethe-Bloch-Formel.



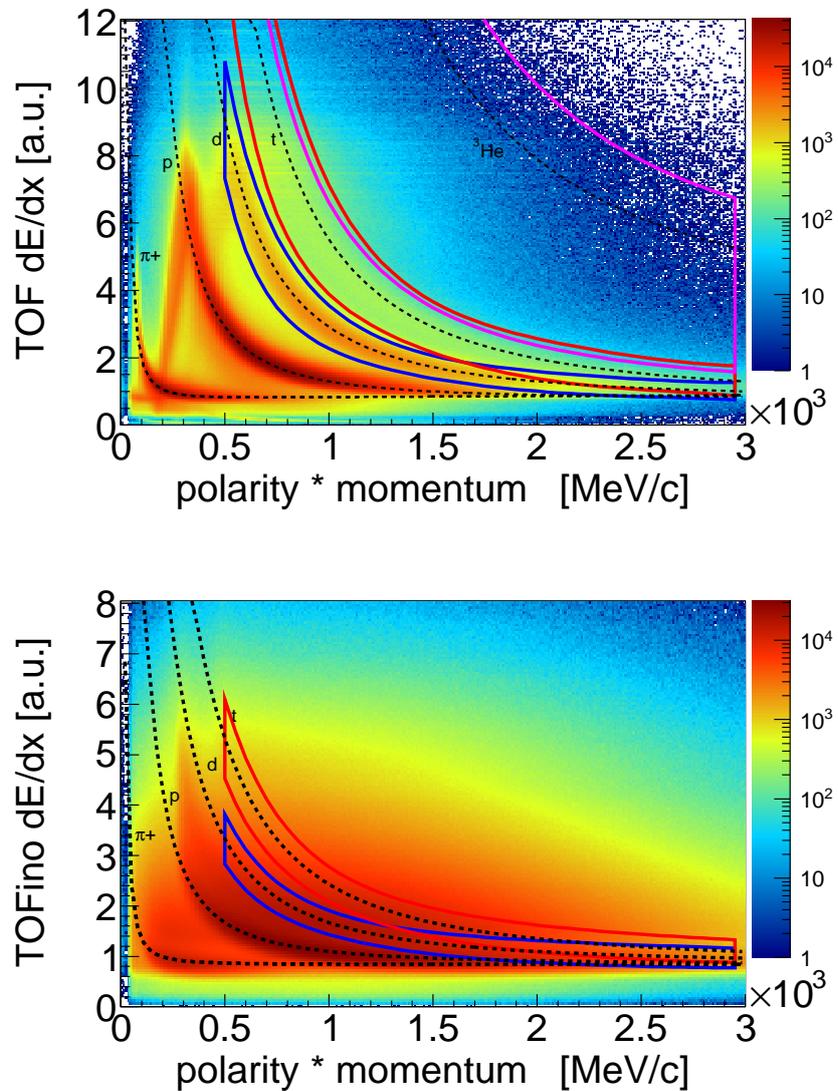
**Abbildung 4.3:** Projektionen des Energieverlustes im TOF-Detektor nach einem Schnitt auf die Deuteronenmasse im Bereich von  $1500 \text{ MeV/c}^2 < m < 2100 \text{ MeV/c}^2$  in verschiedenen Impulsbereichen mit angepassten Gauß-Funktionen zur Bestimmung der Breiten der Schnitte.



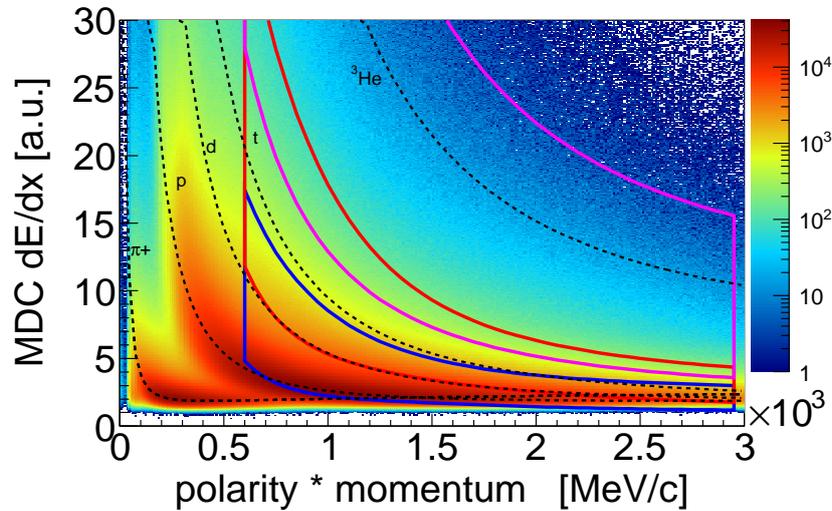
**Abbildung 4.4:** Auflösungen  $x = \frac{\sigma}{\mu}$  der Flugzeitdetektoren TOF (rote Kreise) und TOFino (blaue Quadrate).

Die Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen die verwendeten Schnitte für die Daten in den Flugzeitdetektoren und den Driftkammern für die Fragmente.

Die Berechnung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen der simulierten Teilchen funktioniert nach demselben Prinzip welches auf die Daten angewendet wird, mit dem Unterschied, dass von Anfang an eine reine Verteilung der Teilchen vorliegt. Somit vereinfacht sich das Verfahren und die Verteilungen der Teilchen können direkt in den verschiedenen Impulsbereichen auf die Energieverlustachse projiziert werden. Die Verteilungen werden erneut mit Gauß-Funktionen angepasst. Nachdem die Mittelwerte und Breiten bestimmt wurden, können die Schnitte in exakt den gleichen  $\sigma$ -Bereichen wie in den Daten um die Mittelwerte berechnet werden. Somit ist sichergestellt, dass das Problem der unterschiedlichen Breiten und Positionen der Verteilungen in Simulation und Daten nicht mehr ins Gewicht fällt.



**Abbildung 4.5:** Energieverlust  $dE/dx$  als Funktion des Produktes aus Laborimpuls und der Polarität in den Flugzeitdetektoren TOF (oben) und TOFino (unten). Die schwarzen Linien entsprechen den theoretischen Energieverlusten nach Bethe-Bloch (siehe Gleichung 3.9). Die farbigen Linien entsprechen den angebrachten Schnitten zur Teilchenidentifikation (Deuteronen: blau, Tritonen: rot und  $^3\text{Helium}$ : magenta).



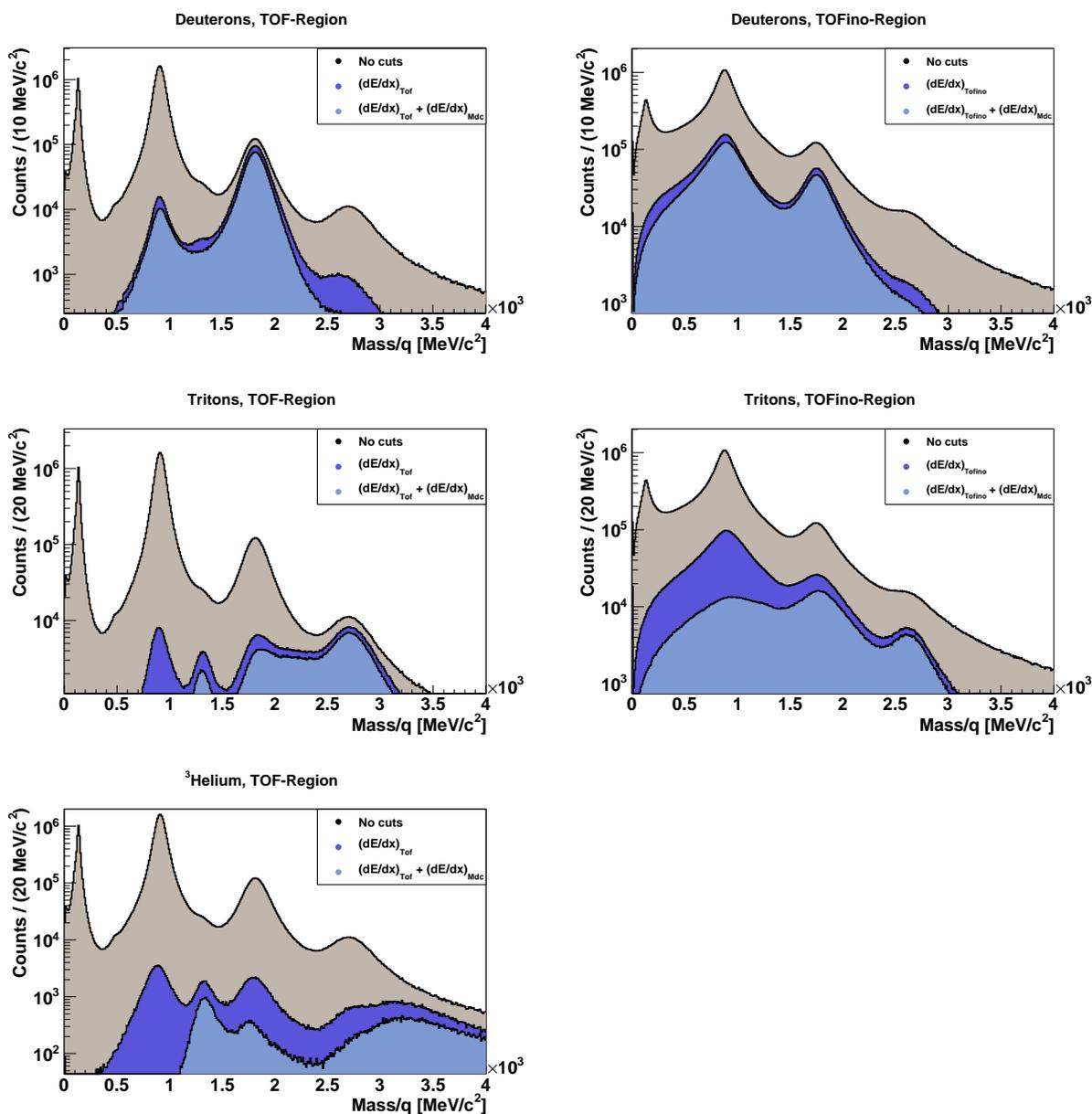
**Abbildung 4.6:** Energieverlust  $dE/dx$  als Funktion des Produktes aus Laborimpuls und der Polarität in den Vieldrahtdriftkammern. Die schwarzen Linien entsprechen den theoretischen Energieverlusten der Teilchen nach Bethe-Bloch. Die farbigen Linien entsprechen den angebrachten Schnitten zur Teilchenidentifikation (Deuteronen: blau, Tritonen: rot und  $^3\text{He}$ : magenta).

### 4.1.2 Wirkung der Schnitte

Die Wirkung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen auf die gemessenen Massenspektren ist in Abbildung 4.7 für die Deuteronen (oben), die Tritonen (mitte) und  $^3\text{He}$  (unten) jeweils im TOF- (links) und TOFino-Bereich (rechts) zu sehen. Abgebildet sind jeweils die Massenspektren ohne jegliche Beschränkungen (schwarz), nach Anwendung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen des jeweiligen Flugzeitdetektors (dunkelblau) und zusätzlich der Schnitte in den Driftkammern (hellblau). Man sieht eine deutliche Verbesserung der Signifikanz<sup>1</sup> der Signale der Fragmente.

Bei den Deuteronen bleibt ein Restuntergrund der Protonen und Tritonen nach Anwendung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen der Flugzeitdetektoren. Nach Hinzunahme der Schnitte in den Driftkammern kann jedoch der Untergrund der Tritonen beseitigt werden. Bei den Tritonen und  $^3\text{He}$  bleibt ein wenig Untergrund der Deuteronen, jedoch ist das Signal der Teilchen nach Anwendung der Schnitte deutlich zu erkennen. Im Bereich des TOFino-Detektors kann kein klares  $^3\text{He}$ -Signal aufgrund der schlechteren Auflösung extrahiert werden. Somit wird  $^3\text{He}$  in dieser Arbeit nur im TOF-Bereich analysiert.

<sup>1</sup>Unter der Signifikanz versteht man das Verhältnis vom Signal einer Teilchenspezies zum Untergrund:  $S = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ .



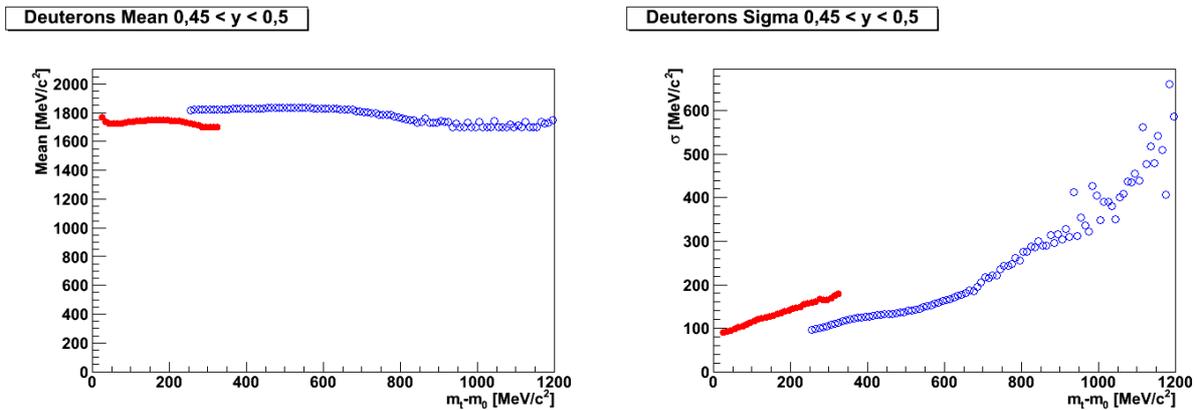
**Abbildung 4.7:** Wirkung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen im TOF- (links) und TOFino-Bereich (rechts) für die Deuteronen (oben), Tritonen (Mitte) und  $^3\text{He}$  (unten). Abgebildet sind jeweils die Massenspektren ohne jegliche Beschränkungen (schwarz), nach Anwendung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen des jeweiligen Flugzeitdetektors (dunkelblau) und zusätzlich der Schnitte in den Driftkammern (hellblau).

### 4.1.3 Bestimmung der differentiellen Zählrate

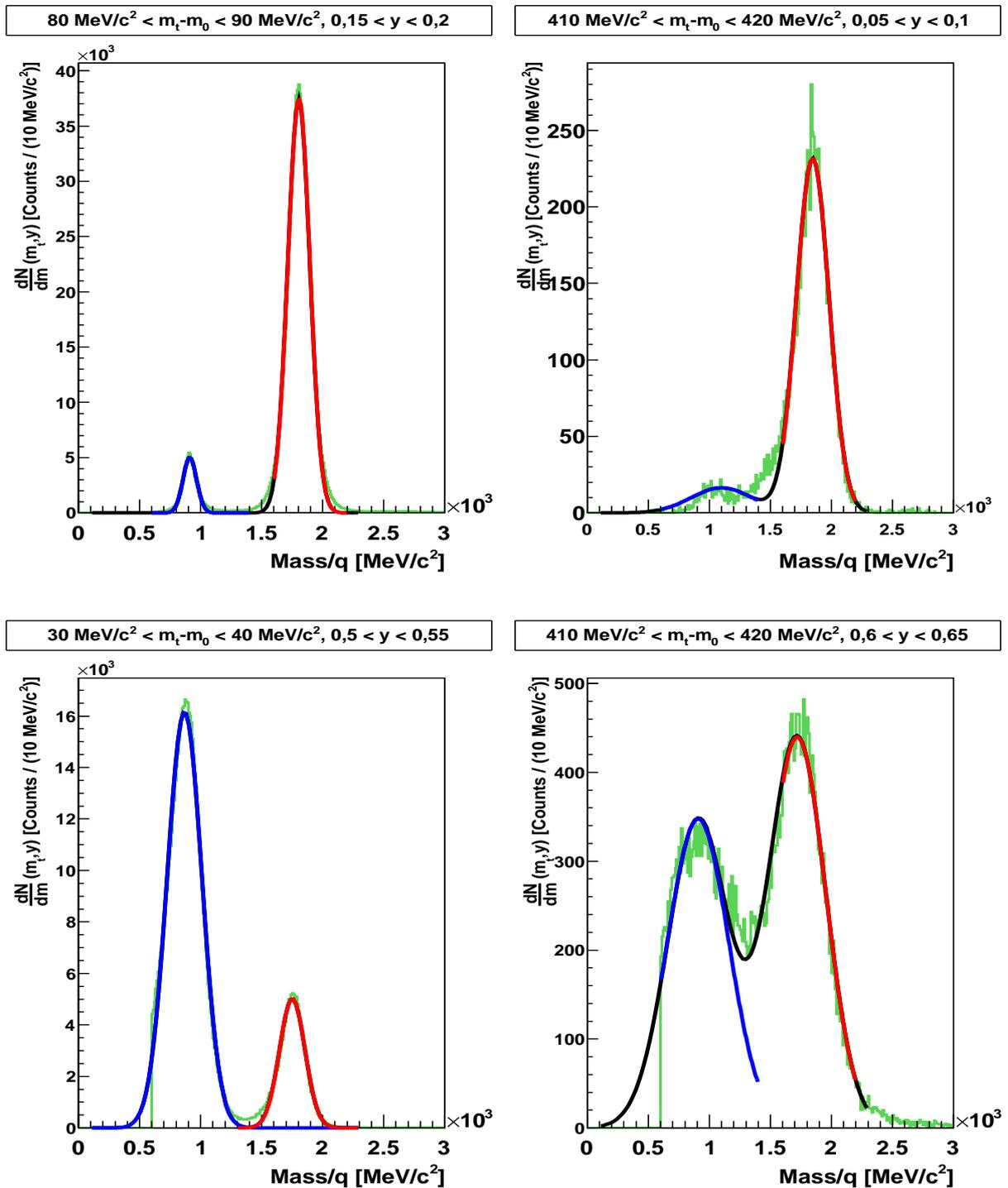
Zur Bestimmung der differentiellen Zählrate der Fragmente wird der Phasenraum in Phasenraumzellen unterteilt und in jeder dieser Phasenraumzellen das Massenspektrum betrachtet. Der Rapiditätsbereich von  $0 < y < 1$  wird für alle Teilchen in 20 Zellen unterteilt. Für die Deuteronen wird der Bereich der transversalen Masse von  $0 \text{ MeV}/c^2 < m_t - m_0 < 1200 \text{ MeV}/c^2$  in 120 Zellen unterteilt. Für die anderen Fragmente erfolgt die Unterteilung der transversalen Masse von  $0 \text{ MeV}/c^2 < m_t - m_0 < 500 \text{ MeV}/c^2$  in 25 Zellen aufgrund niedrigerer Statistik.

Wie bereits erwähnt bleibt nach der Anwendung der Schnitte zur Teilchenidentifikation ein gewisser Restuntergrund in den Massenspektren zurück. Dieser Untergrund muss vor der Bestimmung der Zählrate abgezogen werden. Dafür wird in jeder Phasenraumzelle das Signal und der Untergrund mit Gauß-Funktionen angepasst. Das Signal wird nach Abzug des Untergrundes in einem  $3\sigma$ -Bereich um den Mittelwert integriert und liefert die differentielle Zählrate in der jeweiligen Zelle, welche in  $m_t - m_0$ -Spektren für die verschiedenen Rapiditäten dargestellt werden kann. Um die Qualität der Gauß-Fits sicherzustellen, wird eine Kontrolle der Mittelwerte und Standardabweichungen der Fits in jeder Phasenraumzelle durchgeführt. Der Mittelwert sollte konstant um den Literaturwert der Teilchenmasse liegen und die Standardabweichung ein monotonen Verhalten zeigen. Hierbei ist es aufgrund der Impulsauflösung normal, dass die Standardabweichung für höhere transversale Massen ansteigt.

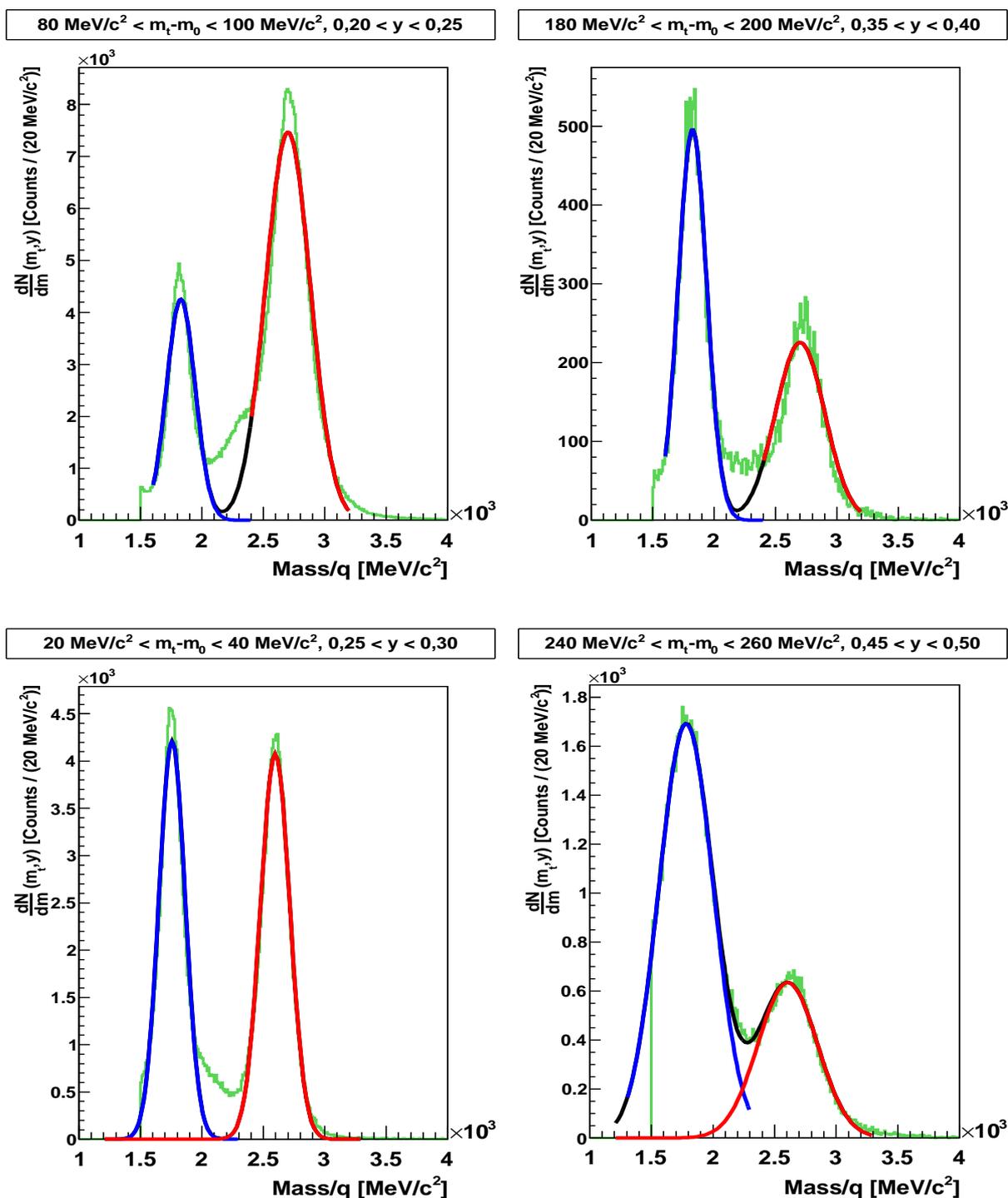
In den Abbildungen 4.9 (Deuteronen), 4.10 (Tritonen) und 4.11 ( $^3\text{Helium}$ ) sind die Massenspektren der Teilchen in einer Phasenraumzelle mit hoher Statistik (links) und einer mit niedriger Statistik (rechts) jeweils im TOF- (oben) und im TOFino-Bereich (unten) zu sehen. Die Abbildung 4.8 zeigt exemplarisch das Verhalten des Mittelwertes und der Standardabweichung der Gauß-Fits in einem Rapiditätsintervall für die Deuteronen.



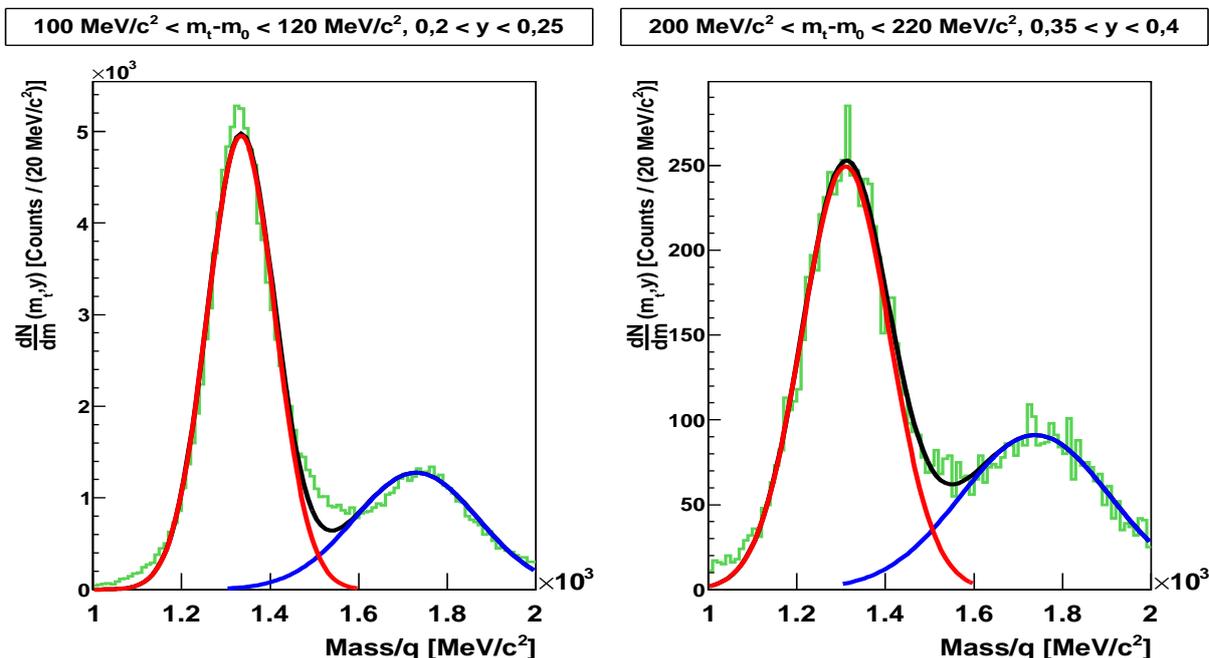
**Abbildung 4.8:** Verhalten des Mittelwertes (links) und der Standardabweichung (rechts) der Gauß-Fits in dem Rapiditätsintervall  $0,45 < y < 0,5$  für Deuteronen. In rot sind die Einträge aus der TOFino und in blau die aus der TOF-Region dargestellt.



**Abbildung 4.9:** Massenspektren der Deuteronen in jeweils einer Phasenraumzelle mit hoher Statistik (links) und einer mit niedriger Statistik (rechts) im TOF- (oben) und TOFino-Bereich (unten). Das Signal (rot) und der Untergrund (blau) wurden mit Gauß-Funktionen angepasst.



**Abbildung 4.10:** Massenspektren der Tritonen in jeweils einer Phasenraumzelle mit hoher Statistik (links) und einer mit niedriger Statistik (rechts) im TOF- (oben) und TOFino-Bereich (unten). Das Signal (rot) und der Untergrund (blau) wurden mit Gauß-Funktionen angepasst.



**Abbildung 4.11:** Massenspektren von  ${}^3\text{He}$  in jeweils einer Phasenraumzelle mit hoher Statistik (links) und einer mit niedriger Statistik (rechts) im TOF-Bereich. Das Signal (rot) und der Untergrund (blau) wurden mit Gauß-Funktionen angepasst.

#### 4.1.4 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur

Da bei einer Schwerionenkollision Teilchen in den ganzen  $4\pi$ -Bereich emittiert werden, diese jedoch nur in den aktiven Detektorregionen nachgewiesen werden können, müssen die Spektren auf die räumliche Akzeptanz des HADES-Detektors korrigiert werden. Diese ist unterschiedlich für jede Teilchenspezies und abhängig vom Reaktionsort und der Stärke des Magnetfeldes. Ein Teilchen gilt als akzeptiert, wenn seine Trajektorie alle Drahtebenen der Driftkammern, sowie die Detektoren des Flugzeitspektrometers trifft. Bei unendlich kleinen Phasenraumzellen kann sie somit entweder den Wert 1 für akzeptiert oder den Wert 0 für nicht akzeptiert annehmen. Die Werte der Akzeptanz werden jedoch nicht in unendlich kleinen, sondern in den selben Phasenraumzellen, in denen die Analyse stattfindet, bestimmt. Da sich Teile der Phasenraumzellen außerhalb der Akzeptanz befinden, nimmt die Akzeptanz Werte im Bereich von 0 bis 1 an. Außerdem werden selbst in den aktiven Detektorregionen nicht alle Teilchen registriert und korrekt identifiziert. Dies macht eine Korrektur der gemessenen Spektren auf die sogenannte Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz notwendig. Hierfür ist eine möglichst exakte Simulation der Detektoreigenschaften, sowie des Untergrundes der Reaktion notwendig. Die Effizienz der Szintillatoren der Flugzeitdetektoren wird konstant auf 1 gesetzt. Die Effizienzen der Driftkammern und des PreSHOWER-Detektors werden mithilfe von Strahldaten bestimmt. Sie

beträgt für den PreSHOWER-Detektor im Mittel 90% unabhängig vom Impuls des ihn durchfliegenden Teilchens. Des Weiteren werden alle Hardwareausfälle, die Schwelleneinstellungen für die Auslesechips und die verwendeten Schnitte bei der Digitalisierung der Driftzeiten berücksichtigt. Zum Untergrund einer Reaktion kommt zu Spuren von anderen Teilchen auch Rauschen des Detektors hinzu. Um dies zu simulieren wird, wie später erklärt, die *Track-embedding*-Methode verwendet.

Bei jedem angebrachten Schnitt zur Teilchenidentifikation wird neben dem Untergrund auch das Signal der gesuchten Teilchen reduziert. Um eine Verfälschung der Zählraten zu vermeiden, muss somit die Effizienz von jedem Schnitt bestimmt und die Spektren damit korrigiert werden.

Die Akzeptanz pro Phasenraumzelle ist definiert als:

$$acc(m_t, y) = \frac{N_{akzeptiert}(m_t, y)}{N_{emittiert}(m_t, y)}. \quad (4.1)$$

Dabei ist  $N_{akzeptiert}(m_t, y)$  die Zählrate der akzeptierten Teilchen in den aktiven Detektorregionen und  $N_{emittiert}(m_t, y)$  steht für die Zählrate aller in  $4\pi$  emittierten Teilchen. Die Effizienz eines Schnittes ist definiert als:

$$\epsilon_{Schnitt}(m_t, y) = \frac{N_{mitSchnitt}(m_t, y)}{N_{ohneSchnitt}(m_t, y)}, \quad (4.2)$$

wobei  $N_{mitSchnitt}(m_t, y)$  jeweils die Zählrate des Teilchens nach Anwendung des jeweiligen Schnittes und  $N_{ohneSchnitt}(m_t, y)$  die Zählrate ohne dessen Anwendung ist. Die Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz ist definiert als:

$$\epsilon_{Rec}(m_t, y) = \frac{N_{rekonstruiert}(m_t, y)}{N_{akzeptiert}(m_t, y)}, \quad (4.3)$$

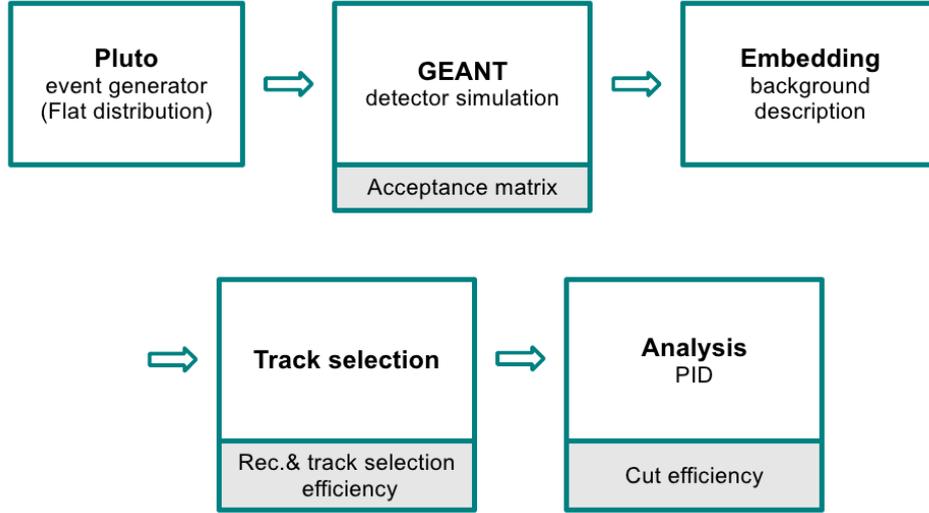
mit der Anzahl aller im Detektor akzeptierten  $N_{akzeptiert}(m_t, y)$  und tatsächlich rekonstruierten Teilchen  $N_{rekonstruiert}(m_t, y)$ .

Die Bestimmung der Akzeptanz und der Effizienz erfolgt über Simulationen. Zunächst wird eine Verteilung des jeweiligen Fragments mit dem Pluto-Ereignisgenerator [6] erzeugt. Pluto ermöglicht es, jedes beliebige Teilchen mit einer bestimmten Impuls- und Winkelverteilung zu erzeugen und zerfallen zu lassen. Für die Fragmente wird als erster Ansatz eine isotrope (weiße) Verteilung der Teilchen erzeugt. Diese Teilchen durchlaufen dann eine GEANT-Simulation, welche eine realistische Detektorsimulation liefert. GEANT steht für **GE**ometry **ANd** **T**racking [9]. Mit dieser Software werden die Teilchentrajektorien durch den Detektor berechnet und das Ansprechverhalten simuliert. Es beinhaltet die Krümmung der Trajektorie durch das Magnetfeld und den spezifischen Energieverlust im Detektormaterial.

Um eine realistische Untergrundbeschreibung zu erhalten, wird für die Bestimmung der Effizienzen die sogenannte *Track-embedding*<sup>2</sup>-Methode verwendet. Hierbei werden die simulierten Spuren in echte Spuren eingebettet. Alle Spuren durchlaufen dann wie die echten Daten die Spur-selektion und anschließend die normale Analyse, in der die Schnitte auf die Energieverluste und Massen stattfinden.

---

<sup>2</sup>deutsch: Spur-Einbettung



**Abbildung 4.12: Simulationskette zur Bestimmung der Effizienz- und Akzeptanzmatrizen.** Mit Pluto wird eine isotrope oder thermische Verteilung des Fragmentes generiert. Die simulierten Teilchen durchlaufen anschließend eine GEANT-Simulation, in welcher das Ansprechverhalten des Detektors simuliert wird. Dies liefert die Akzeptanzmatrix. Für eine realistische Untergrundbeschreibung werden die simulierten Spuren in echte Spuren eingebettet (*track-embedding*) und die gleiche Spurselektion wie auf die Daten angewandt. Somit erhält man die Spurrekonstruktionseffizienz. Als letzten Schritt wird auch auf die simulierten Teilchen die Datenanalyse mit den Schnitten in den Energieverlustverteilungen und der Flugzeit durchgeführt. Dies liefert die Effizienz der Schnitte.

Es gibt die Möglichkeit die Effizienzen und Akzeptanz einzeln nach dem Schema in Abbildung 4.12 zu bestimmen. Demnach ergibt sich die Akzeptanzmatrix des jeweiligen Teilchens durch den Quotienten aus den Teilchen die nach der GEANT-Simulation übrig sind und den ursprünglich mit Pluto erzeugten Teilchen. Die akzeptierten Teilchen durchlaufen die *Track-embedding*-Methode und dieselbe Spurselektionsmethode wie die echten Daten. Nach diesem Schritt kann man die Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz bestimmen. Anschließend werden die, auf die Simulation angepassten, Schnitte in den Energieverlustverteilungen und Schnitte auf die Masse der Teilchen angewandt. Die Zählrate nach den Schnitten geteilt durch die rekonstruierten Teilchen nach der Spurselektion ergibt die Effizienz der Schnitte. Hierbei gibt es die Möglichkeit die Effizienzen der einzelnen Schnitte separat oder gemeinsam zu bestimmen. Sind die Schnitte unabhängig voneinander, ergibt sich die Gesamteffizienz  $\epsilon_{dE/dx}(m_t, y)$  der Schnitte aus dem Produkt der einzelnen Schnitte in den Energieverlustverteilungen  $\epsilon_{dEdxMDC}(m_t, y)$  und  $\epsilon_{dEdxTOF}(m_t, y)$  bzw.  $\epsilon_{dEdxTOFino}(m_t, y)$  (Gleichung 4.4). Ist dies nicht der Fall, wird die Effizienz aller Schnitte gemeinsam bestimmt.

$$\epsilon_{dE/dx}(m_t, y) = \epsilon_{dEdxMDC}(m_t, y) \cdot \epsilon_{dEdxTOF}(m_t, y) \text{ bzw. } \epsilon_{dEdxTOFino}(m_t, y) \quad (4.4)$$

Zum Überprüfen der Unabhängigkeit der Schnitte vergleicht man das resultierende  $\epsilon_{dE/dx}(m_t, y)$  aus Gleichung 4.4 mit dem Wert für die gemeinsame Effizienz der Schnitte  $\epsilon_{dE/dxtotal}(m_t, y)$ . Im

Fall der Fragmente sind die Schnitte nicht komplett unabhängig voneinander, somit wird die gemeinsame Effizienz zum Korrigieren der Spektren verwendet.

Das Produkt aus Akzeptanz ( $acc(m_t, y)$ ), der Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz ( $\epsilon_{Rec}(m_t, y)$ ) und der totalen Effizienz der Schnitte ( $\epsilon_{dE/dxtotal}(m_t, y)$ ) in jeder Phasenraumzelle, ergibt den vorläufigen Korrekturfaktor ( $corr(m_t, y)$ ) für die transversalen Massenspektren:

$$corr(m_t, y) = acc(m_t, y) \cdot \epsilon_{Rec}(m_t, y) \cdot \epsilon_{dE/dxtotal}(m_t, y). \quad (4.5)$$

Da die später analysierten korrigierten Spektren in erster Ordnung eine thermische Verteilung zeigen, werden in einem zweiten Schritt auch für die Simulation entsprechende thermische Verteilungen generiert und verwendet, um eine realistischere Impulsverteilung zu erhalten. Als Parameter werden die Temperaturen aus der Anfangshypothese (Tabelle 1.6) gewählt. Wieder durchlaufen die simulierten Teilchen die Analysekette (Abbildung 4.12) und man erhält den Korrekturfaktor  $corr(m_t, y)$ .

Bei der genauen Betrachtung dieses Verfahrens ergeben sich folgende Unsicherheiten:

- Die Spurrekonstruktion nach der *Track-embedding*-Methode kann aus einer ursprünglich simulierten GEANT-Spur in manchen Fällen mehrere Spuren rekonstruieren. Dies würde bedeuten, dass nach der Akzeptanzbestimmung plötzlich mehr als 100% der ursprünglich simulierten Spuren vorhanden sind. Als Konsequenz wird die Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz im Mittel zu hoch (zur Veranschaulichung siehe Abbildung 4.13).
- Die Impulse der mit Pluto simulierten Teilchen liegen im Mittel höher als die gemessenen Impulse, da der Energieverlust im Target und Detektor nicht korrigiert wurde.

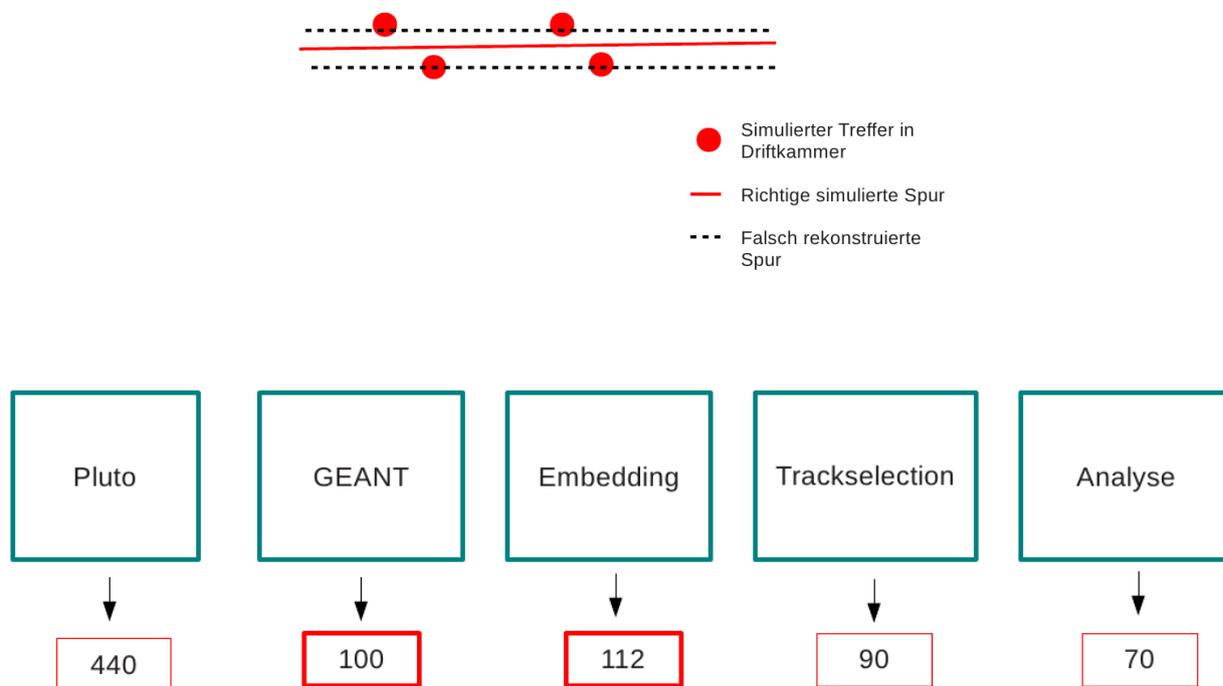
Um das Problem in der Spurrekonstruktion zu vermeiden, wird der Korrekturfaktor  $corr(m_t, y)$  nach Gleichung 4.6 bestimmt. Dabei ist  $N_{end}(m_t, y)$  die Anzahl der Teilchen, die im Detektor registriert werden, die Spurrekonstruktion und -selektion und alle Schnitte zur Teilchenidentifikation überlebt haben. Dieser Wert wird ganz am Ende der Simulationskette bestimmt.  $N_{initial}(m_t, y)$  bezeichnet die Anzahl der ursprünglich mit Pluto simulierten Teilchen.

$$corr(m_t, y) = \frac{N_{end}(m_t, y)}{N_{initial}(m_t, y)} \quad (4.6)$$

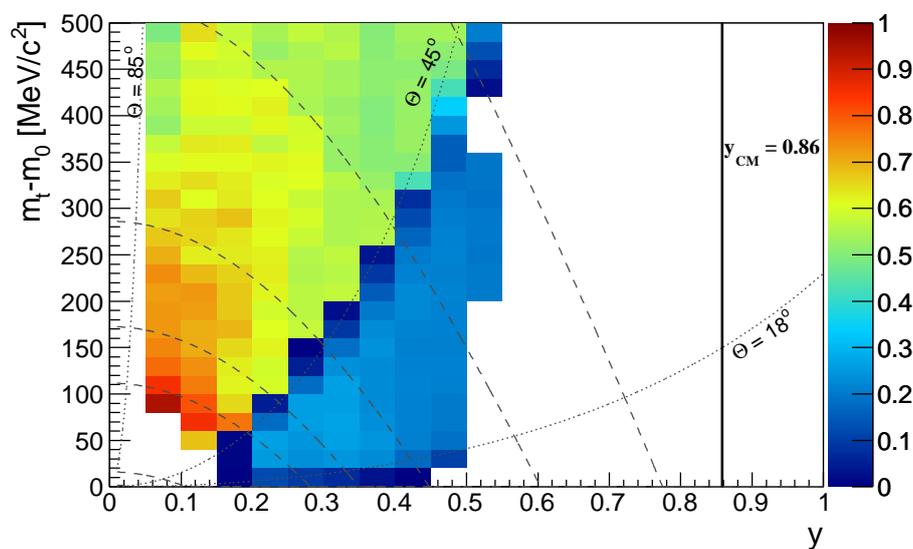
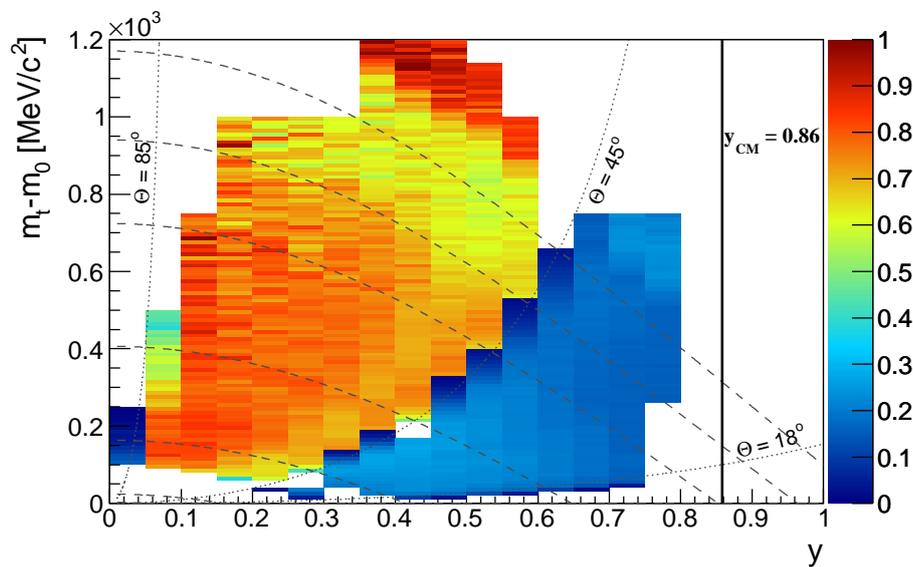
Auch das zweite Problem lässt sich durch diese Variante beheben, da der Energieverlust über die so ermittelte Effizienz direkt mitkorrigiert wird. Besonders fällt das Problem im Bereich der niedrigen Impulse ins Gewicht, weshalb dieser Bereich zur Sicherheit in der Analyse weggelassen wird.

Im Überlappbereich von TOF und TOFino bleibt auch nach den Korrekturen, aufgrund fehlender Statistik oder Inkonsistenz der Zählraten innerhalb der TOF- und TOFino-Bereiche, noch ein Unsicherheitsfaktor erhalten, weshalb auch dieser Bereich von der endgültigen Analyse ausgeschlossen wird. Abbildung 4.14 zeigt die Matrizen der Korrekturfaktoren für die Deuteronen und Tritonen im analysierten Phasenraum. Die Bestimmung der Korrekturfaktoren von  $^3\text{Helium}$  erfordern die erstmalige Simulation eines Teilchens mit der Kernladungszahl  $Z = 2$ , wofür eine

Korrektur des standardmäßig berechneten Impulses erforderlich wird. Aus diesem Grund wird  $^3\text{He}$  im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter analysiert und die vorläufigen Korrekturfaktoren befinden sich in Anhang A.



**Abbildung 4.13: Anzahl der Teilchenspuren die einem Fragment zugeordnet werden.** Oben: Veranschaulichung der Spurrekonstruktion bei simulierten Spuren. Aus den Treffern in den Driftkammern (rote Punkte) einer simulierten Spur (rote Linie), werden durch Fehlrekonstruktion zwei Spuren (schwarze, gestrichelte Linien). Unten: Aus ursprünglich 440 mit Pluto simulierten Teilchen werden 100 Teilchen im Detektor nachgewiesen. Nach dem *Track-embedding* werden aber durch Fehlrekonstruktion im Mittel mehr als diese 100 Teilchen als simulierte Teilchen gezählt.



**Abbildung 4.14:** Korrekturfaktoren der Deuteronen (oben) und Tritonen (unten) pro Phasenraumzelle. Die gepunkteten Linien entsprechen den Polarwinkeln  $18^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $85^\circ$ , welche den Begrenzungen des TOFino- und TOF-Detektors entsprechen. Die gestrichelten Linien entsprechen Bereichen konstanten Impulses. Die vertikale durchgezogene Linie bei  $y=0,86$  entspricht der Schwerpunktsrapidität.

## 4.2 Kinematik

Ziel der Analyse der leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{Helium}$  ist es neben der Ermittlung ihrer Multiplizitäten, zu überprüfen, inwieweit das Kollisionssystem Ar+KCl als thermisches System beschrieben werden kann und in diesem Fall die kinetische Ausfrieretemperatur  $T$  und die radiale Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$  zu bestimmen.

Abbildung 4.15 zeigt den kinematischen Bereich in dem die Deuteronen (oben) und die Tritonen (unten) analysiert werden können. Wie in Abschnitt 4.1.4 erwähnt, müssen zur Analyse auch Phasenraumbereiche ausgeschlossen werden, die in der Akzeptanz des Detektors liegen. Die betroffenen Bereiche liegen am Rand der Akzeptanz und im Überlappbereich zwischen TOF und TOFino und führen zu Löchern im analysierten Phasenraum der Teilchen. Des Weiteren wurde  $^3\text{Helium}$  von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Die kinematischen Bereiche und die unkorrigierten transversalen Massenspektren der  $^3\text{Helium}$ -Analyse befinden sich in Anhang A. In den Abbildungen 4.16 und 4.17 sind die auf Effizienz und Akzeptanz des HADES-Spektrometers korrigierten, transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  der Deuteronen und Tritonen zu sehen. Da das HADES-Spektrometer nur in einem begrenzten Phasenraumbereich messen kann, müssen die Spektren zur Bestimmung der Multiplizitäten der Teilchen in den gesamten Phasenraum extrapoliert werden.

Die Spektren zeigen in erster Näherung ein exponentielles Verhalten, was in einer semi-logarithmischen Darstellung für jeden Rapiditätsbereich einer Geraden entspricht. Dies kann als Verteilung einer statischen, thermischen Quelle mit Maxwell-Boltzmann-Funktionen beschrieben werden. Somit werden die Spektren in einem ersten Ansatz mit der Boltzmann-Funktion:

$$\frac{1}{m_t^2} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = C(y) \cdot \exp\left(-\frac{(m_t - m_0)c^2}{T_B(y)}\right) \quad (4.7)$$

angepasst. Durch die analytische Integration dieser Funktion (Gleichung 4.8) erhält man die Rapiditätsverteilungen der Teilchen und aus dieser durch erneute Integration die Multiplizität.

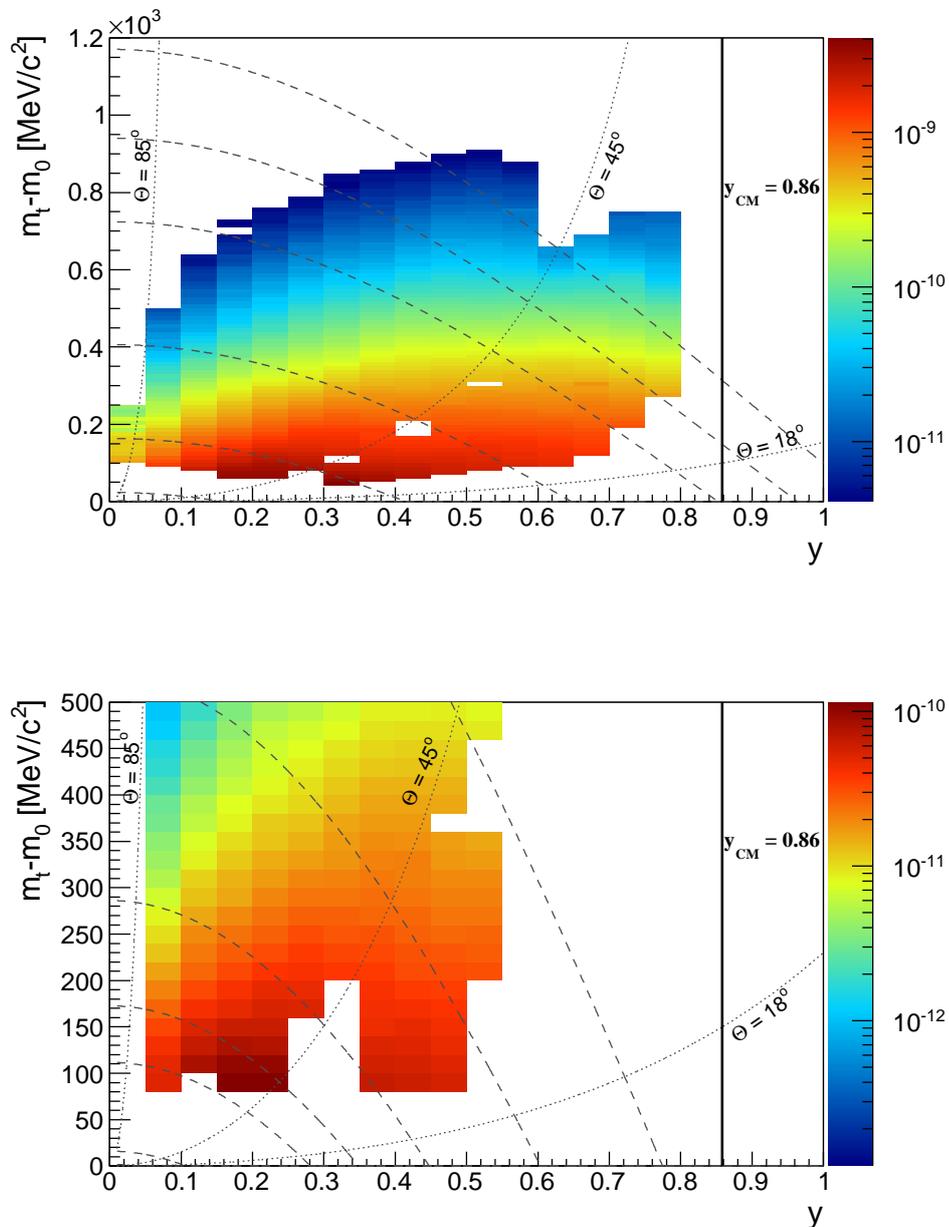
$$\left. \frac{dN}{dy} \right|_{y_i} = C(y_i) [(m_0 c^2)^2 T_B(y_i) + 2m_0 c^2 T_B^2(y_i) + 2T_B^3(y_i)] \quad (4.8)$$

Der inverse Steigungsparameter der Boltzmann-Funktion kann in der thermodynamischen Beschreibung von Schwerionenkollisionen einer Temperatur  $T_B$  zugeordnet werden. Diese Temperatur steht in folgendem Zusammenhang mit der Rapidität eines isotrop emittierenden Systems:

$$T_B = \frac{T_{eff}}{\cosh(y_{CM})}. \quad (4.9)$$

Der inverse Steigungsparameter bei Schwerpunktsrapidität ( $y_{CM}=0$ ) ist demnach gleich der sogenannten effektiven Temperatur  $T_{eff}$ , welche im Falle einer statischen, thermischen Quelle der Temperatur des Systems entspricht. Die Auswertung der transversalen Massenspektren der Deuteronen und Tritonen mit diesem thermischen Ansatz befindet sich in Abschnitt 4.2.1.

Für Rapiditäten nahe Schwerpunktsrapidität und insbesondere für Bereiche kleiner  $m_t - m_0$  zeigen die Spektren der Teilchen ein leicht gekrümmtes Verhalten. Die Ausbildung einer Art Schulter



**Abbildung 4.15: Kinematische Bereiche** der Deuteronen- (oben) und Tritonen-Analyse (unten). Die gepunkteten Linien entsprechen den Polarwinkeln  $18^\circ$ ,  $44^\circ$  und  $85^\circ$ , welche den Begrenzungen des TOFino- und TOF-Detektors entsprechen. Die gestrichelten Linien entsprechen Bereichen konstanten Impulses. Die vertikale durchgezogene Linie bei  $y=0,86$  entspricht der Schwerpunktsrapidität. Die Löcher entsprechen Bereichen, die durch Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren am Rand und im Überlappbereich des TOF- und TOFino-Detektors zur Analyse ausgeschlossen werden mussten.

deutet darauf hin, dass die Teilchen von einer thermischen Quelle mit radialem Fluss emittiert werden. Eine Möglichkeit Spektren dieser Form zu beschreiben ist der Ansatz nach Siemens-Rasmussen:

$$\frac{dN}{2\pi m_t dm_t dy} = c \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{\gamma \cdot E}{T}\right) \cdot \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cdot \cosh \alpha, \quad (4.10)$$

mit  $\alpha = (\gamma \cdot \beta_r \cdot p)/T$  und  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta_r^2}$ .  $T$  entspricht hier der kinetischen Ausfrieretemperatur des Systems,  $E$  und  $p$  der Schwerpunktsenergie und -impuls und  $\beta_r$  der radialen Flussgeschwindigkeit.  $T$  und  $\beta_r$  sind, neben einer Konstante, die freien Parameter dieser Funktion, welche jedoch stark miteinander korreliert sind. Das Anpassen der Spektren mit dieser Funktion muss somit systematisch durchgeführt werden. Dies wird in Abschnitt 4.2.2 anhand der Deuteronen beschrieben.

In den darauf folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der beiden Ansätze verglichen, die Multiplizitäten der einzelnen Teilchen berechnet und die Parameter zur Beschreibung des Kollisionssystem Ar+KCl bestimmt.

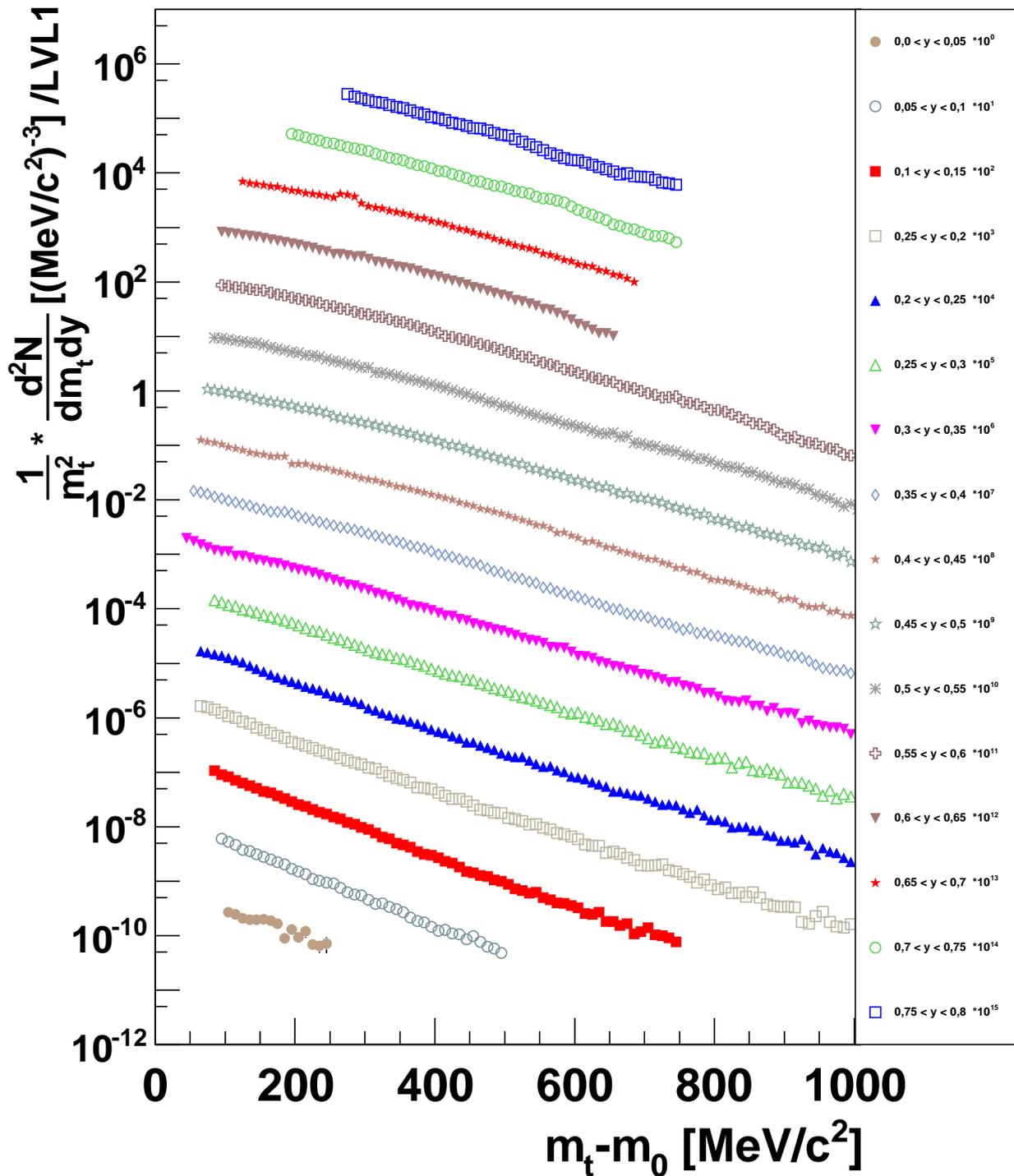


Abbildung 4.16: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte, transversale Massenspektren der Deuteronen im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,8$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein.

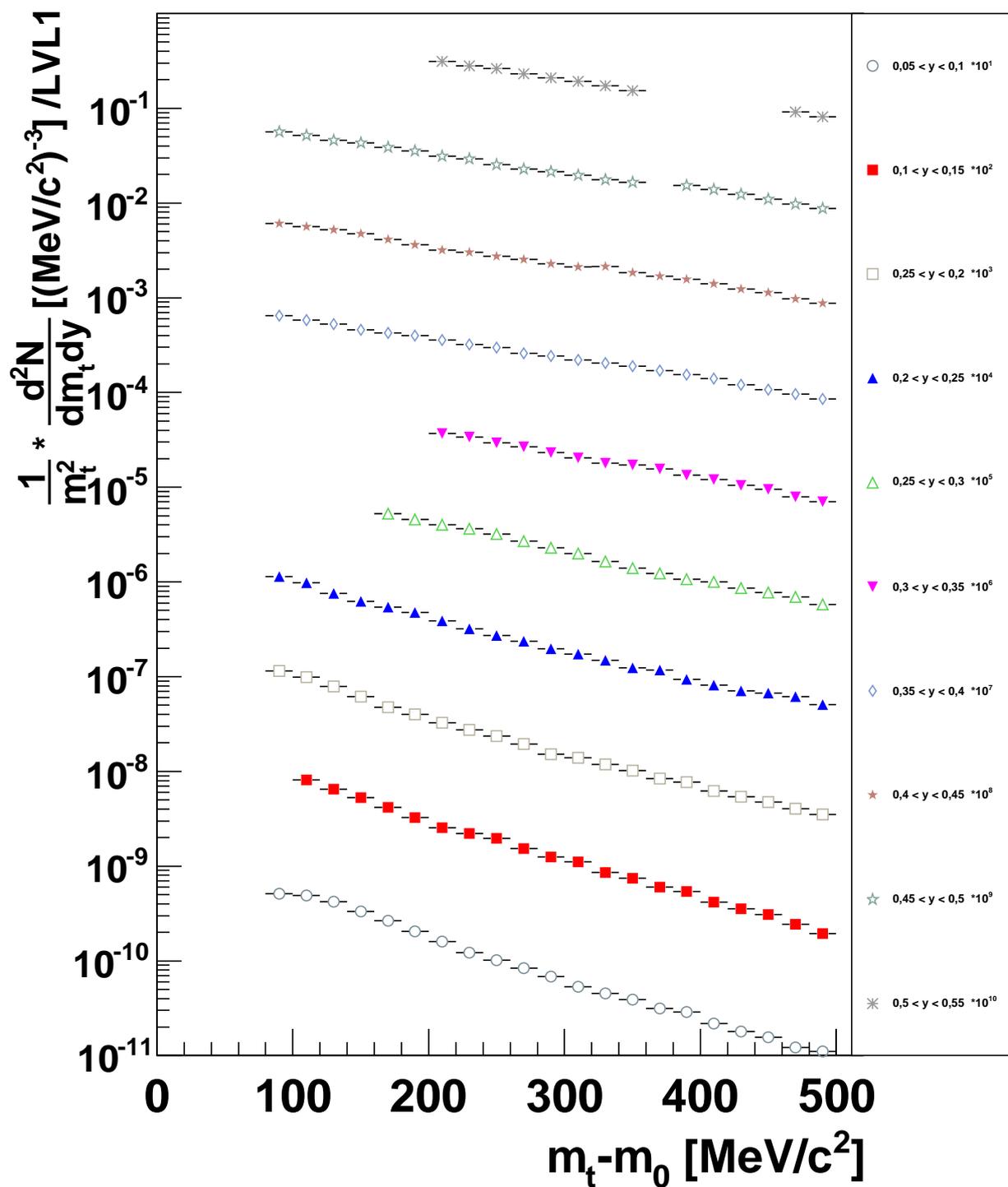


Abbildung 4.17: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte, transversale Massenspektren der Tritonen im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,55$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein.

### 4.2.1 Statische, thermische Quelle (Boltzmann-Verteilung)

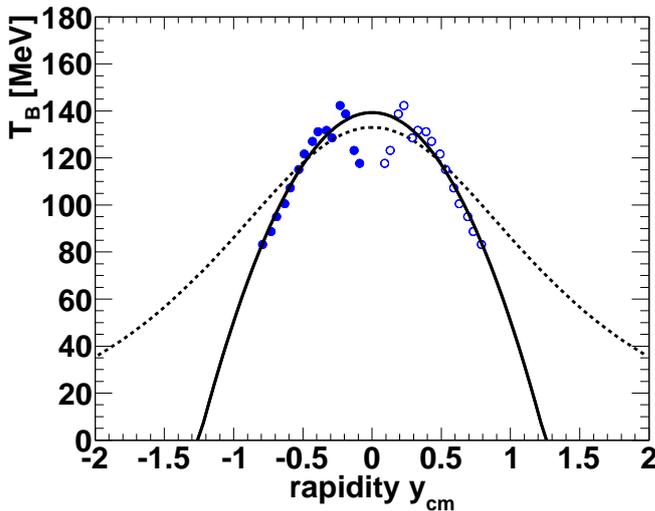
Im Folgenden werden zunächst im Abschnitt **Daten** die gemessenen transversalen Massenspektren der Deuteronen mit Boltzmann-Funktionen ausgewertet und anhand von Simulationen im Abschnitt **Simulation** überprüft. Anschließend werden die gemessenen transversalen Massenspektren der Tritonen ausgewertet.

#### 4.2.1.1 Deuteronen Daten

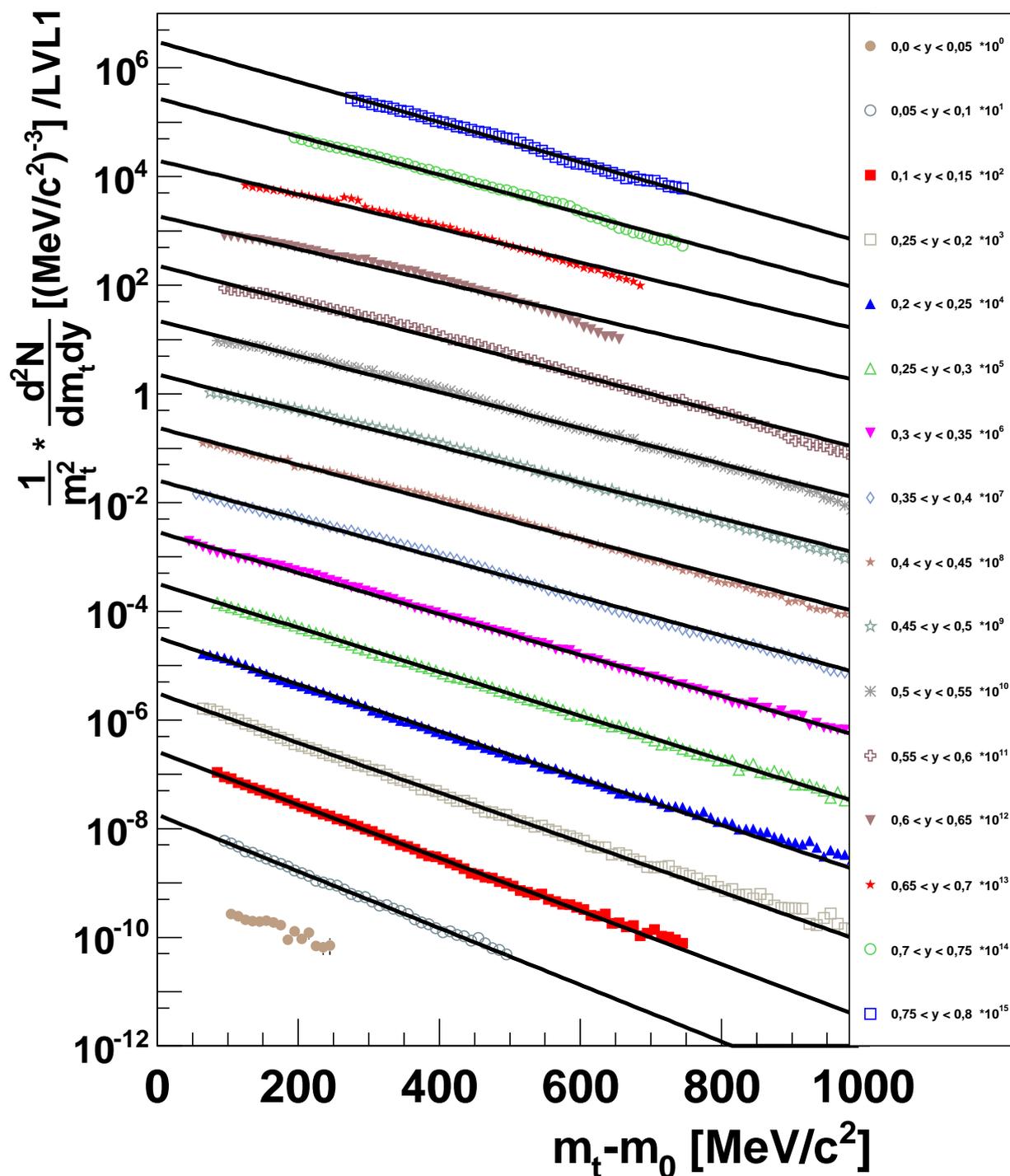
In Abbildung 4.19 sind die transversalen Massenspektren der Deuteronen für die gemessenen Rapiditätsbereiche  $0,0 < y < 0,8$  zu sehen. Die Spektren werden mit Boltzmannfunktionen (Gleichung 4.7) angepasst, um die Multiplizität und effektive Temperatur der Deuteronen zu bestimmen. Die Funktion beschreibt die Spektren über ein weites  $m_t - m_0$ -Intervall gut, jedoch kommt es im Bereich kleiner und großer  $m_t - m_0$ -Werte zu Abweichungen.

Die Verteilung des inversen Steigungsparameters  $T_B$  befindet sich in Abbildung 4.18. Die gemessenen Daten werden aufgrund der Symmetrie des Kollisionssystems um die Schwerpunktsrapidität gespiegelt. Um die effektive Temperatur zu ermitteln, wird eine  $\cosh(y)$ -Funktion gemäß Gleichung 4.9 an die Daten angebracht. Diese Funktion beschreibt die Verteilung jedoch nicht gut, weshalb die Daten mit einem Polynom zweiten Grades gefittet werden. Der Funktionswert des Polynoms bei  $y = y_{CM} = 0$  entspricht der effektiven Temperatur und beträgt  $T_{eff} = (139,50 \pm 0,06)$  MeV. Der angegebene Fehler entspricht dem Fehler des Fits. Hinzu kommen systematische Fehler, welche in Abschnitt 4.2.5 diskutiert werden.

Die Rapiditätsverteilung der Zählraten aus der analytischen Integration (Gleichung 4.8) wird in Abschnitt 4.2.4 dargestellt und diskutiert.



**Abbildung 4.18:** Verteilung der inversen Steigungsparameter der transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  der Deuteronen als Funktion der Rapidität. Die inversen Steigungsparameter einer statisch emittierenden Quelle sollten einer  $\cosh(y)$ -Funktion (gestrichelte Linie) folgen, diese beschreibt die Verteilung jedoch nicht gut, somit wird zur Bestimmung der effektiven Temperatur ein Polynom zweiten Grades (schwarze Linie) angepasst.



**Abbildung 4.19:** Effizienz- und akzeptanzkorrigierte, transversale Massenspektren der Deuteronen im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,8$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein. Die Spektren wurden mit **Boltzmann-Funktionen** angepasst (schwarze Linie), um die inversen Steigungsparameter und Zählraten der Fragmente zu extrahieren.

### 4.2.1.2 Deuteronen Simulation

Die Analyseschritte und verwendeten Fit-Funktionen werden anhand von Simulationen überprüft. Hierfür werden zwei verschiedene Deuteronen-Phasenraumverteilungen mit Pluto generiert. Die erste Verteilung entspricht der thermischen Emission eines statischen Feuerballs mit einer effektiven Temperatur von  $T = 212$  MeV. Die zweite Verteilung entspricht einer thermischen Quelle ( $T = 72$  MeV), welcher zusätzlich ein radialer Fluss von  $\beta_r = 0,39$  überlagert ist. Durch die Überlagerung des radialen Flusses wird die Form der Spektren modifiziert. Dadurch sollten sie nicht mehr exakt durch Funktion 4.7 wiedergegeben werden können. Die erhaltenen Ergebnisse liefern somit eine Fehlerabschätzung der Datenanalyse.

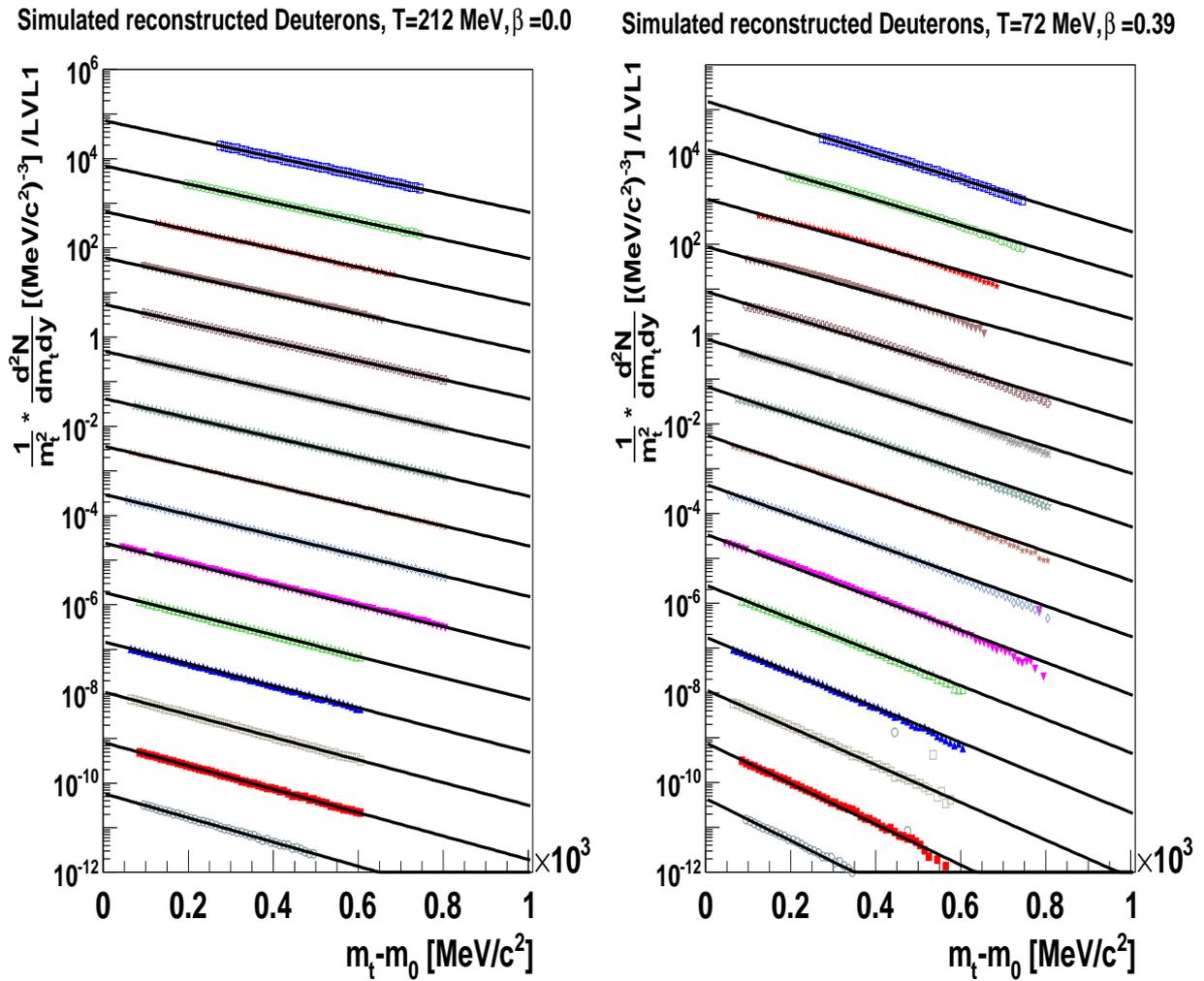
Die simulierten Teilchen durchlaufen dieselben Analyseschritte, wie im Abschnitt zur Effizienzbestimmung (Abschnitt 4.1.4) erläutert. Es werden exakt die gleichen Rapiditäts- und transversalen Massenbereiche wie bei der Datenauswertung analysiert.

An die transversalen Massenspektren  $m_t$ - $m_0$  werden wieder Boltzmann-Funktionen angepasst (Abbildung 4.20). Es zeigt sich, dass die Spektren der Simulation ohne radialen Fluss, wie erwartet, exakt durch die Boltzmann-Funktion beschrieben werden, es jedoch bei den Spektren der Quelle mit Fluss zu Abweichungen vor allem im niedrigen und hohen  $m_t$ - $m_0$ -Bereich kommt. Die erhaltenen Verteilungen der inversen Steigungsparameter und der Zählraten befinden sich in Abbildung 4.21. Die Verteilung der inversen Steigungsparameter folgt im rein thermischen Fall einer  $\cosh(y)$ -Verteilung und es lässt sich die effektive Temperatur von  $T_{eff} = 212$  MeV extrahieren. Im Falle vom radialen Fluss weicht die Verteilung, wie bei den Daten, von einer  $\cosh(y)$ -Verteilung ab. Außerdem brechen die inversen Steigungsparameter in den Rapiditätsbereichen nahe Schwerpunktsrapidität, in denen nur noch Akzeptanz innerhalb der Region des TOFino-Detektors vorhanden ist, ein. Die durch Anpassung der Verteilung ermittelte effektive Temperatur von  $T_{eff} = 158$  MeV weicht von der effektiven Temperatur von  $T_{eff} = 212$  MeV ab, die mithilfe der Gleichung

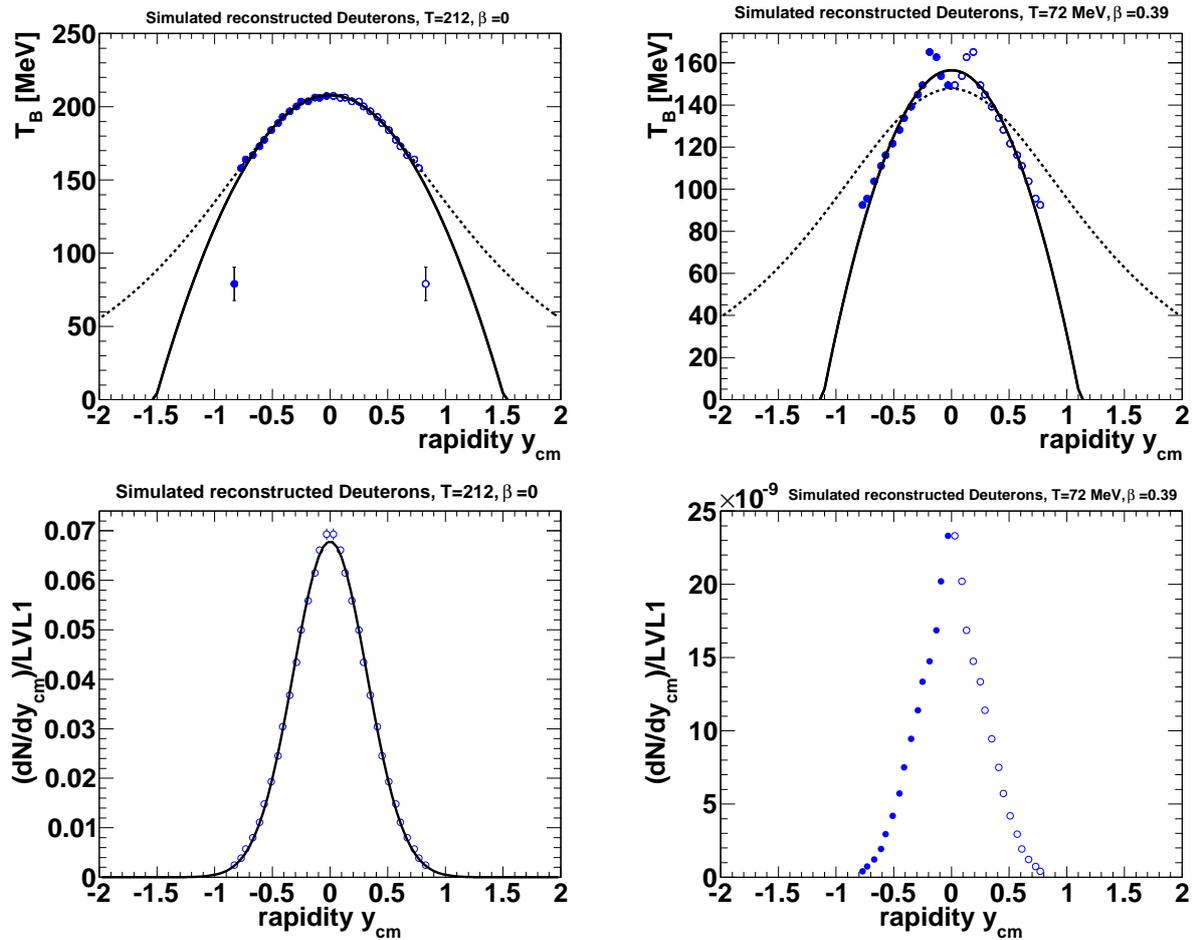
$$T_{eff} = \frac{1}{2} \cdot \beta_r^2 \cdot m + T_{kin} \quad (4.11)$$

berechnet werden kann. Die Abweichung bietet eine Abschätzung des systematischen Fehlers der effektiven Temperatur (vgl. Abschnitt 4.2.5).

Die Verteilung der Zählraten kann im rein thermischen Fall durch eine Gauß-Funktion mit Maximum um Schwerpunktsrapidität beschrieben werden. Im Fall der thermischen Verteilung mit radialem Flusseffekt befindet sich das Maximum ebenfalls bei der Schwerpunktsrapidität, jedoch folgt sie keiner Gauß-Funktion.



**Abbildung 4.20: Transversale Massenspektren** der simulierten und rekonstruierten Deuteronen angepasst mit Boltzmann-Funktionen. Links: Thermische Deuteronen mit  $T = 212 \text{ MeV}$  und  $\beta_r = 0,0$ . Rechts: Thermische Deuteronen mit  $T = 72 \text{ MeV}$  und radialem Fluss von  $\beta_r = 0,39$ .



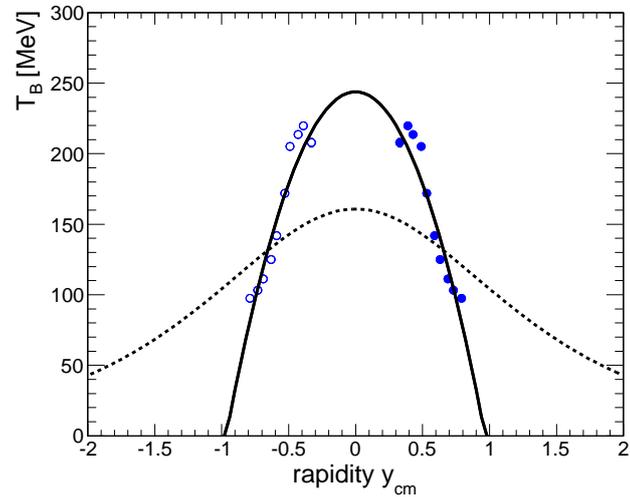
**Abbildung 4.21:** Verteilung der **inversen Steigungsparameter** (oben) und **Zählraten**  $\frac{dN}{dy}$  (unten) der transversalen Massenspektren der simulierten und rekonstruierten Deuteronen als Funktion der Rapidität. Links: Thermische Deuteronen mit  $T = 212$  MeV und  $\beta_r = 0,0$ . Rechts: Thermische Deuteronen mit  $T = 72$  MeV und radialem Fluss von  $\beta_r = 0,39$ . Die inversen Steigungsparameter einer statisch emittierenden Quelle folgen einer  $\cosh(y)$ -Funktion (gestrichelte Linie). Im Falle von zusätzlichem radialem Fluss weicht die Verteilung davon ab, somit wird zur Bestimmung der effektiven Temperatur ein Polynom zweiten Grades (schwarze Linie) angepasst. Die rein thermische Verteilung der Zählraten kann durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden.

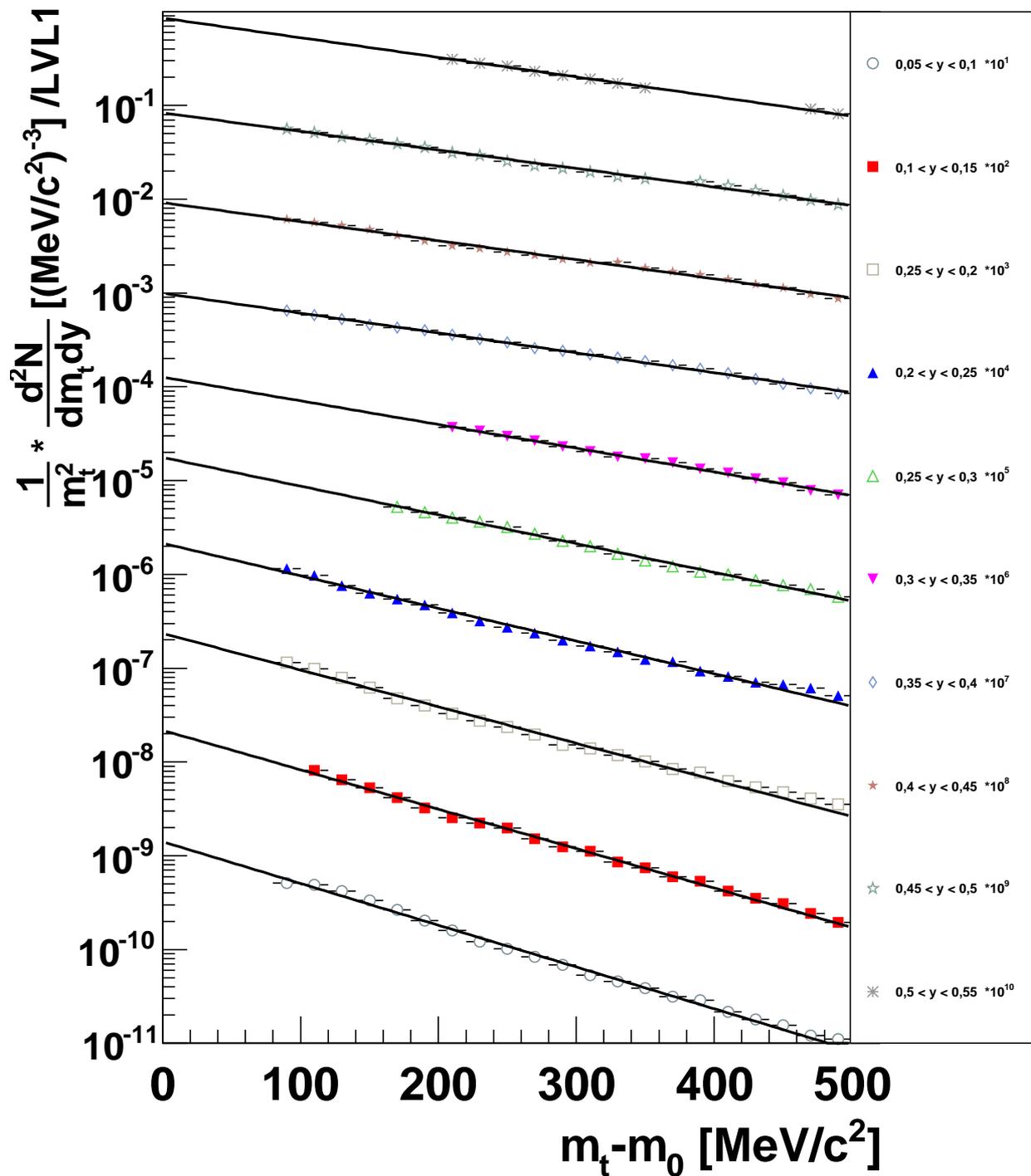
### 4.2.1.3 Tritonen

Für die Spektren der Tritonen wird das gleiche Verfahren wie für die Deuteronen angewandt. Zunächst werden die Spektren mit Boltzmann-Funktionen angepasst (Abbildung 4.23). Die ermittelten Steigungsparameter zeigen ein ähnliches Verhalten wie die der Deuteronen, jedoch muss in diesem Fall aufgrund der geringeren Akzeptanz weiter extrapoliert werden, um die effektive Temperatur zu bestimmen. Da sich die Spektren der Deuteronen im Falle des inversen Steigungsparameters mit einem Polynom zweiten Grades angemessen beschreiben lassen, wird

die gleiche Verteilung auch für Tritonen verwendet (Abbildung 4.22). Es ergibt sich eine effektive Temperatur  $T_{eff} = (247,93 \pm 0,57)$  MeV. Die Verteilung der Zählraten, bestimmt durch analytische Integration, befindet sich in Abschnitt 4.2.4.

**Abbildung 4.22:** Verteilung der inversen Steigungsparameter der transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  der Tritonen als Funktion der Rapidität. Die inversen Steigungsparameter einer statisch emittierenden Quelle sollten einer  $\cosh(y)$ -Funktion (gestrichelte Linie) folgen, diese beschreibt die Verteilung jedoch nicht gut, somit wird zur Bestimmung der effektiven Temperatur ein Polynom zweiten Grades (schwarze Linie) angepasst.





**Abbildung 4.23:** Effizienz- und akzeptanzkorrigierte, **transversale Massenspektren** der Tritonen im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,55$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein. Die Spektren wurden mit Boltzmann-Funktionen angepasst (schwarze Linie), um die inversen Steigungsparameter und Zählraten der Fragmente zu extrahieren.

## 4.2.2 Thermische Quelle und radialer Fluss (Siemens-Rasmussen-Verteilung)

Bei der Beschreibung der Spektren durch Boltzmann-Funktionen kommt es im Bereich kleiner und großer  $m_t - m_0$  zu Abweichungen. Des Weiteren deuten die Vergleiche der Daten mit Simulationen und die in Abschnitt 1.6 erwähnten, bisher gemessenen effektiven Temperaturen der leichten Teilchen in Ar+KCl-Kollisionen darauf hin, dass die thermisch emittierende Quelle radialen Flusseffekten unterliegt. Zur Beschreibung der Spektren unter der Annahme von zusätzlichen radialen Flusseffekten wird die Funktion von Siemens und Rasmussen (Gleichung 4.10) verwendet. Die Funktion besitzt drei freie Parameter  $T$ ,  $\beta_r$  und eine Konstante  $c$ . Die Parameter  $T$  und  $\beta_r$  sind jedoch stark miteinander korreliert. Um sicherzustellen, dass der Fit nicht in ein lokales Minimum läuft, wird ein  $\chi^2$ -Anpassungstest (siehe Anhang C) in der  $T$ - $\beta_r$ -Ebene durchgeführt. Dies bedeutet, dass die Parameter  $T$  und  $\beta_r$  über einen sinnvollen Bereich in kleinen Schritten manuell variiert, die Spektren mit der jeweiligen resultierenden Funktion angepasst werden und der  $\chi^2$ -Wert von jedem dieser Fits ermittelt wird. Der  $\chi^2$ -Wert ist ein Maß für die Güte eines Fits. Je kleiner der Wert, desto kleiner ist die Abweichung der Datenpunkte zu der Vorhersage des Fits. Die Schrittvariation wird im Bereich von  $T = 55$  MeV bis  $T = 250$  MeV, in Schritten von  $\Delta T = 2$  MeV und  $\beta_r = 0$  bis  $\beta_r = 0,55$ , in Schritten von  $\Delta\beta_r = 0,01$  durchgeführt.

Der  $\chi^2$ -Anpassungstest wird in verschiedenen Rapiditätsintervallen durchgeführt, wobei keine Rapiditätsabhängigkeit der Parameter erwartet wird. Anschließend werden die  $\chi^2$ -Verteilungen der Rapiditäten addiert. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz des HADES-Spektrometers wird in den Rapiditätsintervallen eine unterschiedliche Anzahl von Datenpunkten gemessen. Dies äußert sich in der Anzahl der Freiheitsgrade und dem absoluten Wert des jeweiligen  $\chi^2$ . Zu den Freiheitsgraden aus den Datenpunkten kommt ein Freiheitsgrad aus der Konstante der Siemens-Rasmussen-Funktion, welche dem freien Parameter der Fitfunktion entspricht, hinzu. Um die unterschiedliche Akzeptanz in den Rapiditätsintervallen auszugleichen, wird die Summe der  $\chi^2$  durch die Summe aller Freiheitsgrade geteilt. Das in der Verteilung der addierten  $\chi^2$  auftretende Minimum entspricht der Kombination aus  $T$  und  $\beta_r$ , welche das System am besten beschreibt.

Dieses Vorgehen entspricht einem simultanen, zwei-dimensionalen Fit der Teilchenspektren.

Das Verfahren wurde zunächst mithilfe von Pluto-Simulationen anhand der Deuteronen optimiert. In einem zweiten Schritt wurde es auf die simulierten und rekonstruierten Teilchen, welche schon in Abschnitt 4.2.1.2 zur Überprüfung der rein thermischen Analyse verwendet wurden, angewandt. Nachdem die Konsistenz des Verfahrens überprüft wurde, wurden die Daten auf diese Weise ausgewertet.

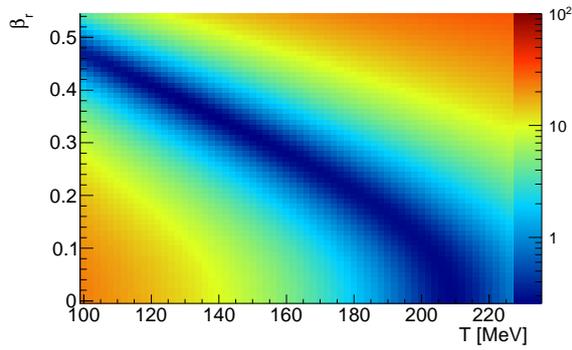
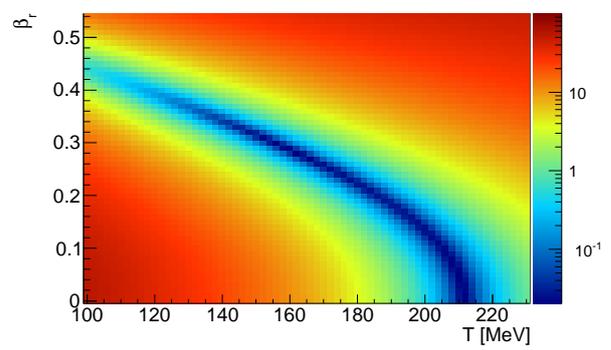
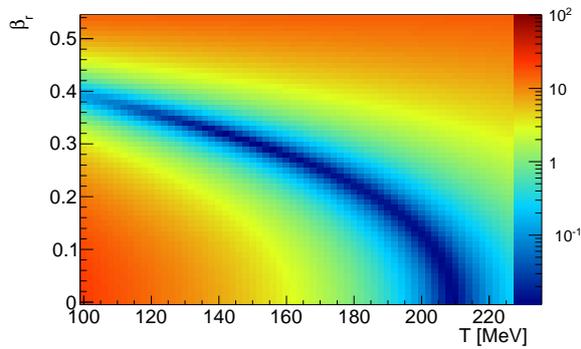
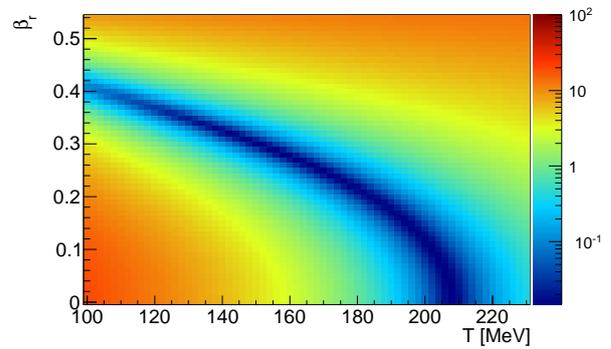
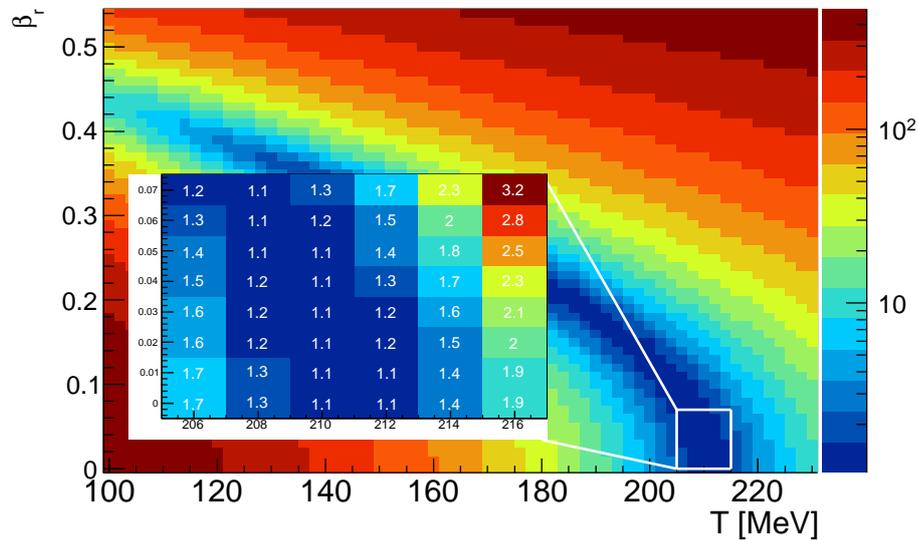
### 4.2.2.1 Deuteronen Simulation

Die Optimierung des Verfahrens zum Ermitteln der Temperatur  $T$  und radialen Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$  des Systems Ar+KCl mithilfe von  $\chi^2$ -Tests wurde anhand von Simulationen durchgeführt. In Pluto werden die transversalen Massenspektren der Teilchen mit gegebenem  $T$  und  $\beta_r > 0$  durch die Siemens-Rasmussen-Funktion generiert. Somit können im Falle einer definierten Flussgeschwindigkeit ungleich Null, durch Anpassung der Spektren mit der Funktion, die Ausgangsparameter eindeutig rekonstruiert werden. Im Falle kleiner Flussgeschwindigkeiten nahe Null ist es jedoch möglich, dass der Fit in ein lokales Minimum läuft und damit Parameter

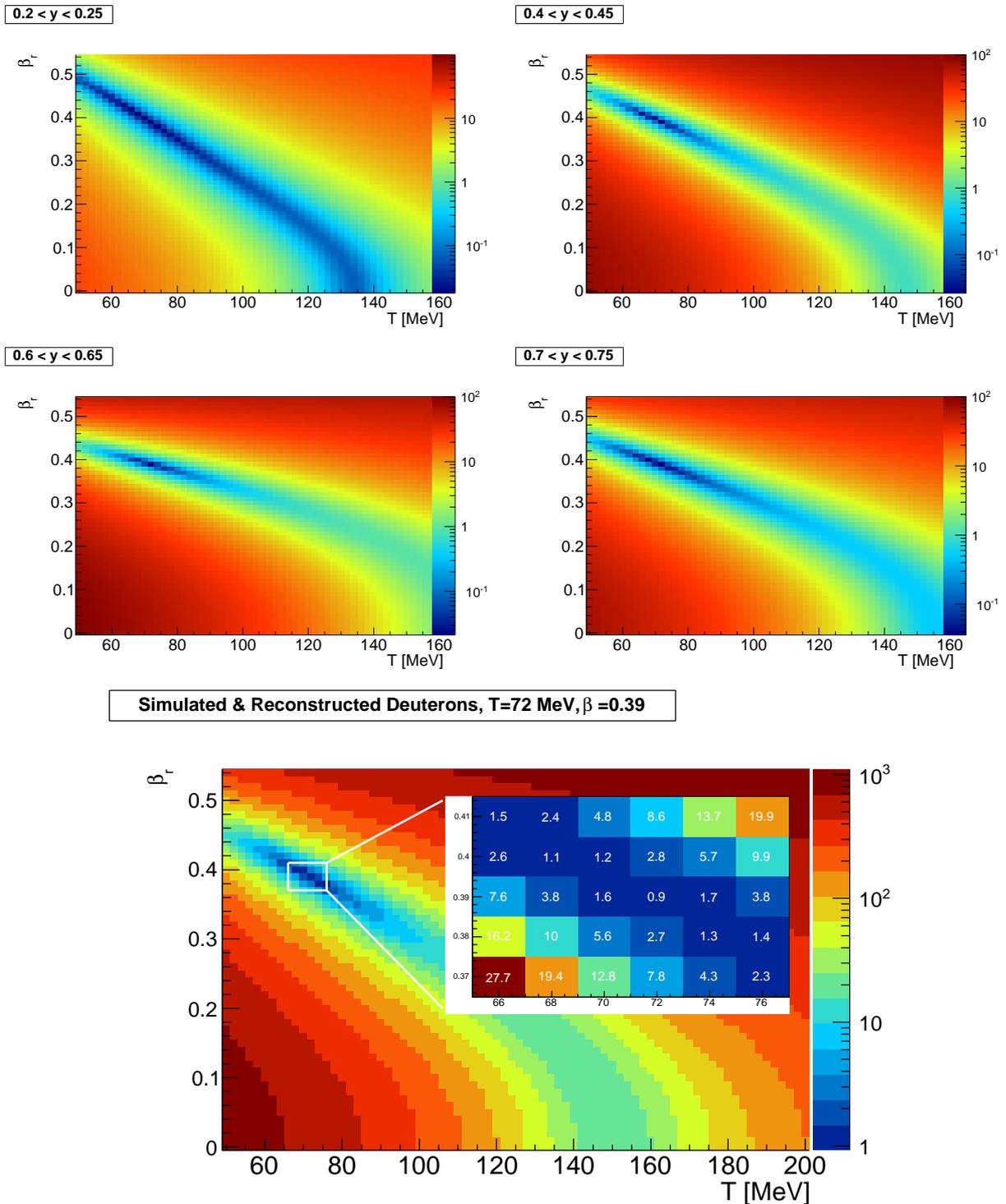
angibt, die nicht den Ausgangswerten entsprechen. Die Parameter  $T$  und  $\beta_r$  werden, um dieses Problem zu umgehen, manuell in kleinen Schritten variiert und das zugehörige  $\chi^2$  des Fits in einem Rapiditätsintervall bestimmt. Im Falle der definierten Flussgeschwindigkeit wird für jedes Rapiditätsintervall ein Minimum bei den simulierten Ausgangswerten gefunden. Je näher an der Schwerpunktsrapidität, desto ausgeprägter ist dieses Minimum. Anschließend werden die einzelnen  $\chi^2$ -Tests addiert und durch die Anzahl der Freiheitsgrade geteilt. Im Falle der rein thermisch simulierten Teilchen bildet sich für jedes Rapiditätsintervall ein breites Band mit Minimalen  $\chi^2$  aus. Durch Addition und Gewichtung mit der Summe der Freiheitsgrade wird es jedoch möglich, ein eindeutiges Minimum bei den simulierten Ausgangswerten zu finden. Die  $\chi^2$ -Tests der mit Pluto simulierten Teilchen befindet sich in Anhang C.

Für die mit Pluto simulierten und, nach dem Durchlaufen der zur Effizienz- und Akzeptanzbestimmung genutzten Analyseketten, rekonstruierten Teilchen zeichnet sich das gleiche Verhalten ab. In den Abbildungen 4.24 und 4.25 sind die  $\chi^2$ -Tests dieser Teilchen für vier verschiedene Rapiditätsintervalle (oben) und die Addition aller Rapiditätsintervalle, geteilt durch die Freiheitsgrade (unten), abgebildet. Die Verteilungen für die einzelnen Rapiditätsintervalle zeigen die Korrelation der zwei Parameter  $T$  und  $\beta_r$ . Je näher das Rapiditätsintervall an der Schwerpunktsrapidität liegt, desto schärfer ist das Minimum der Verteilung. Im Falle der Flussgeschwindigkeit von  $\beta_r = 0,39$  wird nach der Addition der  $\chi^2$ -Test für die einzelnen Rapiditätsintervalle und der Gewichtung mit der Summe der Freiheitsgrade ein eindeutiges Minimum bei den simulierten Ausgangswerten gefunden. Im Falle der Flussgeschwindigkeit  $\beta_r = 0$  bildet sich erneut ein breites Band an Minima aus.

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit denen aus der reinen Pluto-Simulation zeigt zusätzlich die Selbstkonsistenz der Analyseketten und ermöglicht somit eine Abschätzung der systematischen Fehler.

$0.2 < y < 0.25$  $0.4 < y < 0.45$  $0.6 < y < 0.65$  $0.7 < y < 0.75$ Simulated & Reconstructed Deuterons,  $T=212$  MeV,  $\beta_r=0.0$ 

**Abbildung 4.24:**  $\chi^2$ -Anpassungstest der simulierten und rekonstruierten Deuteronen mit  $T = 212$  MeV und  $\beta_r = 0,0$ , für vier verschiedene Rapiditätsbereiche (oben). Die Temperatur  $T$  wurde in 2 MeV-Schritten und die Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$  in 0.05-Schritten manuell variiert, für jede Parameterkombination die Siemens-Rasmussen-Funktion an die Spektren angepasst und das resultierende  $\chi^2$ , geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade, bestimmt. Unten: Addition der  $\chi^2$ -Tests für alle Rapiditäten.



**Abbildung 4.25:**  $\chi^2$ -Anpassungstest der simulierten und rekonstruierten Deuteronen mit  $T = 72$  MeV und  $\beta_r = 0,39$ , für vier verschiedene Rapiditätsbereiche (oben). Die Temperatur  $T$  wurde in 2 MeV-Schritten und die Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$  in 0.05-Schritten manuell variiert, für jede Parameterkombination die Siemens-Rasmussen-Funktion an die Spektren angepasst und das resultierende  $\chi^2$ , geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade, bestimmt. Unten: Addition der  $\chi^2$ -Tests für alle Rapiditäten.

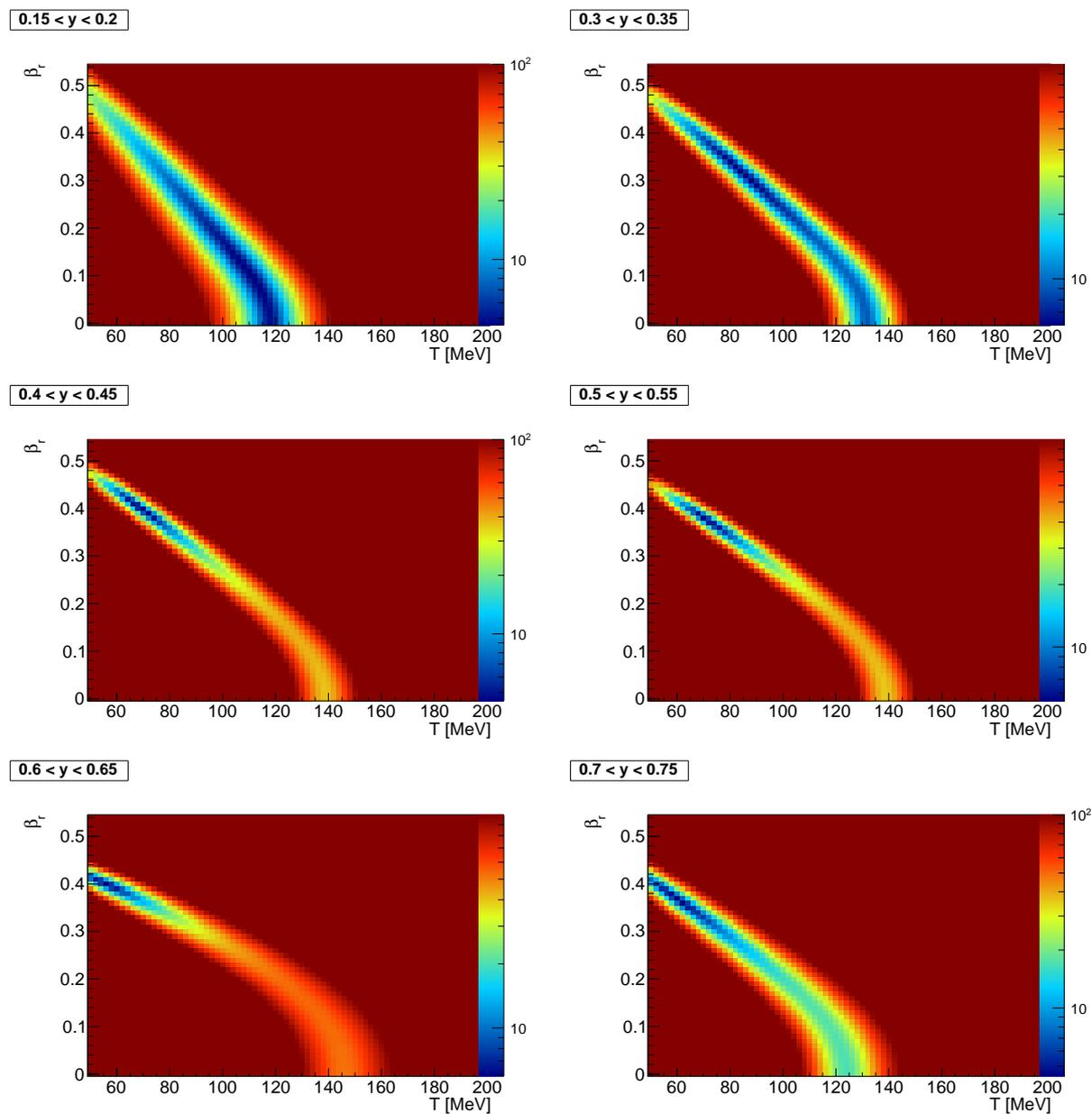
#### 4.2.2.2 Deuteronen Daten

Nachdem das Verfahren der  $\chi^2$ -Tests anhand der Simulationen optimiert wurde, wird es auf die Daten angewandt. Die  $\chi^2$ -Test-Ebenen der Deuteronen befinden sich für ausgewählte Rapiditätsintervalle in Abbildung 4.26. Es zeichnet sich das gleiche Verhalten wie in den Simulationen ab. Es bildet sich ein Bereich mit minimalen  $\chi^2$ -Werten aus. Je näher sich das Rapiditätsintervall an Schwerpunktsrapidity befindet, desto schärfer wird dieses Band. Aus der Addition der Spektren und der Gewichtung mit den Freiheitsgraden ergibt sich die bestmögliche Parameterkombination bei den Werten von  $T = (74 \pm 7)$  MeV und  $\beta_r = 0,36 \pm 0,02$  (siehe Abbildung 4.27). Die angegebenen Fehlern entsprechen den korrelierten Fehlern der beiden Parameter  $T$  und  $\beta_r$ . Zur Bestimmung des Fehlers wird die  $\chi^2$ -Ebene für den erhaltenen Wert von  $\beta_r$  auf die Temperatur-Achse, bzw. für den erhaltenen Wert von  $T$  auf die Flussgeschwindigkeit-Achse projiziert. Die Projektionen können annähernd durch Gauß-Funktionen beschrieben werden (siehe Abbildung 4.28) und die Standardabweichung liefert den Fehler der Parameter. Die resultierende Siemens-Rasmussen-Funktion gibt die Form der Spektren gut wieder, vor allem im Bereich kleiner  $m_T - m_0$ , in welchem es zu Abweichungen der Boltzmann-Funktion kommt, wird die Krümmung der Spektren gut beschrieben (vgl. Abbildung 4.29).

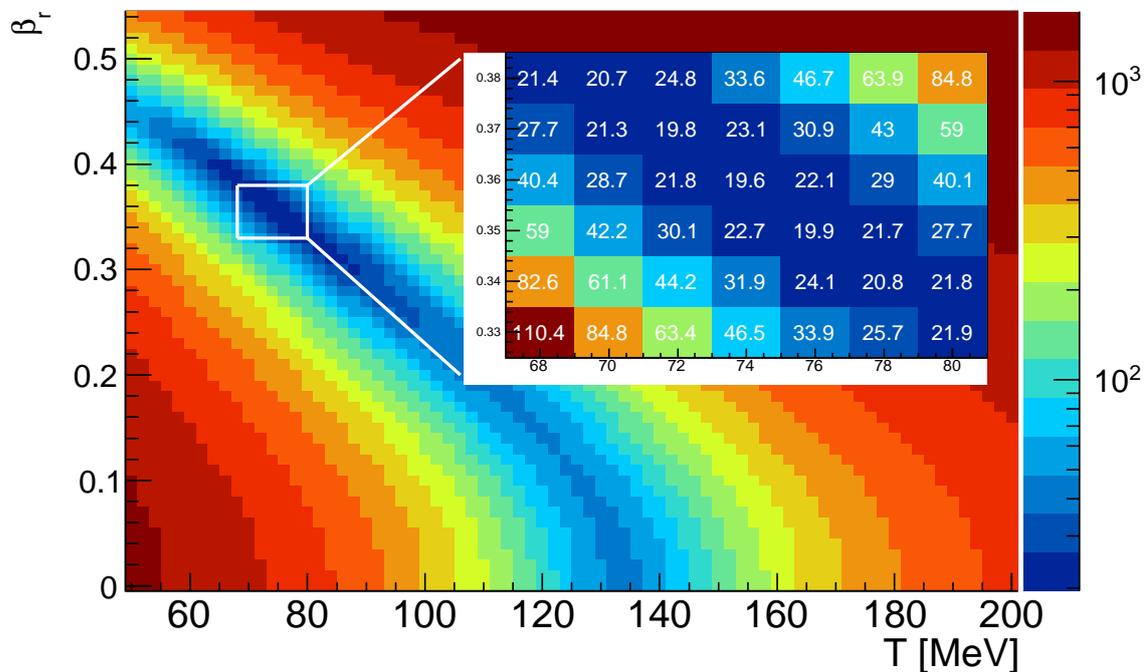
#### 4.2.2.3 Tritonen

Auch für die Tritonen wird zusätzlich zur thermischen Analyse eine Analyse mit der Siemens-Rasmussen-Funktion durchgeführt.

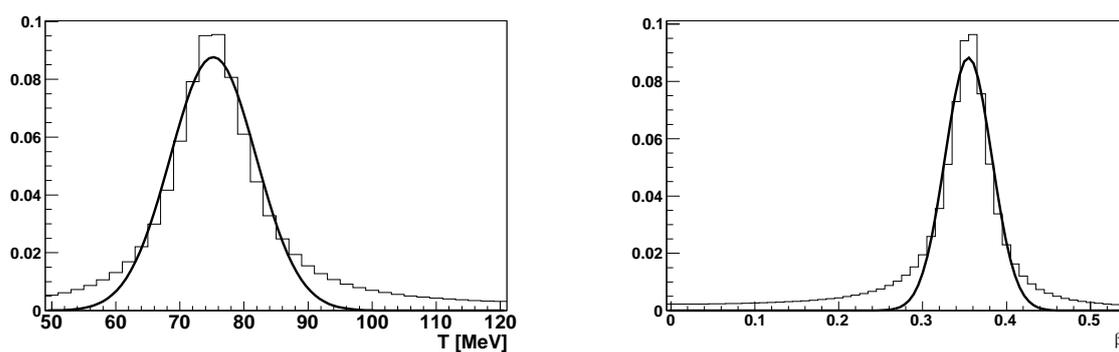
Die  $\chi^2$ -Verteilungen des Anpassungstestes sind in Abbildung 4.30 für die verschiedenen Rapiditäten und die addierten Verteilungen im oberen Teil von Abbildung 4.31 zu sehen. Es ergibt sich eine Temperatur von  $T = (66 \pm 8)$  MeV und eine Flussgeschwindigkeit von  $\beta_r = 0,45 \pm 0,02$ . Die Abweichungen zu den Ergebnissen der Deuteronen-Analyse lassen sich teilweise dadurch erklären, dass die Tritonen nur in einem deutlich kleineren Phasenraum analysiert werden können. Je weiter die Rapiditätsintervalle von der Schwerpunktsrapidity entfernt sind, desto weniger ist der Parameter  $\beta_r$  eindeutig bestimmt. Da bei einer Schwerionenkollision jedoch alle Teilchen denselben radialen Fluss spüren sollten, wird die Flussgeschwindigkeit der Tritonen auf die mithilfe der Deutronenspektren bestimmte Geschwindigkeit  $\beta_r = 0,36 \pm 0,02$  eingeschränkt und in diesem Intervall der  $\chi^2$ -Test durchgeführt. Es können in diesem Überlappbereich die Werte  $T = (88 \pm 16)$  MeV und  $\beta_r = 0,38 \pm 0,06$  für die Tritonen extrahiert werden (vgl. Abbildung 4.31 (unten)). Der Fehler wurde aus Konsistenzgründen aus Projektionen der Ebene auf die jeweiligen Achsen bestimmt, wobei die Verteilungen nur annähernd gaußverteilt sind (siehe Abbildung 4.33). Die mit der resultierenden Funktion angepassten Spektren sind in Abbildung 4.32 zu sehen. Die daraus durch Integration bestimmte Rapiditätsverteilung ist in Abschnitt 4.2.4 dargestellt.



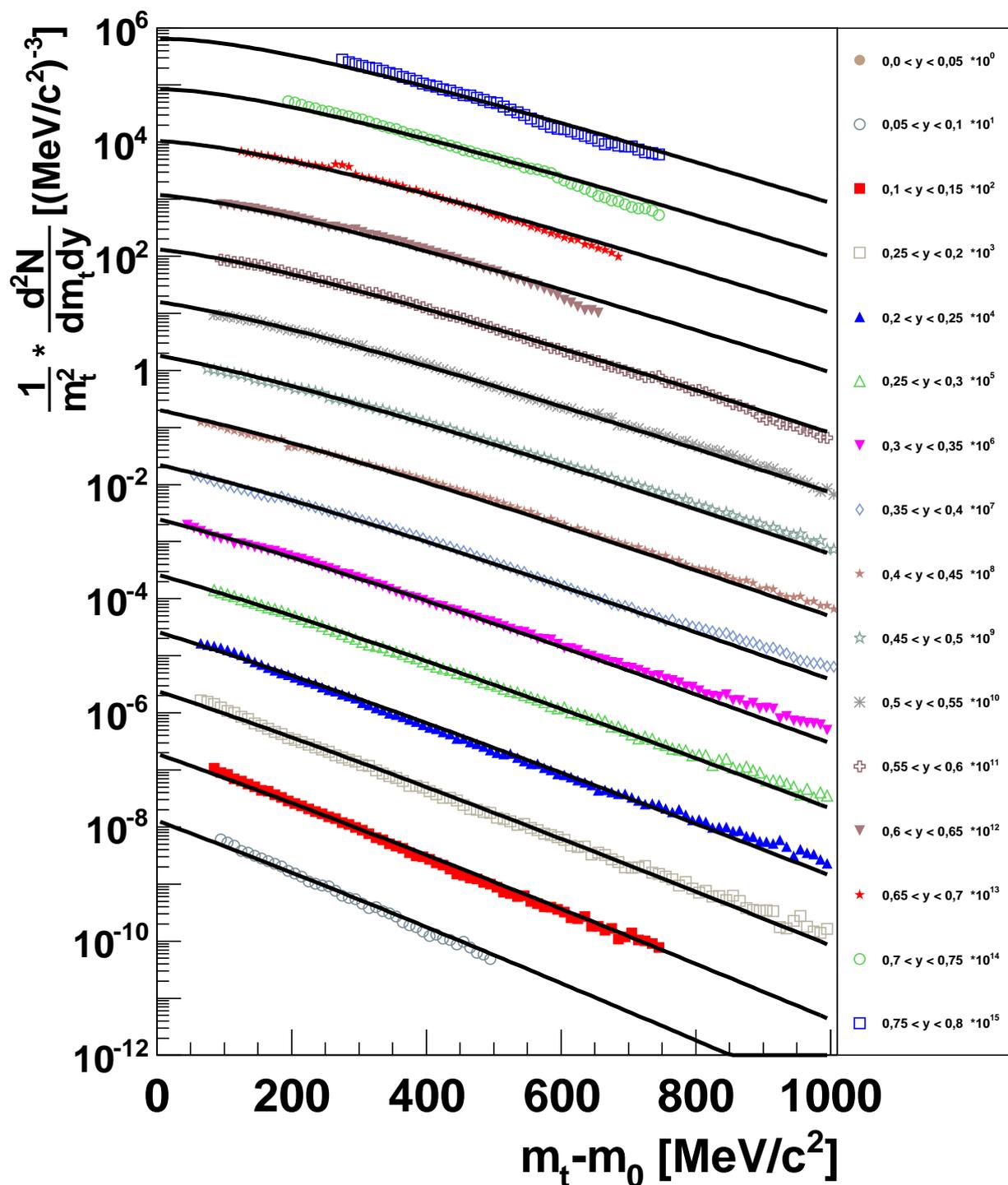
**Abbildung 4.26:**  $\chi^2$ -Anpassungstest der Deuteronen für verschiedene Rapiditätsbereiche von  $y = 0,05$  bis  $y = 0,8$ . Die Temperatur  $T$  wurde in 2 MeV-Schritten und die Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$  in 0.05-Schritten manuell variiert, die resultierende Siemens-Rasmussen-Funktion an die Spektren angepasst und das resultierende  $\chi^2$ , geteilt durch die Freiheitsgrade, bestimmt.



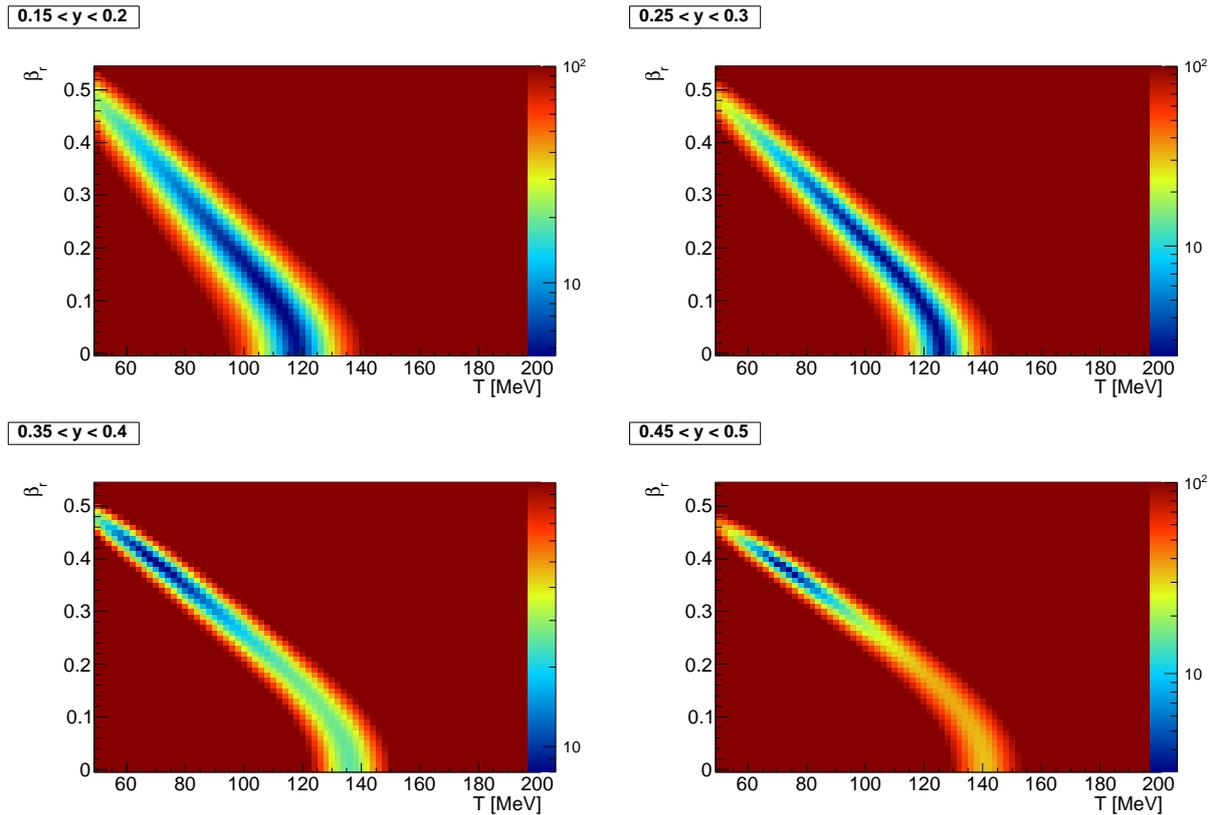
**Abbildung 4.27:** Addition der  $\chi^2$ -Anpassungstest der Deuteronen dividiert durch die Anzahl aller Freiheitsgrade.



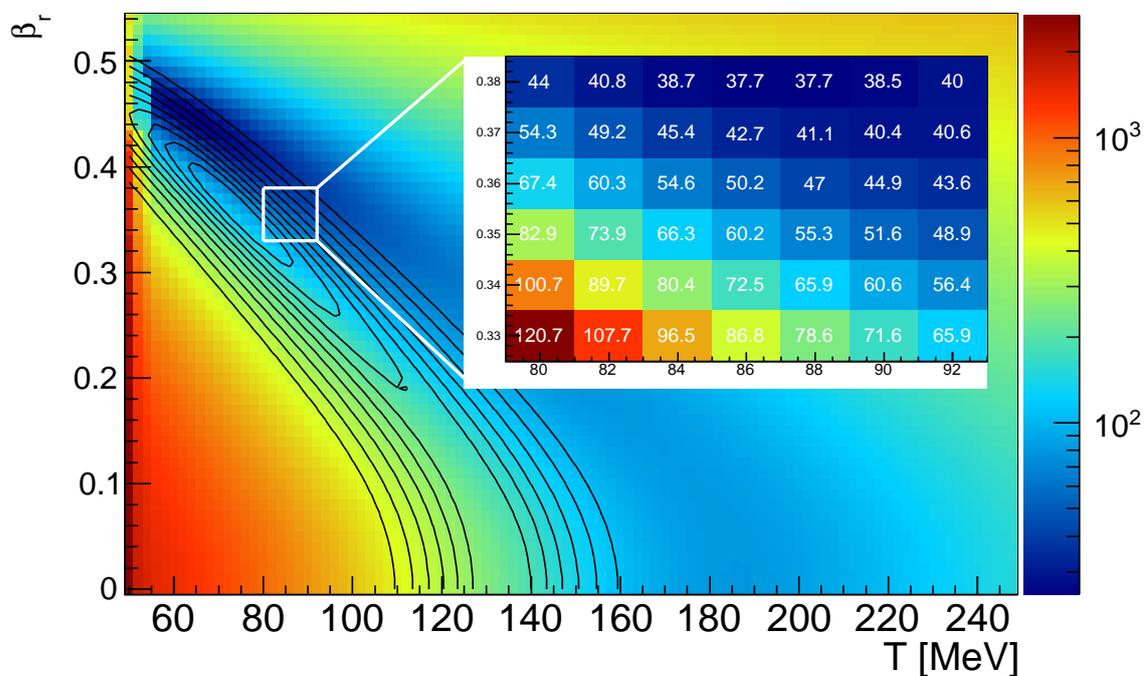
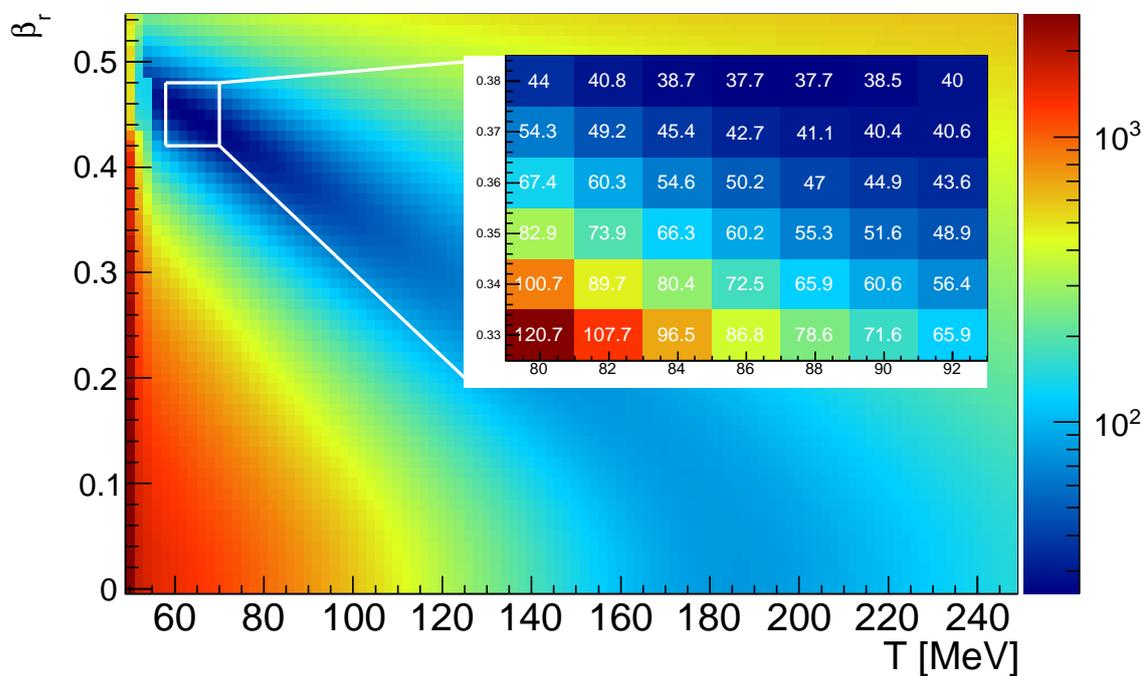
**Abbildung 4.28:** Projektionen der  $\chi^2$ -Ebene auf die Temperatur- (links) und Flussgeschwindigkeits-Achse (rechts) für die Parameter  $\beta_r = 0,36$  und  $T = 74$  MeV, angepasst mit Gauß-Funktionen zur Ermittlung des Fehlers der Parameter. Der Fehler ergibt sich aus der Breite  $\sigma$  der Gauß-Funktionen zu  $\Delta\beta_r = 0,02$  und  $\Delta T = 7$  MeV.



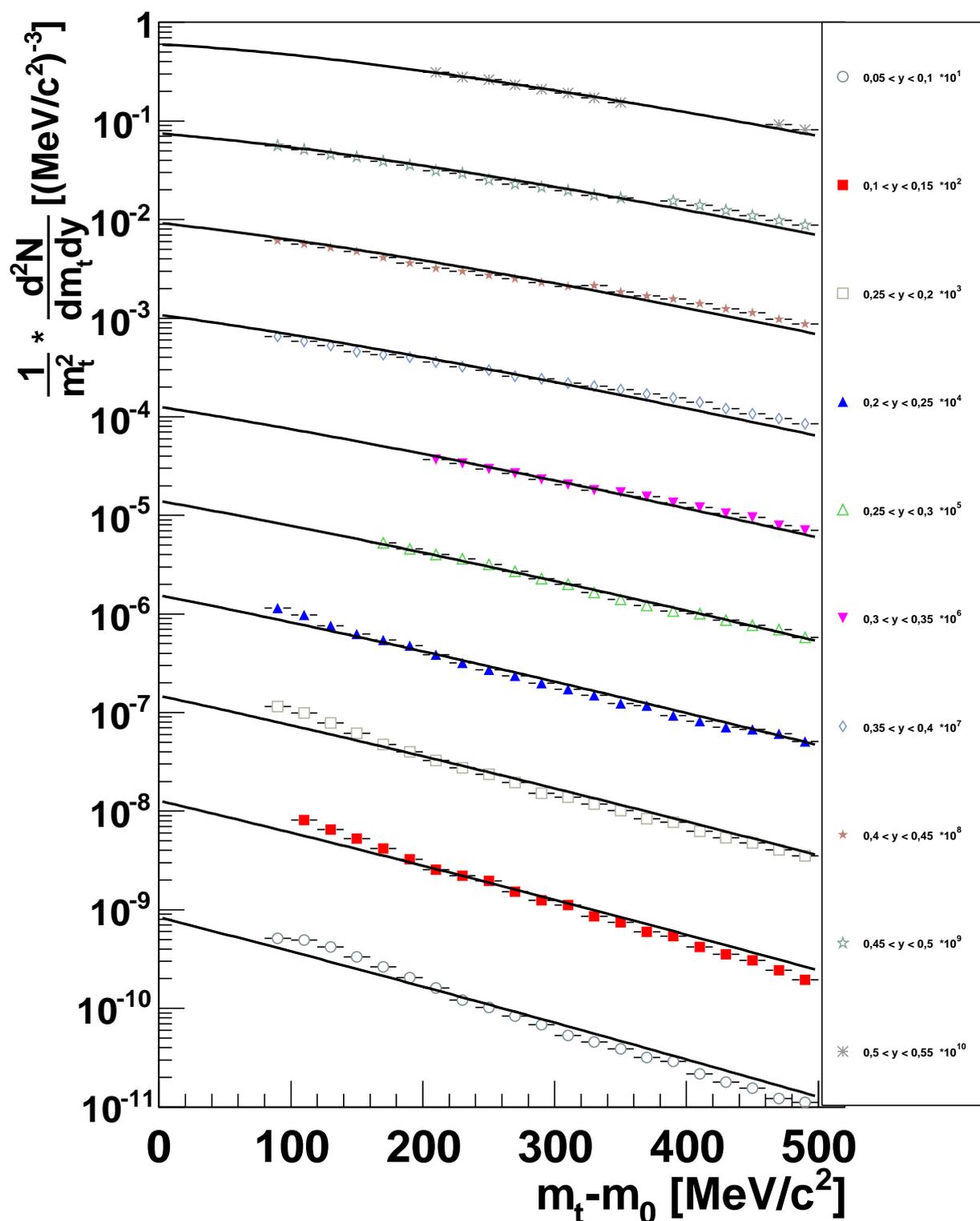
**Abbildung 4.29:** Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Deuteronen im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,8$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein. Die Spektren wurden mit Siemens-Rasmussen-Funktionen mit den Parametern  $T = 74 \text{ MeV}$  und  $\beta_r = 0,36$  angepasst (schwarze Linie).



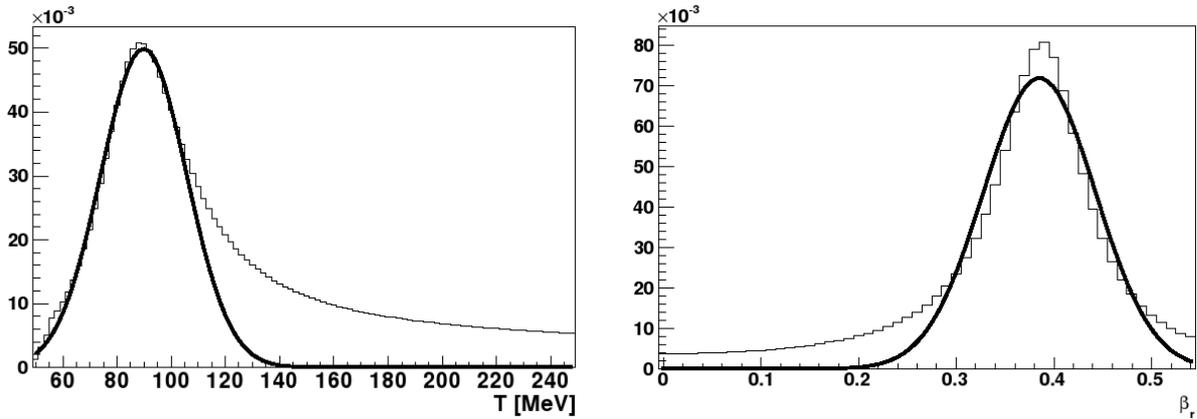
**Abbildung 4.30:**  $\chi^2$ -Anpassungstest der Tritonen für verschiedene Rapiditätsbereiche von  $y = 0,05$  bis  $y = 0,55$ . Die Temperatur  $T$  wurde in 2 MeV-Schritten und die Flussgeschwindigkeit  $\beta_r$  in 0.05-Schritten manuell variiert, die resultierende Siemens-Rasmussen-Funktion an die Spektren angepasst und das resultierende  $\chi^2$ , geteilt durch die Freiheitsgrade, bestimmt.



**Abbildung 4.31: Addition der  $\chi^2$ -Anpassungstests** der Tritonen dividiert durch die Anzahl aller Freiheitsgrade. Oben: Vergrößerung des Bereiches der minimalen  $\chi^2$ -Werte für Tritonen. Unten: Vergleich zu den minimalen  $\chi^2$ -Werten der Deuteronen (schwarze Kontur) und Vergrößerung des durch die Deuteronen festgelegten  $\beta_T$ -Wertebereich zur Auffindung des zugehörigen Temperaturwertes.



**Abbildung 4.32:** Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Tritonen im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,55$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein. Die Spektren wurden mit Siemens-Rasmussen-Funktionen mit den Parametern  $T = 88$  MeV und  $\beta_r = 0,38$  angepasst (schwarze Linie).



**Abbildung 4.33: Projektionen der  $\chi^2$ -Ebene** auf die Temperatur- (links) und Flussgeschwindigkeits-Achse (rechts) für die Parameter  $\beta_r = 0,38$  und  $T = 88$  MeV, angepasst mit Gauß-Funktionen zur Ermittlung des Fehlers der Parameter. Der Fehler ergibt sich aus der Breite  $\sigma$  der Gauß-Funktionen zu  $\Delta\beta_r = 0,06$  und  $\Delta T = 16$  MeV.

### 4.2.3 Vergleich der zwei Methoden zur Extrapolation der transversalen Massenspektren

Um zu überprüfen, welches Modell die bessere Beschreibung der transversalen Massenspektren liefert, ist es sinnvoll, die  $\chi^2$ -Werte aus den Siemens-Rasmussen-Anpassungstests mit dem mittleren  $\chi^2$  aus den Boltzmann-Fits zu vergleichen. Das mittlere  $\chi^2$  aus den Boltzmann-Fits wird auf analoge Weise zu den  $\chi^2$ -Werten der Siemens-Rasmussen-Fits bestimmt, wobei zusätzlich beachtet werden sollte, dass bei der Analyse mit Boltzmann-Funktionen für jedes Rapiditätsintervall die Temperatur  $T$  neu gefittet wird. Die Summe aus den  $\chi^2$ -Werten der jeweiligen Fits, wird durch die Summe aller Freiheitsgrade geteilt. Man erhält  $\chi_{Boltzmann}^2 = 22,5$ , welches im Vergleich zum minimalen  $\chi_{SiemRas}^2 = 19,6$  höher liegt.

Bei den Tritonen ergibt sich ein mittlerer  $\chi^2$ -Wert von  $\chi_{Boltzmann}^2 = 7,1$  für die Boltzmannfunktionen. Dieser Wert ist deutlich niedriger als der Wert der Siemens-Rasmussen-Fits  $\chi_{SiemRas}^2 = 37,4$ , was im Widerspruch zu den Ergebnissen der Deuteronen steht, jedoch zumindest teilweise auf die deutlich kleinere Akzeptanz des Spektrometers für Tritonen zurückgeführt werden kann. Wie bereits erwähnt, werden die Spektren nahe Schwerpunktsrapidität mehr vom radialen Flusseffekt verformt als die Spektren niedriger Rapiditäten. Aus diesem Grund beschreibt die Boltzmann-Funktion alle gemessenen transversalen Massenspektren der Tritonen gut. Die Spektren höherer Rapidität liefern im Falle der Deuteronen niedrige  $\chi^2$ -Werte für die Siemens-Rasmussen-Fits und hohe Werte für die Boltzmann-Fits. Im Falle der Tritonen ist in diesem Bereich keine Akzeptanz mehr vorhanden, somit ergibt sich letztendlich eine bessere Beschreibung mithilfe der Boltzmann-Funktionen. Des Weiteren wird der Parameter  $\beta_r$  für die Tritonen auf den Wertebereich der Deuteronen eingeschränkt, weshalb nicht exakt die Parameterkombination gewählt wurde, die dem minimalen  $\chi^2$  entspricht. Verleiht man den Ergebnissen der Deuteronen aufgrund der höheren Akzeptanz mehr Gewicht, kommt man zu der Folgerung, dass sich

das System Ar+KCl in transversaler Richtung besser durch ein thermisches System mit radialem Flusseffekt, als durch ein statisches, thermisches System beschreiben lässt.

#### 4.2.4 Bestimmung der Multiplizität

Unter der Multiplizität versteht man die Produktionsrate einer Teilchenspezies pro Ereignis. Um diese für die Fragmente in der begrenzten Akzeptanz des HADES-Spektrometers zu bestimmen, müssen die Zählraten in den ungemessenen Phasenraum extrapoliert werden. In dieser Arbeit werden die Spektren mit zwei verschiedenen Ansätzen, wie in den vorherigen Abschnitten erläutert, angepasst und extrapoliert. Zunächst wird eine thermische Verteilung der Fragmente angenommen, wonach die transversalen Massenspektren einer Boltzmann-Verteilung folgen sollten. In einem zweiten Ansatz werden die Spektren mit Siemens-Rasmussen-Funktionen angepasst, um mögliche radiale Flusseffekte zu beachten.

Durch Integration der jeweiligen Fitfunktionen von  $m_t - m_0 = 0$  bis  $m_t - m_0 = \infty$  erhält man die Zählrate für jedes Rapiditätsintervall. Für die Boltzmann-Funktionen können die Spektren analytisch nach Gleichung 4.8 integriert werden. Die transversalen Massenspektren werden vorher durch die Anzahl der analysierten Reaktionen von  $6,99 \cdot 10^8$  geteilt, um die Zählrate auf die Anzahl der Ereignisse zu normieren. Die resultierenden Verteilungen sind im oberen Teil von Abbildung 4.34 für die Deuteronen und im unteren Teil für die Tritonen für die Boltzmann-Fits (blaue Rechtecke) und die Siemens-Rasmussen-Fits (rote Kreise) als Funktion der Rapidität dargestellt. Sie zeigen in beiden Fällen ein Maximum nahe Strahl- und Targetrapidität.

Zur Extrapolation dieser Zählraten in die Rapiditätsbereiche außerhalb der Akzeptanz, werden die Verteilungen mit vier Gauß-Funktionen (drei Gauß-Funktionen im Falle der Verteilungen der Zählrate aus der analytischen Integration der Boltzmann-Fits der Deuteronen) angepasst und diese integriert.

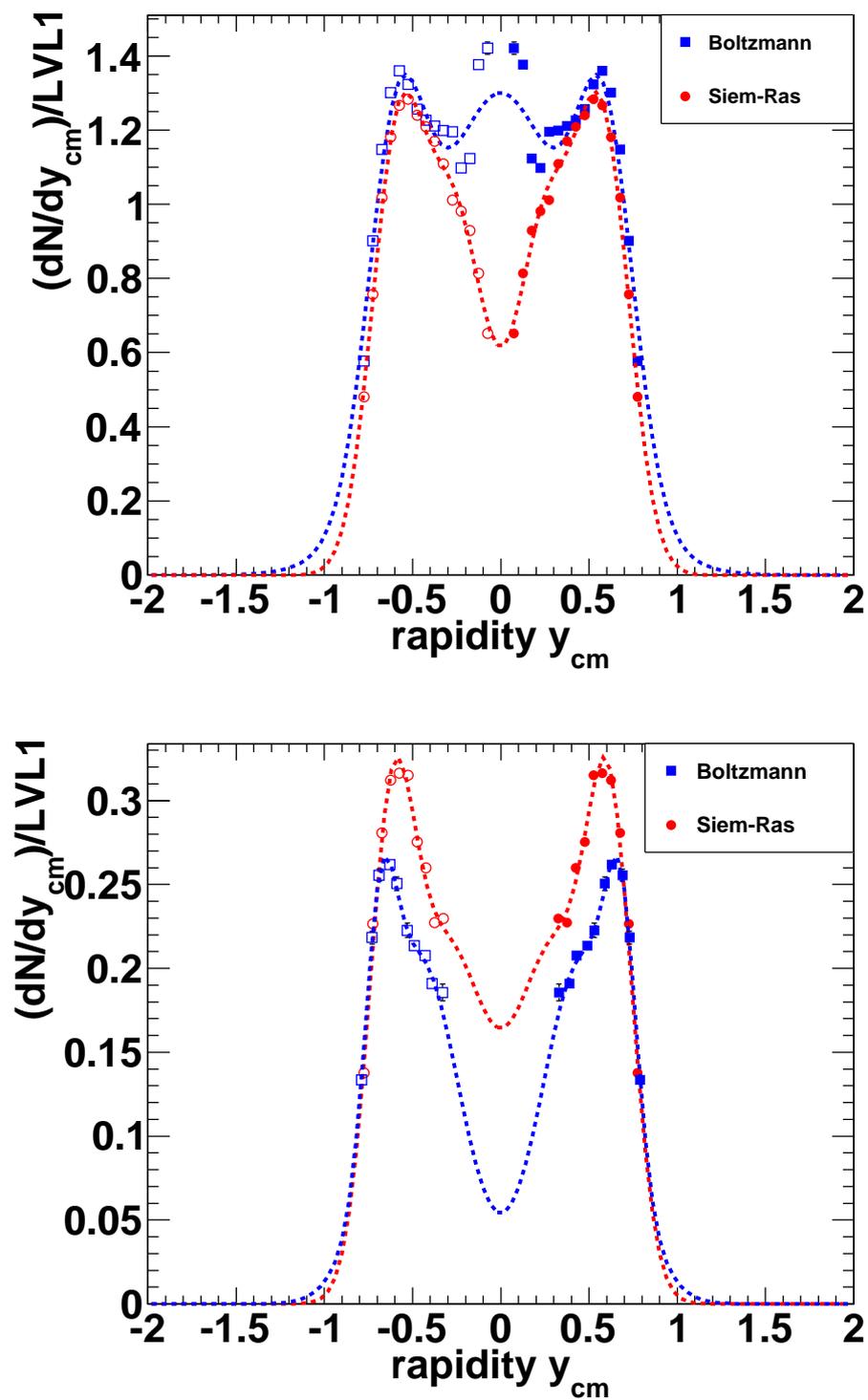
In dem vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass die Beschreibung der transversalen Massenspektren mithilfe der Siemens-Rasmussen-Funktionen bessere  $\chi^2$ -Werte und damit die bessere Beschreibung der Spektren liefert. Man erhält somit die Multiplizität der Teilchen in Ar+KCl-Kollisionen bei 1,76A GeV aus dem Integral des Fittes an die Siemens-Rasmussen-Funktionen zu  $1,633 \pm 0,001$  Deuteronen und  $0,387 \pm 0,006$  Tritonen pro Reaktion. Der Wert aus den Boltzmann-Fits wird zur Abschätzung des systematischen Fehlers genutzt (siehe Abschnitt 4.2.5).

#### 4.2.5 Fehlerbetrachtung

In einer komplexen Analyse wie dieser existieren mehrere systematische Fehlerquellen, die für eine realistische Einschätzung der Multiplizität evaluiert werden müssen:

- **Bestimmung der differentiellen Zählrate**

In Abschnitt 4.1 wurde das genaue Verfahren der Teilchenidentifikation der Fragmente beschrieben. Die berechneten Schnitte in den Energieverlustverteilungen können den Untergrund durch andere Teilchenspezies vermindern und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis



**Abbildung 4.34: Rapiditätsverteilungen** der Deuteronen (oben) und Tritonen (unten), bestimmt aus der analytischen Integration der Boltzmann-Funktionen (blau) und Integration der Siem-Rasmussen-Funktionen (rot), angepasst mit einer Kombination aus vier Gauß-Funktionen.

verbessern, jedoch bleibt ein gewisser Restuntergrund erhalten und echte Fragmente werden aus der Analyse fälschlicherweise ausgeschlossen. Das Ausschließen von echten Fragmenten aus der Analyse sollte durch die Effizienzkorrekturen der Schnitte in den Energieverlustverteilungen und in der Masse behoben werden. Zum Eliminieren des Restuntergrundes werden die Massenspektren der Fragmente in verschiedenen Phasenraumzellen betrachtet und das Signal und der Untergrund durch Gauß-Funktionen beschrieben. Jedoch ist die Beschreibung der Massenspektren in manchen Phasenraumzellen nicht perfekt durch Gauß-Funktionen an Signal und Untergrund gegeben. Es kommt somit zu einem Unsicherheitsfaktor durch unverstandenen Untergrund bei der Bestimmung der differentiellen Zählrate der Teilchen. Zur Abschätzung dieses systematischen Fehlers kann an die Signale und den Untergrund jeweils eine Kombination aus zwei Gauß-Funktionen (einem schmalen und einem breiteren) angepasst oder eine zusätzliche polynomische Funktion als Untergrund angenommen werden. Daraufhin kann erneut die Multiplizität der Teilchen bestimmt und durch Vergleich der Multiplizitäten der systematische Fehler der Untergrundbeschreibung bestimmt werden.

Der systematische Fehler, der bei der Beschreibung des Untergrundes gemacht wird, wirkt sich auf die Form der transversalen Massenspektren aus. In den Phasenraumzellen hoher Statistik wird der Untergrund sehr genau durch das Anpassen mit Gauß-Funktionen beschrieben. In Bereichen am Rande des Phasenraums wird die Abweichung größer. Somit werden die Spektren eventuell an den Randbereichen verbogen, was zu einer abweichenden Beschreibung mit Fitfunktionen und damit zu einer falsch berechneten Multiplizität führt. Da jedoch unklar ist, mit welcher Funktion die transversalen Massenspektren extrapoliert werden müssen, ist der systematische Fehler, der bei der Bestimmung der differentiellen Zählrate gemacht wird, verhältnismäßig klein gegenüber dem, der bei der Extrapolation gemacht wird. In dieser Arbeit wird somit, aufgrund des großen systematischen Fehlers, der bei der Extrapolation der transversalen Massenspektren gemacht wird, von einer genauen Evaluation des systematischen Fehlers bei der Bestimmung der differentiellen Zählrate abgesehen und einzig der statistische Fehler  $\Delta N$  der Zählrate  $N = N_{Signal} - N_{Untergrund}$  in jeder Phasenraumzelle berechnet:

$$\Delta N = \sqrt{N_{Signal} - N_{Untergrund}}. \quad (4.12)$$

- **Effizienzkorrektur**

Die Faktoren der Effizienzkorrektur werden anhand einer komplexen Simulationskette bestimmt. Dabei kommt es zu einem kleinen systematischen Fehler bei den Anfangsparametern der mit dem Pluto-Ereignisgenerator simulierten Teilchen. Es wird in einem ersten Schritt eine isotrope Verteilung der Teilchen simuliert. In einem zweiten Ansatz werden Teilchen simuliert, die aus einem statischen Feuerball mit einer vorgegebenen Temperatur emittiert werden. Dabei werden Temperaturen ausgewählt, die anhand einer linearen Extrapolation der leichteren in Ar+KCl gemessenen Teilchen bestimmt wurden. Diese Werte sind nicht 100% korrekt, jedoch liefert der zweite Ansatz eine realistischere Beschreibung der Impulsverteilung der Teilchen. Da die Phasenraumzellen genügend klein gewählt wur-

den, hat die Wahl der initialen Temperaturen kaum Auswirkungen auf die Effizienzfaktoren in den einzelnen Zellen.

Die mit Pluto generierten Teilchen durchlaufen eine GEANT-Simulation, in der die Geometrie und das Ansprechverhalten des HADES-Detektors simuliert wird. Es ist schwierig den systematischen Fehler dieses Schrittes über den gesamten Phasenraumbereich abzuschätzen, da es vor allem zu Unsicherheiten am Rande der Akzeptanz und im Überlappbereich zwischen dem TOF- und TOFino-Detektor kommt.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Effizienzkorrektur wird die Anzahl der ursprünglich simulierten Teilchen mit der Anzahl der Teilchen, die am Ende der Analyseketten verblieben sind, geteilt. Dieser Wert wird analog zu der Bestimmung der Multiplizität der Daten mit den simulierten Deuteronen mit  $T = 212$  MeV und  $\beta = 0,0$  bestimmt. Die Teilchen durchlaufen die Simulations- und Analyseketten, die transversalen Massenspektren werden mit der Siemens-Rasmussen-Funktion angepasst und zu ungemessenem Phasenraum extrapoliert. Die erhaltene Rapiditätsverteilung der Zählraten folgt einer Gauß-Verteilung um Schwerpunktsrapidität. Diese Gauß-Verteilung wird integriert. Der erhaltene Wert ist kleiner als die Anzahl der ursprünglich simulierten Teilchen. Aus dem Unterschied der Zählraten ergibt sich der systematische Fehler von  $\Delta N_{eff} = 3\%$ .

- **Extrapolation der transversalen Massenspektren**

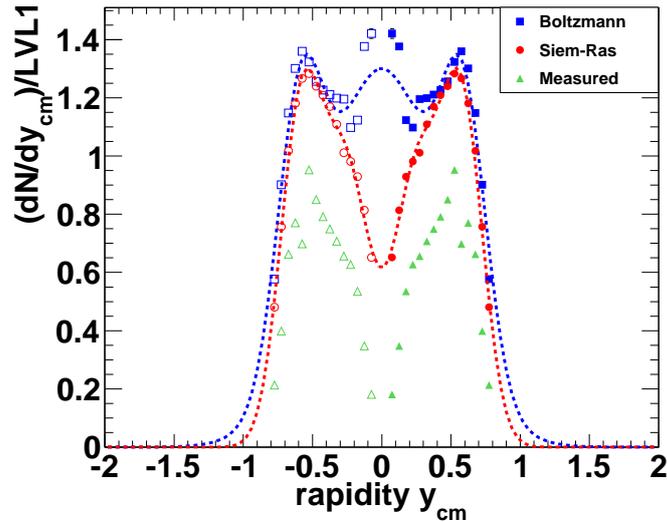
Der größte Beitrag zum systematischen Fehler entsteht durch die Extrapolation der transversalen Massenspektren  $m_t$ - $m_0$  zu ungemessenem Phasenraum. In Abbildung 4.35 sind erneut die Zählraten pro Rapiditätsintervall, bestimmt aus der Extrapolation der Spektren mit Boltzmann-Funktionen (blaue Quadrate) und Siemens-Rasmussen-Funktionen (rote Kreise), verglichen mit der Integration der gemessenen Datenpunkte für die Rapiditätsintervalle (grüne Dreiecke), zu sehen. Die Verteilung der Zählraten aus der Integration der Datenpunkte verdeutlicht die geringere Akzeptanz für Deuteronen in Rapiditätsbereichen nahe Schwerpunktsrapidität. Es kommt zu einem automatischen Einbrechen der Zählraten, da in diesen Bereichen weniger Datenpunkte gemessen werden. Das Verhältnis aus gemessener zu extrapolierte Zählrate durch die Siemens-Rasmussen-Funktion ist in Tabelle 4.2.5 aufgelistet. Demnach wird zur Bestimmung der Multiplizität zwischen 26% (in Bereichen großer Phasenraumabdeckung) und 72% (für Rapiditätsbereiche nahe Schwerpunktsrapidität) extrapoliert, was eine hohe Unsicherheit verursacht.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird die jeweilige Zählrate aus den zwei unterschiedlichen Ansätzen, die zur Beschreibung der Spektren genutzt wurden, verglichen. Bei der Integration der Boltzmann-Fits an die Deuteronenspektren erhält man im Mittel höhere Zählraten als für die Siemens-Rasmussen-Fits. Die Beschreibung der Spektren mit den Boltzmann-Funktionen liefert damit eine obere Abschätzung der Multiplizität. Im Falle der Tritonen verhält es sich umgekehrt, jedoch wurden die Parameter der Siemens-Rasmussen-Funktion auf die Werte gesetzt, die mithilfe der Deuteronen bestimmt wurden. Für die Siemens-Rasmussen-Fits ergibt sich eine Multiplizität von 1,63 Deuteronen und 0,39 Tritonen pro Reaktion. Aus den Boltzmann-Funktionen ergibt sich eine Multiplizität von 2,03 Deuteronen bzw. 0,31 Tritonen. Die Differenz der jeweiligen Multiplizitäten

wird als systematischer Fehler der Extrapolation der transversalen Massenspektren angenommen und entsprechen  $\Delta N_{extr}^d = 24.2\%$  bei den Deuteronen und  $\Delta N_{extr}^t = 19.6\%$  bei den Tritonen.

Rapiditätsintervall	$0,05 < y < 0,1$	$0,1 < y < 0,15$	$0,15 < y < 0,2$
Daten/Extrapolation	44%	53%	65%
$0,2 < y < 0,25$	$0,25 < y < 0,3$	$0,3 < y < 0,35$	$0,35 < y < 0,4$
65%	55%	74%	69%
$0,4 < y < 0,45$	$0,45 < y < 0,5$	$0,5 < y < 0,55$	$0,55 < y < 0,6$
66%	64%	64%	64%
$0,6 < y < 0,65$	$0,65 < y < 0,7$	$0,7 < y < 0,75$	$0,75 < y < 0,8$
64%	57%	43%	28%

**Tabelle 4.2:** Verhältnis der gemessenen zur extrapolierten Zählrate der Deuteronen.



**Abbildung 4.35:** Vergleich der Rapiditätsverteilungen der Deuteronen, bestimmt aus der analytischen Integration der Boltzmann-Funktionen (blaue Quadrate), der Siemens-Rasmussen-Funktionen (rote Kreise) und der aus den Daten (grüne Dreiecke), zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Multiplizität.

Zur Bestimmung des endgültigen systematischen Fehlers der Multiplizitäten der Fragmente werden die systematischen Fehler aus der Effizienzkorrektur und die der Extrapolation der transversalen Massenspektren quadratisch addiert:

$$\Delta N = \sqrt{(\Delta N_{eff})^2 + (\Delta N_{extr})^2} \quad (4.13)$$

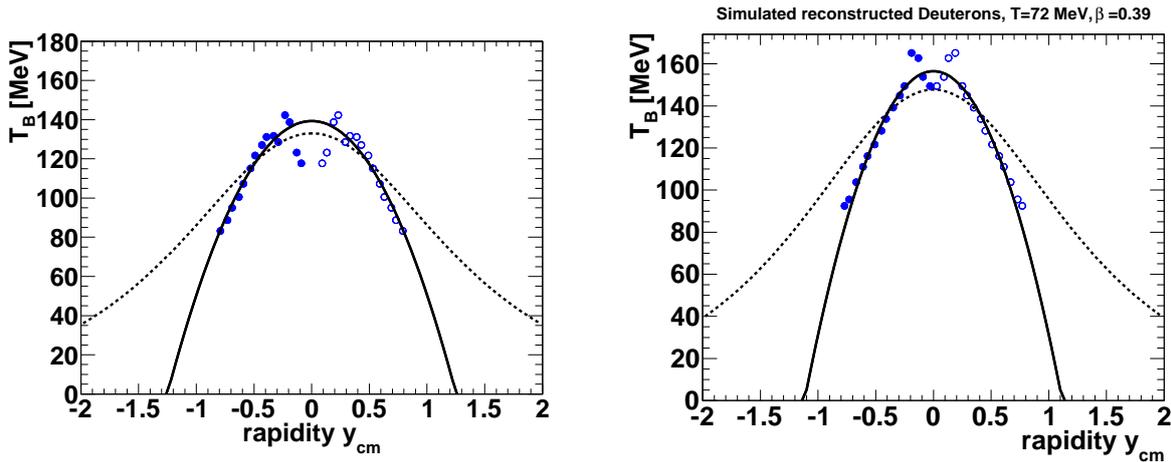
und es ergeben sich die systematischen Fehler zu  $\Delta N_d = 24.4\%$  und  $\Delta N_t = 19.9\%$ . Der resultierende systematische Fehler ist wie erwartet deutlich von dem Fehler der Extrapolation der transversalen Massenspektren dominiert.

Auch bei der Bestimmung der effektiven Temperatur kommt es zu systematischen Fehlern. Die systematischen Fehler bei der Bestimmung der effektiven Temperatur  $T_{eff}$  resultieren erneut aus der begrenzten Akzeptanz des Spektrometers für Deuteronen und Tritonen. Die Temperatur wird aus der Verteilung der inversen Steigungsparameter der Boltzmann-Fits extrahiert. Es konnte gezeigt werden, dass die Boltzmann-Funktion nicht exakt die Spektren beschreibt und nur eine gute Näherung bietet. Des Weiteren kommt es vor allem im Bereich der Rapiditäten nahe der Schwerpunktsrapidity, in der nur noch Akzeptanz in der Region des TOFINO-Detektors vorhanden ist, zu Einbrüchen der inversen Steigungsparameter. Dieses Verhalten ist auch in der Simulation der Deuteronen mit einer Flussgeschwindigkeit größer Null zu sehen (vgl. Abbildung 4.36). Es wurden Teilchen mit einer Temperatur von  $T = 72$  MeV und einer Flussgeschwindigkeit von  $\beta = 0,39$  simuliert. Damit ergibt sich nach Formel

$$T_{eff} = \frac{1}{2} \cdot \beta^2 \cdot m + T_{kin} \quad (4.14)$$

eine effektive Temperatur von  $T_{eff} = 212$  MeV. Durch die Extrapolation der inversen Steigungsparameter mithilfe eines Polynoms zweiten Grades ergibt sich jedoch die Temperatur von  $T_{eff} = 158$  MeV. Die Temperatur wird somit um 54 MeV zu niedrig berechnet, was einem systematischen Fehler von 25% entspricht.

Somit ergibt sich für die Deuteronen ein Wert von  $T_{eff} = (139,5 \pm 34,9)$  MeV und für die Tritonen  $T_{eff} = 247,9 \pm 62,0$ . Die Fehler aus dem Fit des Polynoms zweiten Grades können aufgrund dieser großen systematischen Fehler vernachlässigt werden. Außerdem wird, wie bereits für die Zählraten, aufgrund des großen systematischen Fehlers der Methodik, beispielsweise die Fehler aus der systematisch falsch bestimmten Zählrate vernachlässigt.



**Abbildung 4.36:** Vergleich der Verteilungen der gemessenen mit simulierten inversen Steigungsparametern zur Abschätzung des systematischen Fehlers.



# Kapitel 5

## Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Analyse der leichten Fragmente Deuteronen und Tritonen in Ar+KCl-Reaktionen bei 1,76A GeV mit dem HADES-Spektrometer zusammengefasst und in Hinblick auf Thermalisierung und kollektive Flusseffekte des Systems diskutiert.

In Abschnitt 1.5.1 wurde bereits erwähnt, dass die Teilchenmultiplizitäten der leichten Hadronen gemessen in Ar+KCl in guter Übereinstimmung mit einem statistischen Modellfit, der mit dem Softwarepaket THERMUS [24] durch die simultane Anpassung an die Multiplizitäten der Teilchen durchgeführt wurde, sind. Dies spricht dafür, dass es sich bei dem Kollisionssystem Ar+KCl um ein thermalisiertes System handelt. Um diese These zu überprüfen, kann die kinetische mit der chemischen Ausfrieretemperatur des Systems verglichen werden. Hierfür wurde die sogenannte effektive Temperatur, welche dem inversen Steigungsparameter der emittierten Teilchenspektren bei Schwerpunktsrapidität entspricht, extrahiert. Diese effektive Temperatur sollte im Falle einer isotropen, thermalisierten Quelle der kinetischen Ausfrieretemperatur des Systems entsprechen. Die chemische Ausfrieretemperatur kann mithilfe des statistischen Modellfits berechnet werden.

Um die effektive Temperatur  $T_{eff}$  der Fragmente zu extrahieren, wurden die auf Effizienz und Akzeptanz korrigierten transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  für verschiedene Rapiditätsbereiche mit Boltzmann-Funktionen (Gleichung 5.1) angepasst und die inversen Steigungsparameter  $T_B(y)$  zur Schwerpunktsrapidität extrapoliert.

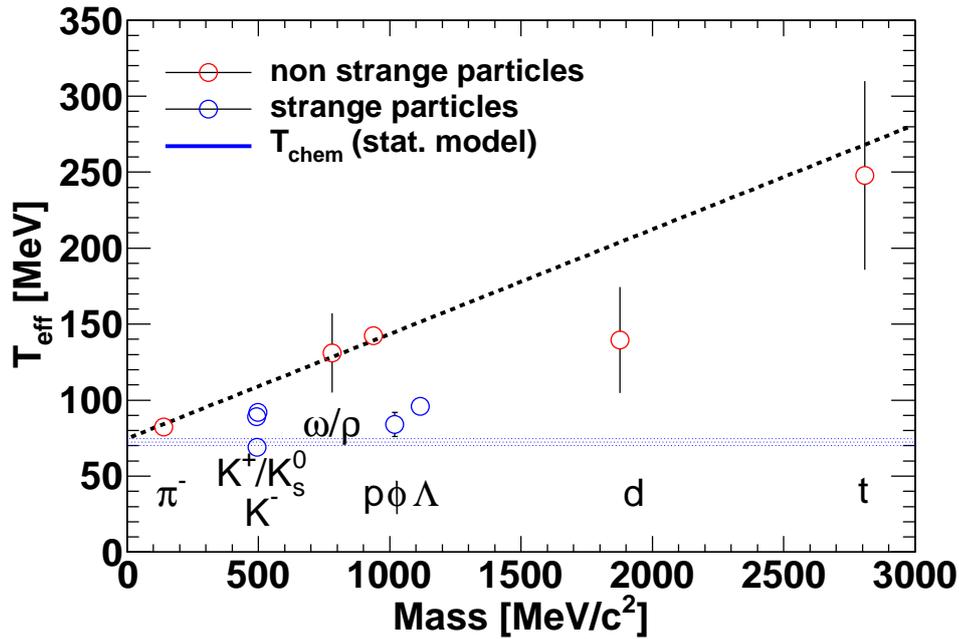
$$\frac{1}{m_t^2} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = C(y) \cdot \exp\left(-\frac{(m_t - m_0)c^2}{T_B(y)}\right) \quad (5.1)$$

Es ergeben sich die folgenden Werte:

$$T_{eff,Deuteronen} = (139,5 \pm 34,9)\text{MeV} \quad (5.2)$$

$$T_{eff,Tritonen} = (247,9 \pm 62,0)\text{MeV}. \quad (5.3)$$

Die angegebenen Fehler entsprechen den systematischen Fehlern, die mithilfe von Simulationen abgeschätzt wurden (siehe Abschnitt 4.2.5). Die effektiven Temperaturen der Fragmente sind in Abbildung 5.1 mit denen der leichteren gemessenen Hadronen als Funktion der Masse zu sehen.



**Abbildung 5.1: Effektive Temperaturen** der Deuteronen und Tritonen verglichen mit denen der leichteren Teilchen ohne (rot) und mit *strangeness*-Inhalt (blau) und der chemischen Ausfrieretemperatur aus einem thermischen Modellfit (blaue Linie). Die gestrichelte Linie entspricht einem Fit mit Gleichung 5.4, zur Bestimmung der kinetischen Ausfrieretemperatur und radialen Flussgeschwindigkeit.

Die effektiven Temperaturen der Fragmente liegen, wie die der leichteren Teilchen oberhalb der chemischen Ausfrieretemperatur. Zudem zeigen sie einen Anstieg zu höheren Teilchenmassen. Passt man an die effektiven Temperaturen erneut die Funktion

$$T_{eff} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \beta_r^2 + T_{kin} \quad (5.4)$$

an, erhält man die Parameter  $T_{kin} = (74.7 \pm 5.8) \text{ MeV}$  und  $\beta_r = 0,37 \pm 0,13$ . Dies ist in Übereinstimmung mit der chemischen Ausfrieretemperatur berechnet mittels des statistischen Modellfits von  $T_{chem} = (73 \pm 3) \text{ MeV}$  und unterstützt somit die Annahme, dass das System Ar+KCl als thermalisiertes System vorliegt und zusätzlichen radialen Flusseffekten unterliegt.

Um die kollektiven Effekte zu berücksichtigen, wurden die transversalen Massenspektren mit der Funktion von Siemens und Rasmussen (Gleichung 5.5) angepasst.

$$\frac{dN}{2\pi m_t dm_t dy} = c \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{\gamma \cdot E}{T}\right) \cdot \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cdot \cosh \alpha \quad (5.5)$$

Diese Funktion ermöglicht, die Temperatur und radiale Flussgeschwindigkeit des Systems zu extrahieren. Dafür sollten alle Teilchenspektren bei Schwerpunktsrapidität simultan mit der Funktion angepasst werden. Aufgrund der begrenzten HADES-Akzeptanz, kann dies im Falle der

leichten Fragmente nicht direkt durchgeführt werden. Die Spektren der einzelnen Rapiditätsintervalle wurden somit mit der Funktion gefittet und ein gemeinsames Minimum der Spektren mithilfe eines  $\chi^2$ -Anpassungstests ermittelt. Auf diese Weise konnte mithilfe der Deuteronenspektren die Temperatur  $T = (74 \pm 7)$  MeV und die radiale Flussgeschwindigkeit  $\beta_r = 0,36 \pm 0,02$  extrahiert werden. Die Akzeptanz für Tritonen ist geringer als die für Deuteronen, wodurch es schwieriger wird, die globalen Parameter  $T$  und  $\beta_r$  zu bestimmen. Da alle Teilchen in diesem Modell dieselbe Temperatur und radiale Flussgeschwindigkeit spüren sollten, wird die Flussgeschwindigkeit beim Anpassen der Tritonenspektren auf den Wertebereich der Deuteronen beschränkt und überprüft, ob die zugehörige Temperatur innerhalb der Fehler mit der der Deuteronen übereinstimmt. Die beste Beschreibung der Tritonenspektren erfolgt durch die Parameterkombination  $T = (88 \pm 16)$  MeV und  $\beta_r = 0,38 \pm 0,06$ , welche innerhalb der Fehler mit der der Deuteronen übereinstimmt.

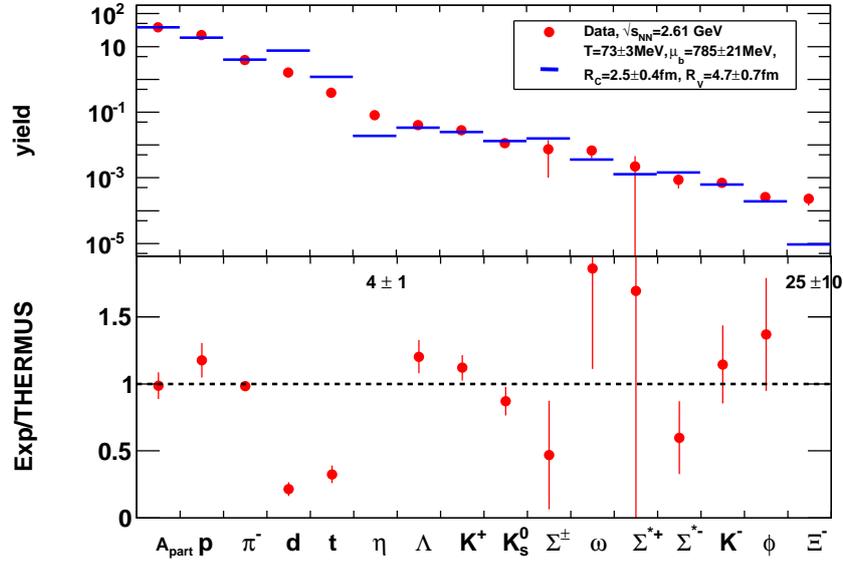
Die mithilfe der Deuteronen ermittelten Werte der Temperatur  $T = (74 \pm 7)$  MeV und radialen Flussgeschwindigkeit  $\beta_r = 0,36 \pm 0,02$  liegen im Bereich der Werte  $T_{kin} = (74,7 \pm 5,8)$  MeV und  $\beta_r = 0,37 \pm 0,13$ , die mithilfe der Boltzmann-Fits und dem Vergleich mit den leichteren Hadronen bestimmt wurden und ist in guter Übereinstimmung mit der chemischen Ausfrieretemperatur, berechnet mittels statistischem Modellfit von  $T_{chem} = (73 \pm 3)$  MeV.

Mithilfe der Siemens-Rasmussen-Funktionen können die transversalen Massenspektren zu ungemessenem Phasenraum extrapoliert und damit die Multiplizität der Fragmente bestimmt werden. Die Parameter der Funktion werden auf die vorher über die  $\chi^2$ -Tests bestimmten Werte gesetzt und für jeden Rapiditätsbereich von 0 bis  $\infty$  integriert. Für beide Teilchen bilden sich in der Rapiditätsverteilung der Zählraten zwei Maxima nahe der Target- und Strahlrapidität bei  $y \approx y_{CM} \pm 0,6$  aus. Dieser Sachverhalt steht im klaren Widerspruch zu der Annahme einer statischen, thermalisierten Quelle, wonach ein Maximum der Produktionsrate um die Schwerpunktsrapidität erwartet wird. Die erhaltenen Zählraten pro Rapiditätsintervall werden mit einer Kombination von vier Gauß-Funktionen angepasst, um zu ungemessenen Rapiditätsbereichen zu extrapolieren. Die Integration der Gauß-Funktionen liefert die Produktionsrate der Teilchen pro Reaktion:

$$(\text{Produktionsrate/LVL1})_{\text{Deuteronen}} = 1,63 \pm 0,40 \quad (5.6)$$

$$(\text{Produktionsrate/LVL1})_{\text{Tritonen}} = 0,39 \pm 0,08. \quad (5.7)$$

Ein Vergleich dieser Multiplizitäten mit dem statistischen Modellfit ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Es ergibt sich eine deutliche Abweichung der Daten zur Theorie. Dies ist jedoch nicht überraschend, da die Form der Rapiditätsverteilungen kein thermisches Verhalten zeigt. Jedoch ist zu beachten, dass der ursprüngliche THERMUS-Code keine Deuteronen und schwerere Fragmente enthält und dieser somit im Rahmen dieser Arbeit modifiziert werden musste.



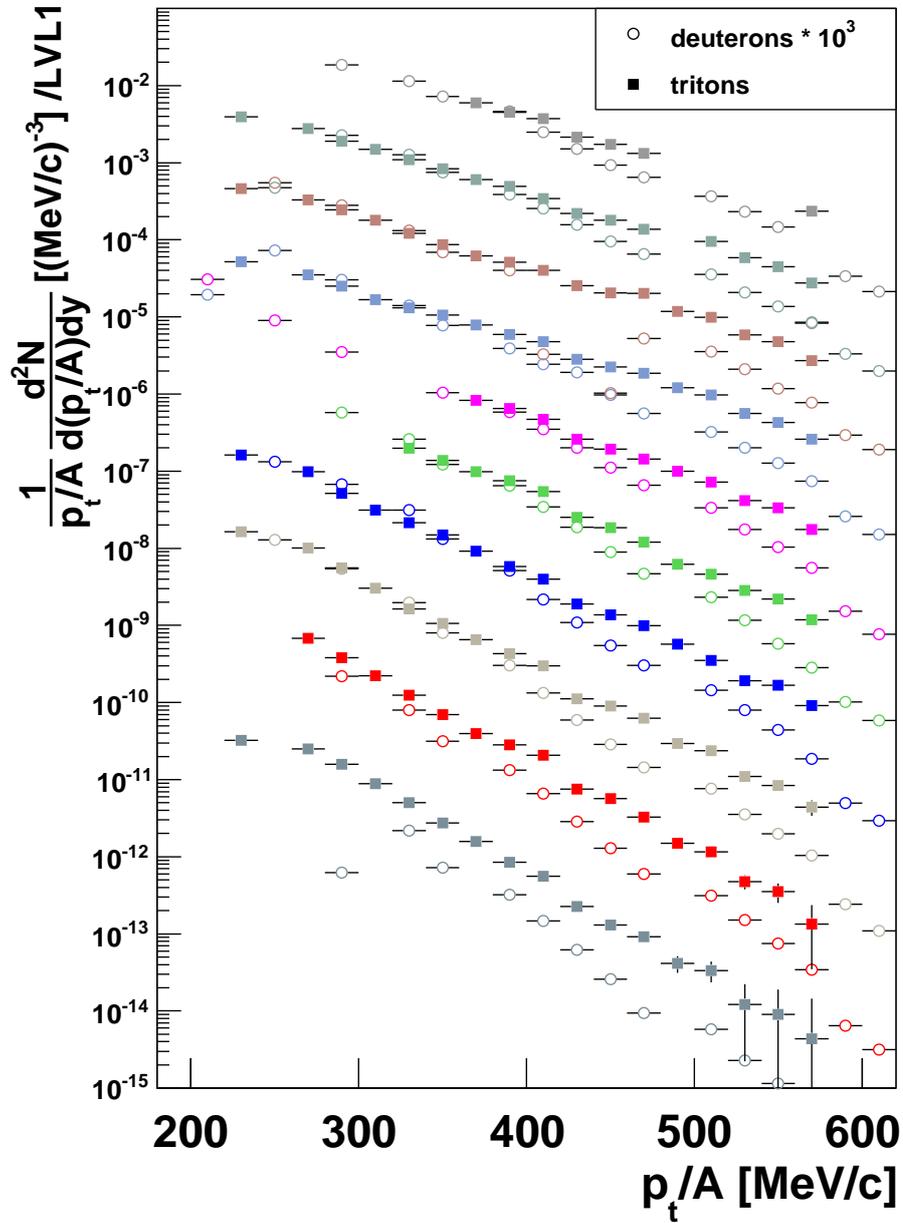
**Abbildung 5.2:** Gemessene Produktionsraten/LVL1-getriggerte Reaktion der Teilchen in Ar+KCl-Kollisionen (rote Punkte) verglichen mit berechneten Raten aus einem statistischen Modellfit (blaue Linien).

## 5.1 Nucleon Coalescence

Wie bereits in Abschnitt 1.3 erwähnt, ist das *Nucleon Coalescence Model* eine Möglichkeit die Bildung leichter Fragmente in Schwerionenkollisionen zu beschreiben. Nach diesem Modell schließen sich Nukleonen, die sich nahe genug im Phasenraum befinden, zu Fragmenten zusammen. Die transversalen Impulsspektren der Deuteronen sollten somit dem quadrierten Spektrum der Protonen und die dritte Potenz der Spektren der Protonen denen der Tritonen entsprechen. Da in dieser Arbeit nur die Deuteronen und Tritonen untersucht werden, kann durch Elimination der Protonenspektren und der Annahme, dass Deuteronen und Tritonen gleich wahrscheinlich gebildet werden, folgender Zusammenhang zwischen den transversalen Spektren der Deuteronen und denen der Tritonen hergestellt werden:

$$\left( \frac{1}{2\pi p_t/A} \frac{d^2 N_A}{dy d(p_t/A)} \right)_d^3 = B_A \left( \frac{1}{2\pi p_t/A} \frac{d^2 N_A}{dy d(p_t/A)} \right)_t^2. \quad (5.8)$$

Um zu überprüfen, ob sich die Entstehung der analysierten Fragmente mithilfe des *Nucleon Coalescence Model* beschreiben lässt, werden die transversalen Impulsspektren der Deuteronen um die dritte Potenz skaliert und den quadrierten Spektren der Tritonen gegenübergestellt (siehe Abbildung 5.3).



**Abbildung 5.3:** Verhältnis der transversalen Massenspektren der Deuteronen und Tritonen zur Bestimmung des *Nucleon Coalescence*-Parameters  $B_A$ . Die transversalen Impulsspektren der Deuteronen und Tritonen wurden gemäß Gleichung 5.8 potenziert. Zusätzlich wurden die Spektren der Deuteronen um einen Faktor  $10^3$  skaliert, um einen direkten Vergleich mit den Tritonen zu ermöglichen.

Die Form der Spektren scheint vor allem für Rapiditätsintervalle nahe der Schwerpunktsrapidität und niedrige  $\frac{p_t}{A}$ -Bereiche gut übereinzustimmen. Der Skalierungsfaktor  $B_A$  entspricht dem *Nucleon Coalescence* Parameter, unter der bereits erwähnten Annahme, dass Tritonen und Deuteronen mit derselben Wahrscheinlichkeit gebildet werden und besitzt aufgrund der Abweichungen für höhere  $\frac{p_t}{A}$ -Bereiche eine Impulsabhängigkeit. Somit scheint die Bildung der Fragmente nicht durch dieses simple *Coalescence*-Modell erklärt werden zu können. Zu beachten ist, dass der *Nucleon Coalescence* Parameter  $B_A$  für eine Wahrscheinlichkeit steht, dass sich aus Nukleonen Deuteronen bzw. Tritonen bilden und somit nicht unbedingt für beide Fragmente gleich ist. Somit ist es wichtig, zur Bestimmung der endgültigen *Nucleon Coalescence* Parameter  $B_A$  die Spektren der Fragmente direkt mit denen der Protonen zu vergleichen.

## 5.2 Vergleich mit vorangegangenen Experimenten

Die Analyse der leichten Fragmente des FOPI-Detektors liefert die radiale Flussgeschwindigkeit  $\beta_r = 0,35 + 0,03 - 0,05$  und die kinetische Ausfrieretemperatur von  $T = (95 + 10,2 - 5,3)$  MeV für das Stoßsystem  ${}^{96}_{44}\text{Ru} + {}^{96}_{44}\text{Ru}$  bei 1,528A GeV. Diese Parameter wurden mithilfe von Anpassungen mit der Siemens-Rasmussen-Funktion bestimmt. Der FOPI-Detektor hat eine höhere Akzeptanz für leichte Fragmente, weshalb weniger Extrapolationen und Annahmen in die Analyse eingehen mussten. Außerdem wurden nur zentrale Stöße ausgewertet. Ein Vergleich dieser Daten mit den Werten dieser Arbeit ist somit in vielerlei Hinsicht nicht exakt möglich, jedoch liegt die radiale Flussgeschwindigkeit in derselben Größenordnung und die Temperatur niedriger für das kleinere Kollisionssystem Ar+KCl.

## 5.3 Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die leichten Fragmente Deuteronen, Tritonen und  ${}^3\text{Helium}$  mit dem HADES-Detektor mit hoher Statistik identifiziert und analysiert werden können. Die Effizienz- und Akzeptanzkorrektur von  ${}^3\text{Helium}$  erfordert eine neue Berechnung des Impulses, weshalb im Rahmen dieser Arbeit davon abgesehen worden war. Des Weiteren wird an den Schnitten zur  ${}^3\text{Helium}$ -Identifikation in der Energieverlustverteilung des TOFINO-Detektors gearbeitet, um die Qualität dieser soweit zu verbessern, dass dieser Bereich nicht mehr aus der Analyse ausgeschlossen werden muss.

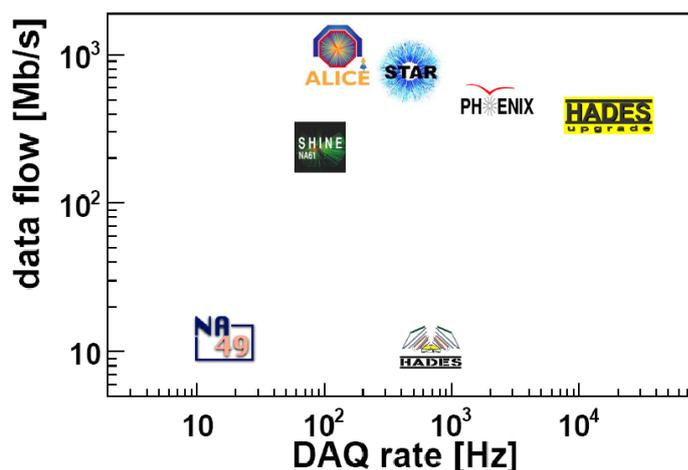
Wichtig bei der Untersuchung der Thermalisierung und kollektiven Effekten eines Systems, ist die Zentralität des Stoßes. Je zentraler die Kollision, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass es zum vollständigen Überlapp der Strahlteilchen mit dem Target kommt, was zum kompletten Abstoppen der Teilchen und damit zur Ausbildung einer statischen, thermalisierten Quelle führt. Wenn innerhalb der Reaktionszone genug Druck aufgebaut wird, kommt es auch zu kollektiven Effekten wie radialem Fluss. In dieser Arbeit wurden 35% der zentralsten Stöße analysiert, jedoch ist es notwendig herauszufinden, wie sich die Zentralität auf die transversalen Massenspektren, damit auf die Werte der ermittelten Temperatur und radialen Flussgeschwindigkeit und vor allem die Verteilungen der Zählraten auswirkt.

Zur Überprüfung der Ergebnisse des *Nucleon Coalescence Models* ist es notwendig, die transversalen Impulsspektren der Fragmente mit denen der Protonen zu vergleichen. Hierfür ist geplant die gleiche Analysestrategie auf die Protonenspektren anzuwenden.

Bei Ar+KCl handelt es sich um ein relativ kleines Kollisionssystem, bei dem es fragwürdig ist, ob es überhaupt zu der Ausbildung einer statischen, thermalisierten Quelle kommt. Im April 2012 wird das Kollisionssystem Au+Au bei 1,25A GeV mit dem HADES-Detektor gemessen. Hierfür wurde eine aufwendige Aufrüstung des Spektrometers durchgeführt. Diese Messung bietet die Möglichkeit, die Ergebnisse dieser Arbeit im Hinblick auf die Abhängigkeit der Systemgröße zu überprüfen. Die Rate des Datenaufnahmesystems wurde um einen Faktor 20 auf 100 kHz in elementaren und 20 kHz in Au+Au-Stößen erhöht, was es ermöglicht 400 MBytes/s an Daten zu schreiben (siehe Abbildung 5.4). Um die schnellen Raten zu ermöglichen wurde das komplette Auslesesystem durch FPGAs (Field Programmable Gate Array), die auf optischer Kommunikation beruhen, ersetzt und ein Echtzeitnetzwerkprotokoll entwickelt.

Des Weiteren wurde der TOFino-Detektor im Jahr 2010 durch eine **Resistive Plate Chamber** (RPC) ersetzt. Diese hat eine Zeitauflösung von 80 ps, was die Analyse der Teilchen im Bereich niedriger Polarwinkel deutlich verbessert. Vor allem sollte die Analyse von  $^3\text{Helium}$  von dieser Änderung profitieren, da die Identifikation im Bereich des TOFino-Detektors nicht zufriedenstellend war.

Zusätzlich zu radialen Flusseffekten kommt es in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen zu zusätzlichen kollektiven Effekten, u.a. zu elliptischem Fluss. Um diesen elliptischen Fluss bestimmen zu können, muss zunächst die Reaktionsebene des Ereignisses rekonstruiert werden. Dies war mit dem HADES-Spektrometer aufgrund des Loches in der Akzeptanz bei kleinen Polarwinkeln für die Ar+KCl-Strahlzeit nicht möglich. Aus diesem Grund wurde eine *Forward wall*<sup>1</sup> in diesen Bereich eingefügt.



**Abbildung 5.4:** Vergleich des gespeicherten **Datenflusses** als Funktion der Ereignisrate des aufgerüsteten HADES-Detektors mit anderen Schwerionenexperimenten. [15]

<sup>1</sup>deutsch: Vorwärtswand

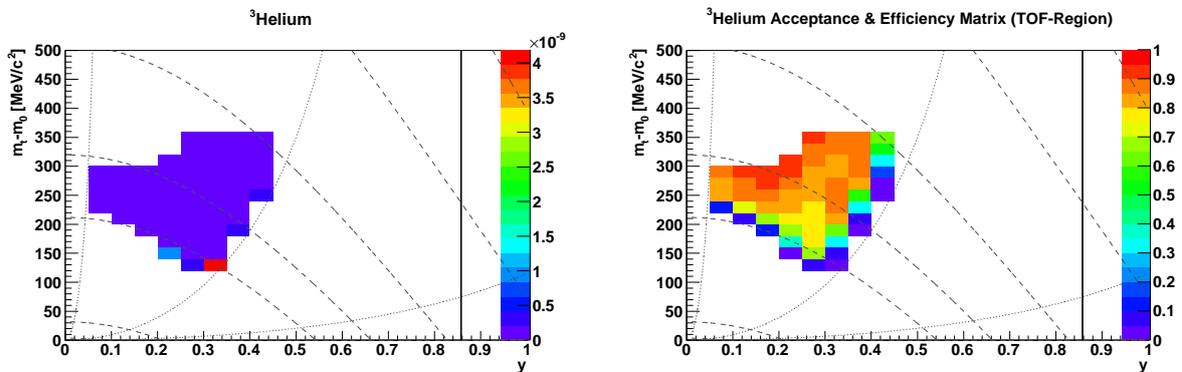


# Anhang A

## Ergebnisse der $^3\text{Helium}$ -Analyse

$^3\text{Helium}$  kann aufgrund der begrenzten Impulsauflösung des TOFino-Detektors nur im Bereich des TOF-Detektors und dort in einem weitaus kleineren Phasenraumbereich als die Deuteronen und Tritonen untersucht werden. Die kinematischen Bereiche der  $^3\text{Helium}$ -Analyse sind in Abbildung A.1 zu sehen.

Bei der Simulation von  $^3\text{Helium}$ , aus der die Korrekturfaktoren bestimmt werden, kam es während der Analyse zu bisher unverstandenen Problemen. Dies bedarf weiterer Untersuchungen, weshalb in dieser Arbeit nur die unkorrigierten transversalen Massenspektren  $m_t - m_0$  gezeigt werden (Abbildung A.2).



**Abbildung A.1: Kinematischer Bereich (oben) und Matrix der vorläufigen Korrekturfaktoren (unten) von  $^3\text{Helium}$ .** Die gepunkteten Linien entsprechen den Polarwinkeln  $18^\circ$ ,  $44^\circ$  und  $85^\circ$ , welche den Begrenzungen des TOFino- und TOF-Detektors entsprechen. Die gestrichelten Linien entsprechen Bereichen konstanten Impulses. Die vertikale, durchgezogene Linie bei  $y=0,86$  entspricht der Schwerpunktsrapidität.

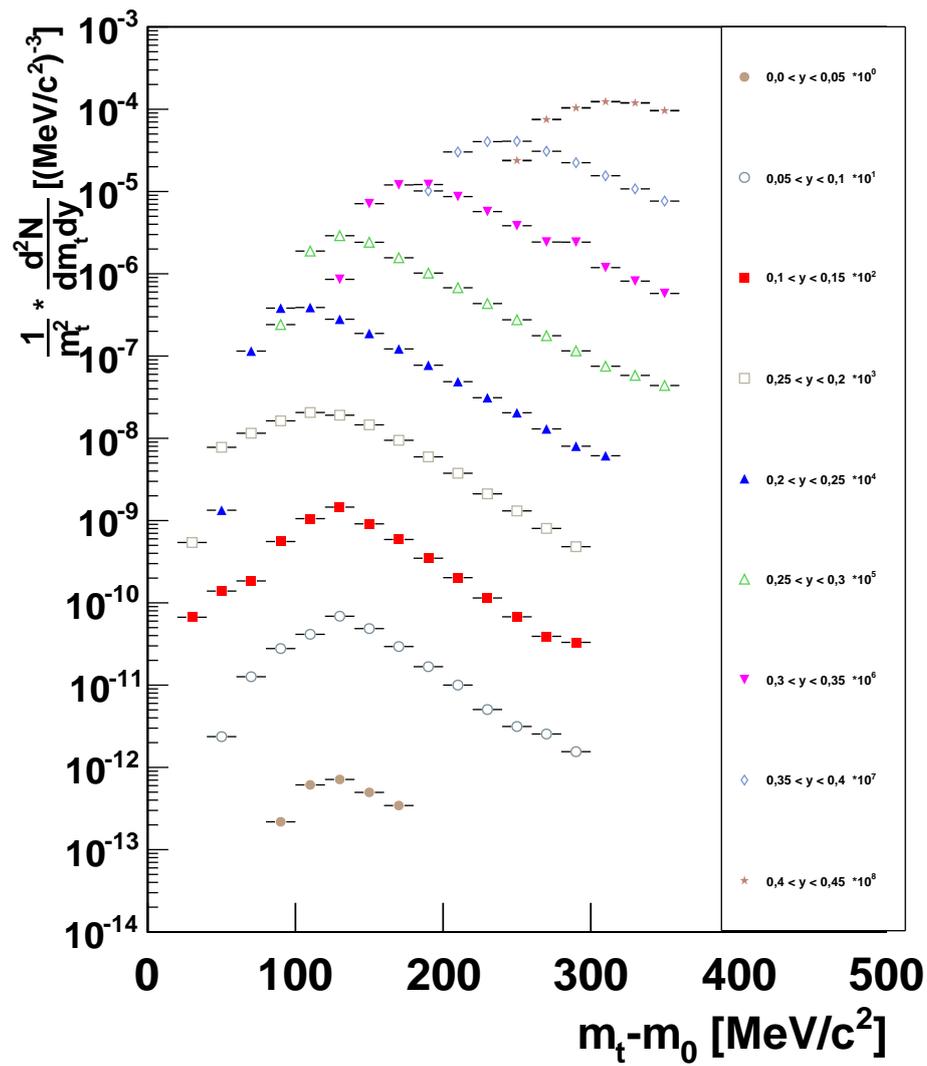


Abbildung A.2: Unkorrigierte transversale Massenspektren  $m_t - m_0$  von  $^3\text{He}$  im Rapiditätsbereich von  $0,0 < y < 0,45$ . Die Spektren wurden mit Zehnerpotenzen multipliziert, um in einer Abbildung darstellbar zu sein.

# Anhang B

## Kinematische Größen

Die Beschreibung der Reaktionskinematik findet in dieser Arbeit mithilfe der Rapidität  $y$  und der transversalen Masse  $m_t$  statt.

Die Rapidität  $y$  ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit der Teilchen. Sie lässt sich durch die Energie  $E$  und den Impuls in Strahlrichtung  $p_z$  beschreiben:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (\text{B.1})$$

Man verwendet diese Größe, da sie in verschiedenen Systemen einfach addiert werden kann. Somit ist z.B. die Rapidität  $y'$  im System  $S'$

$$y' = y - y_{S'}, \quad (\text{B.2})$$

$y$  entspricht der Rapidität im System  $S$  und  $y_{S'}$  der Rapidität des Systems  $S'$  gemessen im System  $S$ .

Die Rapiditäten der Teilchen werden oft im Bezug zu der Schwerpunktsrapidität  $y_{CM}$  betrachtet. Die Schwerpunktsrapidität entspricht, wie der Name schon sagt, der Rapidität des Schwerpunktes der Reaktion.

Um auch die transversale Energie zu beschreiben wird in dieser Arbeit die transversale Masse  $m_t$  verwendet. Sie ist mit der Ruhemasse  $m$  und dem transversalen Impuls  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  folgendermaßen verknüpft:

$$m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2}. \quad (\text{B.3})$$

Die beiden transversalen Größen  $m_t$  und  $p_t$  sind lorentzinvariant. Die transversale Masse steht mit der Rapidität in folgendem Zusammenhang:

$$E = m_t \cdot \cosh(y) \quad (\text{B.4})$$

$$p_z = m_t \cdot \sinh(y). \quad (\text{B.5})$$

In dieser Arbeit werden die Zählraten der Fragmente bestimmt. Da das HADES-Spektrometer nicht den vollen Phasenraum abdeckt, sondern in dem Polarwinkelbereich auf  $18^\circ < \Theta < 85^\circ$

beschränkt ist, müssen die Teilchenspektren extrapoliert werden. Hierfür kann ausgenutzt werden, dass die Zählrate thermisch emittierter Teilchen durch Boltzmann-Funktionen beschrieben werden kann:

$$\frac{d^3 N}{dp^3} = c \cdot \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (\text{B.6})$$

Dieser Ausdruck kann durch Nutzung des invarianten Wirkungsquerschnittes<sup>1</sup> in die transversalen Größen  $p_t$  und  $y$  übersetzt werden:

$$E \cdot \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{d\phi \cdot dy \cdot p_t \cdot dp_t} \quad (\text{B.7})$$

mit dem Ausdruck für die Energie aus Gleichung B.4, dem Zusammenhang

$$p_t \cdot dp_t = m_t \cdot dm_t \quad (\text{B.8})$$

und der Integration über  $\phi$  ergibt sich:

$$\frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^2 N}{2\pi \cdot m_t^2 \cdot dm_t \cdot \cosh(y) \cdot dy}. \quad (\text{B.9})$$

Diese Darstellung hat zusätzlich den Vorteil, dass die Spektren in einer semilogarithmischen Darstellung einer Gerade folgen und somit direkt abgeschätzt werden kann, wie gut sie der thermischen Verteilung folgen. Außerdem bietet der inverse Steigungsparameter der Teilchen bei Schwerpunktsrapidität die Möglichkeit, das Kollisionssystem zu charakterisieren. Bei einer statischen, thermischen Emission entspricht dieser der kinetischen Ausfrieretemperatur des Systems. Unterliegt der Feuerball zusätzlichen radialen Flusseffekten, nimmt der inverse Steigungsparameter als Funktion der Masse des emittierten Teilchens zu.

---

<sup>1</sup>In der Hochenergiephysik wird meistens der invariante Wirkungsquerschnitt genutzt, um Teilchenmultiplizitäten zu bestimmen.

# Anhang C

## $\chi^2$ -Anpassungstest

Der  $\chi^2$ -Anpassungstest dient dem Vergleich einer empirisch berechneten Häufigkeitsverteilung aus Zufallsvariablen  $x_i$  mit einer theoretischen Verteilung. Dies ist notwendig, wenn die grundlegende Wahrscheinlichkeit eines Merkmals  $X$  unbekannt ist. Die zu vergleichende theoretische Verteilung entspricht der sogenannten Nullhypothese. Um die Güte der Nullhypothese zu bestimmen, werden zunächst die Werte der Stichprobe in  $m$  verschiedene Kategorien  $j$  eingeteilt. Die Anzahl der Beobachtungen  $x$  in dem Zustand der Kategorie  $j$  entspricht der Häufigkeit  $n_j$ . Nun wird die Wahrscheinlichkeit  $p_{0j}$ , dass eine Ausprägung von  $X$  in die Kategorie  $j$  fällt, berechnet. Mit diesem Wert kann man die Häufigkeit des Merkmals, unter der Annahme der Nullhypothese berechnen:  $n_{j0} = p_{0j} \cdot n$ . Mithilfe des Wertes

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \frac{(n_j - n_{j0})^2}{n_{j0}} \quad (\text{C.1})$$

lässt sich nun ein Güte-Wert angeben, wie weit die Häufigkeit der Stichprobe  $n_j$  von der erwarteten Häufigkeit  $n_{j0}$  entfernt ist. Ist der Wert zu weit entfernt, wird die Nullhypothese verworfen. Für kleine Werte von  $\chi^2$  wird die Verteilung gut durch die theoretische Verteilung beschrieben. Bei  $\chi^2$ -Werten von  $\chi^2 \approx 1$  gilt die Hypothese als bestätigt.

In der Datenanalyse mit dem HADES-Spektrometer wird zum Beispiel mithilfe eines  $\chi^2$ -Anpassungstest getestet, wie gut die Auftreffpunkte im Detektor mit den gefitteten Spuresegmenten zusammenpassen. Hierbei gilt, dass je kleiner der ermittelte  $\chi^2$ -Wert ist, desto besser stimmt die rekonstruierte Spur mit der echten Teilchenspur überein.

In Abschnitt 4.2.2 wird der  $\chi^2$ -Anpassungstest verwendet um die beste Kombination der zwei freien Parameter  $T$  und  $\beta_r$  der Siemens-Rasmussen-Fitfunktion zu ermitteln. Um vergleichbare  $\chi^2$ -Werte von Funktionen zu finden, die über unterschiedlich weite Wertebereiche gehen, muss der  $\chi^2$ -Wert auf die Anzahl der Freiheitsgrade normiert werden. Die Anzahl der Freiheitsgrade einer Funktion ergibt sich aus den freien Parametern des Systems. Zur Bestimmung des absoluten Minimums der  $\chi^2$ -Verteilung werden jedoch zunächst alle unnormierten  $\chi^2$ -Werte addiert und anschließend durch die Summe der Freiheitsgrade aller Fitfunktionen geteilt. Dieses Verfahren stellt sicher, dass alle Spektren richtig gewertet werden.

In den Abbildungen C.1 und C.2 sind die  $\chi^2$ -Anpassungstest für simulierte Deuteronen in den verschiedenen Rapiditätsintervallen zu sehen.

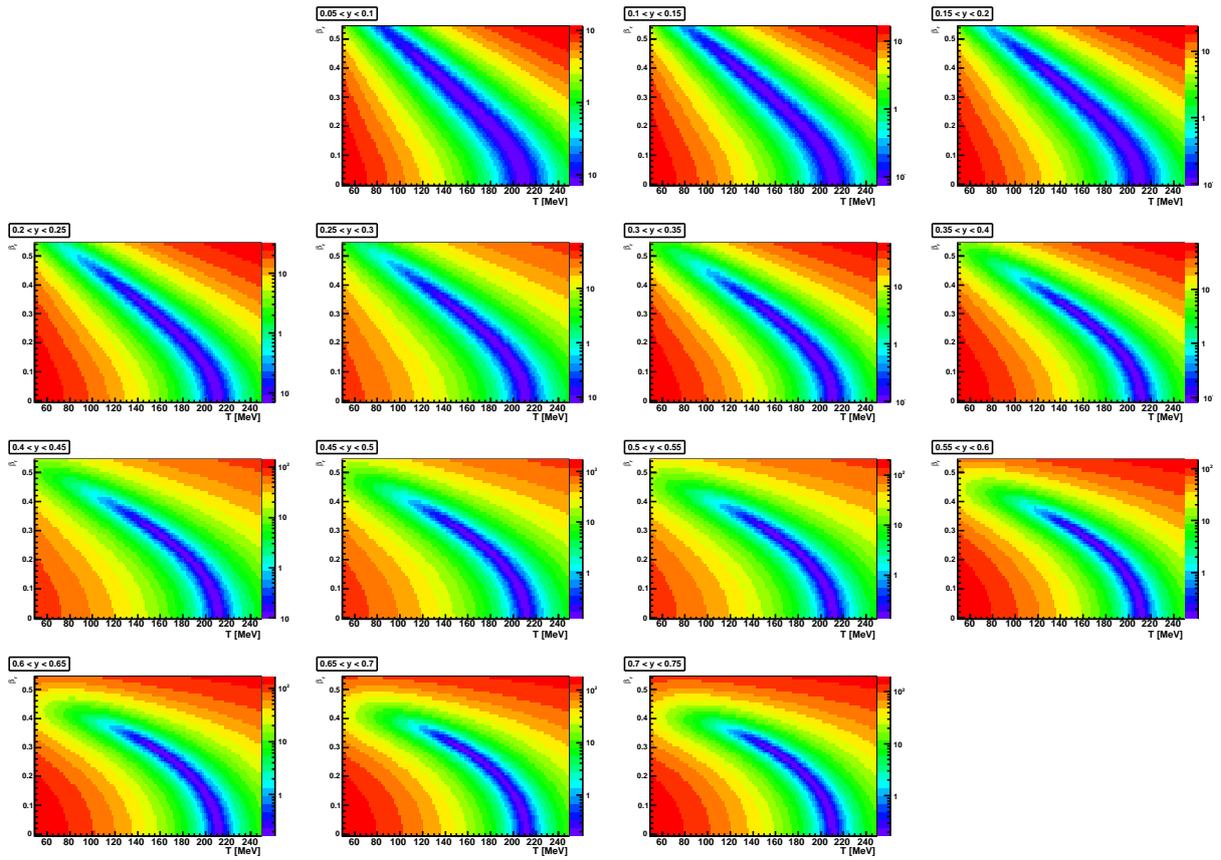
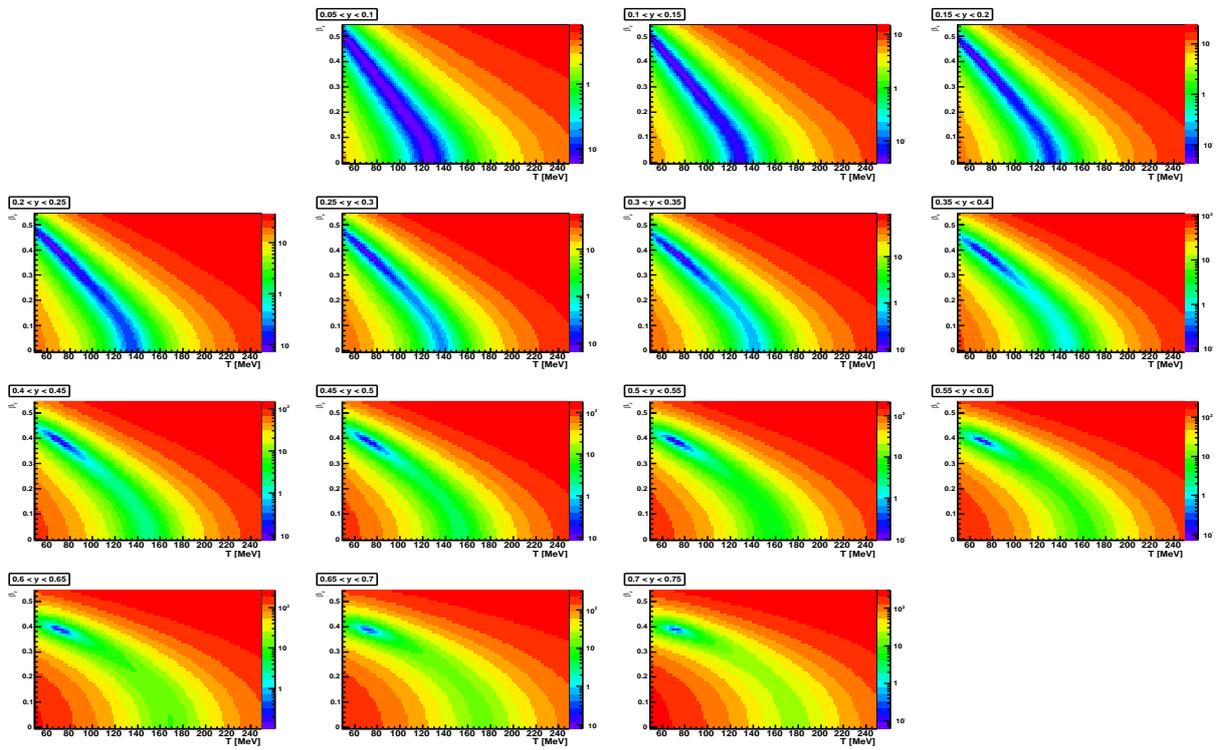


Abbildung C.1:  $\chi^2$ -Anpassungstest der simulierten Deuteronen mit  $T = 212$  MeV und  $\beta_r = 0,0$  für verschiedene Rapiditätsbereiche von  $y = 0,05$  bis  $y = 0,8$ .



**Abbildung C.2:**  $\chi^2$ -Anpassungstest der simulierten Deuteronen mit  $T = 72$  MeV und  $\beta_r = 0,39$  für verschiedene Rapiditätsbereiche von  $y = 0,05$  bis  $y = 0,8$ .



# Literaturverzeichnis

- [1] G. Agakishiev et al. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES. *Eur.Phys.J.*, A41:243–277, 2009. 17, 19, 20
- [2] G. Agakishiev et al. Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV. *Phys.Rev.*, C84:014902, 2011. 10
- [3] G. Agakishiev et al. Hyperon production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV. *Eur.Phys.J.*, A47:21, 2011. 10, 11
- [4] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:255–369, 1998. 24
- [5] Julian Book. Zentralitätsabhängigkeit der  $K_s^0$ -Produktion in relativistischen Schwerionenkollisionen. Master's thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität, Mai 2009. 6, 7
- [6] I. Frohlich, T. Galatyuk, R. Holzmann, J. Markert, B. Ramstein, et al. Design of the Pluto Event Generator. *J.Phys.Conf.Ser.*, 219:032039, 2010. 47
- [7] C. Hartnack, H. Oeschler, and J. Aichelin. What determines the Kmultiplicity at energies around 1A GeV - 2A GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 90:102302, 2003. 6
- [8] B. Hong. Critical Evidence for Nucleon Coalescence in Heavy-Ion Collisions at 400 MeV per Nucleon. *Journal of Korean Physical Society*, 51:1640, November 2007. 8
- [9] <http://consult.cern.ch/writeup/geant> (2004). 47
- [10] [http://lxcms1.gsi.de/typo3/start/fair/forschung\\_an\\_fair/kernmateriephysik.htm](http://lxcms1.gsi.de/typo3/start/fair/forschung_an_fair/kernmateriephysik.htm) (04.04.2012). 5
- [11] <https://lp.uni-goettingen.de/get/image/5155> (04.04.2012). 4
- [12] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/1/1c/Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg/440pxStandard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg.png](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg/440pxStandard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.png) (23.11.11). 3
- [13] [http://www.weltmaschine.de/sites/site\\_weltmaschine/content/e158/e78354/e78367/Universum\\_A4.jpg](http://www.weltmaschine.de/sites/site_weltmaschine/content/e158/e78354/e78367/Universum_A4.jpg) (04.04.2012). 1, 2

- [14] F. Kritzek. *Study of inclusive electron-positron pair production in collisions of Ar+KCl at 1.756 A GeV*. PhD thesis, Czech technical University in Prague, 2008. 24
- [15] Manuel Lorenz. *Vector meson production in p+Nb reactions and statistical particle production*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universitaet, 2012. 89
- [16] Jochen Markert. *Untersuchung Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES-Experimentes*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe Universitaet, 2005. 19, 25
- [17] J. L. Nagle, B. S. Kumar, D. Kusnezov, H. Sorge, and R. Mattiello. Coalescence of deuterons in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 53:367–376, Jan 1996. 7
- [18] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag GmbH, sixth edition, 2004. 2
- [19] W. Reisdorf et al. Systematics of central heavy ion collisions in the 1A GeV regime. *Nucl. Phys.*, A848:366–427, 2010. 9, 12
- [20] Anar Rustamov. *Exclusive  $\eta$  Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*. PhD thesis, Technische Universitaet Darmstadt, 2009. 26, 27, 28
- [21] Min Sang Ryu. *Production of the proton and light fragments in  $^{96}_{44}\text{Ru} + ^{96}_{44}\text{Ru}$  at SIS18 energies and the multigap Resistive Plate Chamber*. PhD thesis, Korea University, 2009. 11, 12
- [22] Alexander Schmah. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES*. PhD thesis, Technische Universitaet Darmstadt, 2009. 15, 16, 17, 18, 19, 21, 25, 27, 29, 31
- [23] Ekkard Schnedermann, Josef Sollfrank, and Ulrich Heinz. Thermal phenomenology of hadrons from 200 agev s+s collisions. *PHYS.REV.C*, 48:2462, 1993. 9
- [24] S. Wheaton and J. Cleymans. THERMUS: A Thermal model package for ROOT. *Comput.Phys.Commun.*, 180:84–106, 2009. 10, 83

# Danksagung

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Joachim Stroth danken, dass er mit seiner Vorlesung „Einführung in die Kern- und Teilchenphysik“ mein Interesse für die experimentelle Kernphysik geweckt und mich sehr offen in seine Arbeitsgruppe für meine Bachelor- und Masterarbeit aufgenommen hat.

Besonderer Dank gilt meinem Betreuer (bald Dr.) Manuel Lorenz, that's right, Manuel Lorenz. Neben seinem Job als Cowboy und Doktorand hat er viel Zeit aufbringen können, um mir alle Kniffe der Datenanalyse und physikalischen Hintergründe meiner Masterarbeit beizubringen. Die Betreuung war echt super und die Zusammenarbeit hat mir sehr viel Spaß gemacht. Zum Dank schenke ich dir, wie versprochen, keine Reise mit mir zusammen.

Des Weiteren möchte ich mich bei Dr. Christian Müntz für sein stetiges Interesse an meiner Analyse und seine hilfreichen Beiträge zu dieser bedanken. Durch kritische Fragen und sein großes Fachwissen, speziell im Bezug auf kollektive Effekte, hat er mich stets zu motivieren gewusst. Seine Vorliebe für Frankfurter Bioküsschen bot mir die Möglichkeit meine Masterarbeit, trotz stetiger Verlängerungsanträge seinerseits, doch noch fertigzustellen.

Danken möchte ich auch dem schönen und schlaun Dr. Jochen Markert, der mir, versüßt mit zynischen Bemerkungen, jede dumme Frage zum Programmieren beantwortet hat und trotz mehrfacher Androhung nicht kurzerhand meine kompletten Daten gelöscht hat (warn doch nur 30 TB...).

Mein Dank gilt auch Prof. Dr. Christoph Blume, der mir bereits in seiner kurzen Mitarbeit bei HADES mit seinem Fachwissen zur Seite stand.

Nicht zu vergessen ist Dr. Alexander Schmah, der mit seiner Doktorarbeit den Grundstein für meine Analyse gelegt hat und mit seinem Sinn für Ästhetik, nicht nur meine Plots verschönert, sondern auch meinen Betreuer Manuel vom hässlichen Truthahn zu dem gemacht hat, der er heute ist.

Ich danke der gesamten HADES-Kollaboration für die schöne und interessante Zeit während der Collaboration Meetings und Strahlzeiten. Im Besonderen danke ich meinen Kollegen an der GSI für hilfreiche Beiträge und vor allem für die nette Atmosphäre während der Arbeit und der stets (dank Burkhard Kolb) pünktlichen Mittagspausen in denen ich, dank der netten und fleißig arbeitenden Märchenfrauen, stets billiges und gutes Essen genießen konnte.

Ich danke meinen Freunden Sarah-O, Timotheus, Christian-Schatzi-Matratzi, Fritzi, Seve, Laura, Flo-Babe, Claudi, Achimus, Pascalowitch, Slaviator, Annika, Tobsi usw., die meine Studienzeit zu einer der schönsten Phasen meines Lebens gemacht haben und natürlich Timo und Katharina (Kaa-Jill ;P) für das Korrigieren dieser Arbeit.

Ich danke meinen Eltern (und Mutzi) dafür, dass sie mir nie Druck gemacht und mich mit allen Kräften unterstützt haben und besonders meiner besten Freundin Caro, die seit ich denken kann immer für mich da ist!

Zu guter Letzt danke ich der gesamten Menschheit und natürlich Johannes Siebenson und wünsche mir Weltfrieden!