

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

Institut für Kernphysik

Emission leichter Kerne

aus Au+Au Kollisionen
bei 1.23A GeV

Masterarbeit

Holger Maximilian Huck
aus Frankenthal (Pfalz)

April 2022

Masterarbeit

Autor: Holger Maximilian Huck
Mtk.Nr.: 5333277
Erstgutachter: Prof. Dr. Joachim Stroth
Zweitgutachter: Dr. Manuel Lorenz

Abgabe der Arbeit am 4.4.2022

Inhaltsangabe

Das HADES Experiment ist ein Fixed-Target-Detektorsystem am SIS18 Beschleuniger, welcher sich am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt befindet. Im April 2012 wurden damit Daten aus Au+Au Kollisionen bei einer Energie von $1,23A$ GeV ($\sqrt{s_{NN}} = 2,42$ GeV) aufgenommen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Emission von leichten Kernen, genauer Protonen, Deuteronen, Tritonen und ${}^3\text{He}$, aus diesem Kollisionssystem untersucht. Die insgesamt $2,1 \cdot 10^9$ Ereignisse werden in vier Zentralitätsklassen von 0 bis 40% unterteilt und separat für die einzelnen Teilchen analysiert.

Als Erstes werden die möglichen Teilchenkandidaten identifiziert. Dies erfolgt über eine Vorselektion anhand des Masse-zu-Ladungsverhältnisses, auf dessen Grundlage spezifische Energieverlusteinschränkungen in den MDCs generiert werden. Die Signalextraktion der Teilchen wird daraufhin in $(m_t - m_0)$ - y -Phasenraumzellen vorgenommen, in denen gemäß der Untergrundabschätzung die differentiellen Zählraten berechnet werden. Nach der Akzeptanz- und Effizienzkorrektur werden die transversalen Massenspektren der leichten Kerne für die verschiedenen Rapiditätsintervalle dargestellt.

Die Extrapolation der transversalen Massenspektren erfolgt über Siemens-Rasmussen Funktionen, mit welchen die globalen Parameter für die kinetische *freeze-out* Temperatur und radiale Expansionsgeschwindigkeit bestimmt werden. Mithilfe der Extrapolation über den nicht abgedeckten transversalen Massenbereich berechnen sich die differentiellen Zählraten in dN/dy der leichten Kerne. Die Integration liefert die Verteilung der Zählrate als Funktion der Rapidität. Die Beschreibung der Rapiditätsverteilungen erfolgt über eine doppelte Normalverteilung und liefert Multiplizitäten von $83,42 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 3,95(\text{sys})$ Protonen pro Ereignis, $30,4 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 1,8(\text{sys})$ Deuteronen pro Ereignis, $8,97 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,29(\text{sys})$ Tritonen pro Ereignis und $4,98 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,25(\text{sys})$ ${}^3\text{He}$ pro Ereignis für die 0 – 10% zentralen Ereignisse. Die Teilchenmultiplizitäten für die weiteren Zentralitätsklassen sind nur im gemessenen Rapiditätsbereich angegeben. Für zentrale Ereignisse erkennt man dabei eine thermale Verteilung um *midrapidity*, während für semizentrale Ereignisse wachsende Spektatorenbeiträge zu beobachten sind.

Mit den Zählraten werden daraufhin Datenpunkte in den Energieanregungsspektren für die einzelnen Teilchenverhältnisse berechnet und mit anderen Experimenten verglichen.

Im letzten Schritt wird die Rapiditätsverteilung aller Baryonen ermittelt, um zu zeigen, dass ein relevanter Teil, der an den Kollisionen teilnehmenden Baryonen, in gebundenen Zuständen emittiert wird. Die Integration aller Baryonen über den gesamten Rapiditätsbereich liefert dabei einen Wert von $\langle B \rangle = 316,97 \pm 0,08(\text{stat}) \pm 4,51(\text{sys})$.

Abstract

The HADES experiment is a fixed-target detector system connected to the SIS18 accelerator, located at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. In April 2012 it measured data from Au+Au collisions at 1,23A GeV ($\sqrt{s_{NN}} = 2,42$ GeV).

In this analysis, the emission of light nuclei, namely protons, deuterons, tritons and ^3He will be investigated. The total number of $2.1 \cdot 10^9$ events is separated into four centrality classes and will be analyzed for each particle separately.

In the first step, possible particle candidates will be identified via a preselection of the mass-to-charge ratio, with which specific energy loss restrictions in the MDCs are generated. The following signal extraction is performed in individual $(m_t - m_0) - y$ phase space cells, where after the subtraction of the background, the differential yield is calculated. Subsequently, these yields will be corrected for acceptance and efficiency; the transverse mass spectra will be displayed for the separate rapidity intervals.

The extrapolation of the transverse mass spectra is applied with Siemens-Rasmussen functions, with which the global parameters for the kinetic freeze-out temperature and radial flow velocity are determined. Using the extrapolation for the unmeasured range of the transverse mass spectra, the differential counts in dN/dy of the light nuclei are estimated. The integration supplies the distribution of the yields as a function of rapidity. The approximation of these distributions is made with a double Gaussian function. The multiplicities of light nuclei are then calculated to $83,42 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 3,95(\text{sys})$ protons per event, $30,4 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 1,8(\text{sys})$ deuterons per event, $8,97 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,29(\text{sys})$ tritons per event and $4,98 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,25(\text{sys})$ ^3He per event for the most central 0 – 10% events. The multiplicities for the other centrality classes are only calculated in the measured rapidity intervals. For central collisions, a thermal distribution around midrapidity can be observed, while for semi central events, a growing contribution from spectators is identified.

After extracting the total yield for light nuclei, data points in various energy excitation spectra for different particle ratios are calculated and compared to other experiments. Finally, the rapidity density distribution of all participating baryons will be determined. It shows that a significant contribution of baryons from the collisions are emitted as bound nucleons. The integration of all baryons over the full rapidity range is calculated to a value of $\langle B \rangle = 316,97 \pm 0,08(\text{stat}) \pm 4,51(\text{sys})$.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsangabe	i
Abstract	v
1 Theoretische Grundlagen	1
1.1 Schwerionenkollisionen	3
1.2 QCD Phasendiagramm	4
1.3 Produktion leichter Kerne	5
1.4 Radialer Fluss	6
1.5 Vorherige Analysen bei 1-2A GeV Strahlenergie	7
1.5.1 HADES	7
1.5.2 FOPI	9
1.5.3 BEVALAC	10
1.6 Zielsetzung dieser Arbeit	11
2 Das HADES Experiment	13
2.1 Aufbau des HADES Experiments	14
2.1.1 Strahl und Target	15
2.1.2 Magnetspektrometer	16
2.1.3 Flugzeitmessung	17
2.1.4 Weitere Komponenten	19
2.2 Datenerfassung	20
2.3 Spurrekonstruktion	21
2.4 Impulsbestimmung	22
2.5 Simulation	23
3 Datenanalyse	25
3.1 Ereignisselektion	25
3.1.1 Zentralitätsbestimmung	26
3.2 Teilchenidentifikation	27
3.2.1 Teilcheneigenschaften	29
3.2.2 Spezifischer Energieverlust	30
3.3 Differentielle Analyse	32
3.3.1 Untergrundabschätzung	32
3.3.2 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur	34
3.3.3 Bestimmung der Gesamtproduktion	35

4	Experimentelle Ergebnisse	37
4.1	Protonen	37
4.1.1	Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes	37
4.1.2	Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate	40
4.1.3	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur	44
4.1.4	Systematische Fehlerabschätzung	49
4.1.5	Bestimmung der Rapiditätsverteilungen	52
4.2	Deuteronen	59
4.2.1	Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes	59
4.2.2	Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate	61
4.2.3	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur	65
4.2.4	Systematische Fehlerabschätzung	70
4.2.5	Bestimmung der Rapiditätsverteilungen	72
4.3	Tritonen	78
4.3.1	Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes	78
4.3.2	Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate	80
4.3.3	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur	84
4.3.4	Systematische Fehlerabschätzung	89
4.3.5	Bestimmung der Rapiditätsverteilungen	91
4.4	$^3\text{Helium}$	97
4.4.1	Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes	97
4.4.2	Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate	99
4.4.3	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur	103
4.4.4	Systematische Fehlerabschätzung	108
4.4.5	Bestimmung der Rapiditätsverteilungen	110
5	Diskussion und Ausblick	117
5.1	Effektive Temperatur	117
5.2	Radiale Expansionsgeschwindigkeit	118
5.3	Multiplizitäten der leichten Kerne	119
5.4	Energieanregungsfunktionen	120
5.5	Nettobaryonendichteverteilungen	123
5.6	Ausblick	127
A	Anhang	129
	Literaturverzeichnis	170
	Danksagung	173

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

*”Wahr ist nicht, was uns einleuchtet,
wahr ist, was uns die Natur bestätigt.”*
- D. Schönemann

Der Aufbau von Materie und ihre Wechselwirkungen ist eine Kernfrage der Menschheitsgeschichte und vor allem der Physik. Schon in der Antike wurde von Leukipp und Demokrit das *atomos* als elementarer und unteilbarer Grundbaustein beschrieben [1]. Damals handelte es sich dabei aber lediglich um philosophisch begründete Überlegungen, der erste experimentelle Hinweis, dass sich Materie tatsächlich aus kleinen Bauteilen zusammensetzt, konnte erst Anfang des 19. Jahrhunderts gefunden werden. Chemiker entdeckten, dass sich Elemente nur in bestimmten ganzzahligen Verhältnissen miteinander zu Molekülen verbinden [2]. Ein weiterer Meilenstein war 1897 die Entdeckung von Joseph J. Thomson, der zeigen konnte, dass sich aus den Atomen kleinere geladene Teilchen herausschlagen lassen. Das Elektron wurde entdeckt [3]. Es folgten weitere Beobachtungen, die den Aufbau des Atomkerns aus Protonen und Neutronen zeigten [4], sowie theoretische Überlegungen über das Bohr’sche Atommodell [5] bis hin zur Quantenphysik [6].

Nach heutigem Verständnis besitzen Protonen und Neutronen noch eine weitere Substruktur, die über das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben ist. Durch Beschleunigerexperimente in den 50er und 60er Jahre konnten eine Reihe von neuen exotischen Teilchen beobachtet werden, die sich in ihren Eigenschaften zu ähneln schienen. Somit schloss man auf eine tiefer gehende Zusammensetzung aus elementaren Teilchen, die Quarks genannt werden [7].

Insgesamt werden im Standardmodell der Teilchen, gezeigt in Abb.1.1, sechs Quarksorten, Leptonen und die Wechselwirkungsbosonen aufgezählt. Up-, Charm- und Top-Quarks besitzen eine positive $2/3e$ Ladung und Down-, Strange- und Bottom-Quarks sind negativ $1/3e$ geladen. Die fundamentalen Wechselwirkungen werden durch die sogenannten Eichbosonen beschrieben. Durch die Gluonen wird die Starke Kraft übertragen. Das Photon findet bei der elektromagnetischen Wechselwirkung Anwendung und die W^\pm und Z Bosonen übertragen die Schwache Kraft. Lediglich die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, kann nicht durch das Standardmodell beschrieben werden, aber es wird vermutet, dass es durch das bisher unentdeckte ”Graviton” übertragen wird. Neuere Entdeckungen haben das skalare Higgs-Boson gefunden, welches die Interaktion zwischen Teilchen und dem Higgsfeld vermittelt, dass die Teilchenmasse generiert [8].

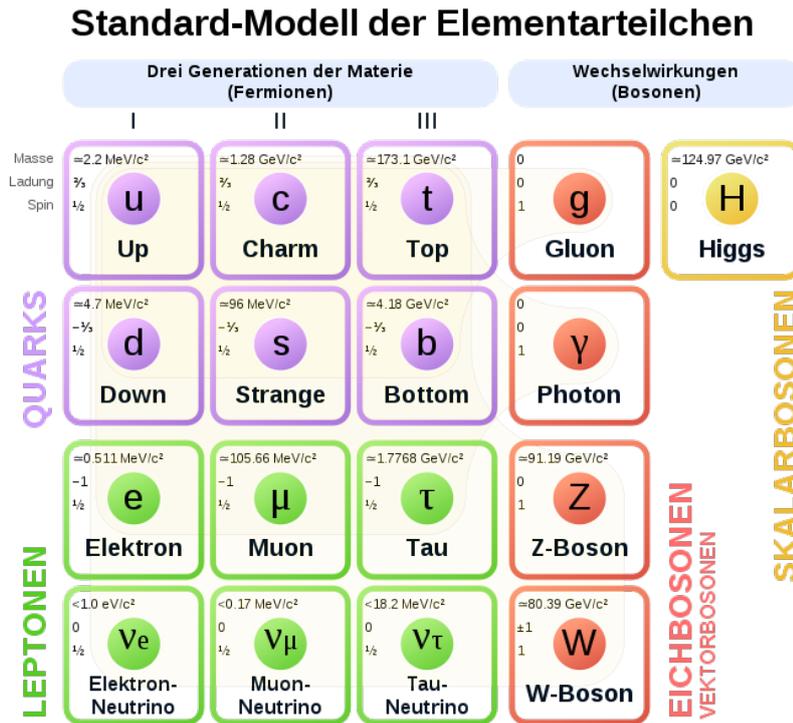


Abbildung 1.1: Systematik des Standardmodells der Teilchenphysik, welches die Quarkgenerationen (lila), die Leptonen (Grün), die Eichbosonen (Rot) und das Higgs Skalarboson (Gelb) zeigt [13]. Angegeben sind außerdem Masse, Ladung und Spin.

Unterschieden werden Teilchen unter anderem anhand ihres Spins, wobei Teilchen mit halbzahligem Spin Fermionen und mit ganzzahligem Spin Bosonen genannt werden. Desweiteren gibt es noch die Unterteilung der Hadronen in Baryonen und Mesonen. Hadronen setzen sich aus Quarks und Gluonen zusammen und sind nach außen hin farbneutral [9]. Nach der Theorie der *Quantum Chromodynamic* (QCD), besitzen Quarks, die nur in einem Verbund auftreten können, aufgrund des sogenannten *confinements*, eine weitere Ladung, die Farbe genannt wird. Nach Konvention werden die drei möglichen Zustände rot, grün und blau genannt und sind zusammengesetzt farblos bzw. farbneutral [10].

Baryonen bestehen aus mindestens drei Quarks und besitzen einen halbzahligem Spin. Die einzigen stabilen Baryonen sind die Protonen (uud) und die Antiprotonen. Mesonen bestehen aus einem Quark- und Antiquarkpaar und haben einen halbzahligem Spin. Alle Mesonen sind instabil. Die auf der Erde vorkommenden Stoffe setzen sich aus dem leichtesten Lepton, dem Elektron, sowie den beiden leichtesten Quarks Up und Down in Form von Neutronen und Protonen zusammen. Die anderen schwereren Quarks und Leptonen entstehen nur bei hohen Temperaturen/Energien bzw. hoher Dichte wie sie z.B. in Neutronensternen oder kurz nach dem Urknall vorherrschten.

Nach heutigem Wissensstand ist Materie, Raum und Zeit mit dem Urknall vor knapp 14 Milliarden Jahren entstanden [11]. Zunächst bestand das Universum aus freien Quarks und Gluonen, das sogenannte Quark-Gluonen-Plasma (QGP), eine Phase heißer und dichter Materie. Nach der rapiden Expansion, die das System abkühlte, formten sich

die ersten Hadronen in Form von Nukleonen und Mesonen. Durch das weitere Abkühlen in den darauffolgenden Minuten entstanden die ersten zusammengesetzten Kerne [12].

1.1 Schwerionenkollisionen

Um den Zustand der heißen und dichten Materie weiter zu untersuchen, würde man ihn idealerweise unter Laborbedingungen rekonstruieren, was sich aber durch die Temperatur von 10^{32}K auf Dauer als schwierig herausstellt. Durch moderne Experimente, die Kernkollisionen bei hohen Energien untersuchen, ist es jedoch möglich ein QGP zu erzeugen [15]. Es ist jedoch kaum möglich dessen Eigenschaften direkt zu beobachten, deswegen wird auf indirekte Proben wie Hadronen, Leptonen-Paare und Photonen zurückgegriffen. Diese, in den Kollisionen entstandenen Teilchen, werden gemessen, um die Effekte des Mediums zu untersuchen.

In Schwerionenkollisionen werden Ionen schwerer Elemente auf relativistische und ultrarelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, um sie daraufhin kollidieren zu lassen. Je nach Schwerpunktsenergie, die abhängig von Systemgröße und Strahlenergie ist, werden unterschiedliche thermodynamische Größen wie die Temperatur und das baryochemische Potential untersucht. Dabei entspricht eine hohe Schwerpunktsenergie hohen Temperaturen und einem niedrigen baryochemischen Potential, während niedrige Schwerpunktsenergien hohe baryochemische Potentiale und niedrige Temperaturen bedeuten. Zusammen können so die verschiedenen Bereiche des QCD Phasendiagramms abgefahren werden, auf das im nächsten Abschnitt weiter eingegangen wird.

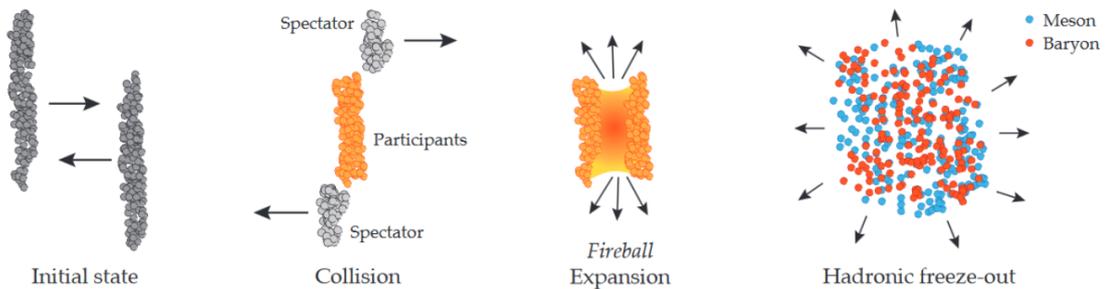


Abbildung 1.2: Die verschiedenen Phasen einer Schwerionenkollision [28].

Der Ablauf einer Schwerionenkollision ist in Abb.1.2 schematisch dargestellt. Treffen zwei Ionen aufeinander, gibt es einen Bereich, indem Interaktionen zwischen den Partizipanten bzw. *participants* stattfinden und einen weiteren, indem die Beobachter oder *spectators* ungehindert weiterfliegen. Die Partizipanten bilden im nächsten Schritt einen Zustand hoher Dichte und Temperatur, den sogenannten Feuerball. In ultrarelativistischen Stößen wird dieser Zustand in einem Zeitraum von etwa $1 \text{ fm}/c$ nach der Kollision erzeugt. Abhängig von der Kollisionsenergie kann in dieser Phase ein Quark-Gluonen-Plasma vorliegen. Im Energiebereich des SIS18 Beschleunigers werden dabei Temperaturen von $T = 70 - 100 \text{ MeV}$ und eine Dichte von $\rho \approx 3\rho_0$ erreicht, wobei ρ_0 die nukleare Grundzustandsdichte ist [14]. Die Lebensdauer des Feuerballs beträgt in diesem Fall bis zu $10 \text{ fm}/c$.

Danach expandiert der Feuerball und kühlt sich ab. Es finden inelastische Stöße statt

bis die Dichte soweit abgenommen hat, dass keine weiteren neuen Teilchen und Resonanzen erzeugt werden können. Dieser Punkt wird chemisches Ausfrieren genannt und ist durch die Temperatur T_{chem} charakterisiert.

Der Endzustand der Kollision ist nach dem hadronischen Ausfrieren, das nach weiterer Expansion stattfindet bis die Teilchen nicht mehr elastisch miteinander stoßen. Es finden daraufhin nur noch Resonanz- und schwache Zerfälle statt. Nach dem hadronischen Ausfrieren werden die produzierten Teilchen detektiert und über diese können Rückschlüsse auf die Prozesse im Feuerball gezogen werden [17]. Insgesamt beträgt die Reaktionszeit einer Kollision etwa 10^{-22} s.

In der konzeptionellen Umsetzung von Schwerionenkollisionen wird zwischen *collider*- und *fixed-target*-Experimenten unterschieden. Bei dem *fixed-target*-Aufbau, wie das HADES Experiment, wird ein Ionenstrahl beschleunigt und auf ein festes Ziel gelenkt. *Collider*-Experimente beschleunigen zwei Ionenstrahlen, die in einem Interaktionspunkt zu einer Kollision gebracht werden.

1.2 QCD Phasendiagramm

Das QCD Phasendiagramm beschreibt die verschiedenen Zustände von stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Zustandsgrößen T und μ_b . Das baryochemische Potential μ_b bezeichnet die Energie, die aufgebracht werden muss, um einem baryonischen System ein weiteres Baryon hinzuzufügen oder zu entfernen. In Abb.1.3 ist das Phasendiagramm mit dem baryochemischen Potential auf der x-Achse und der Temperatur auf der y-Achse gezeigt.

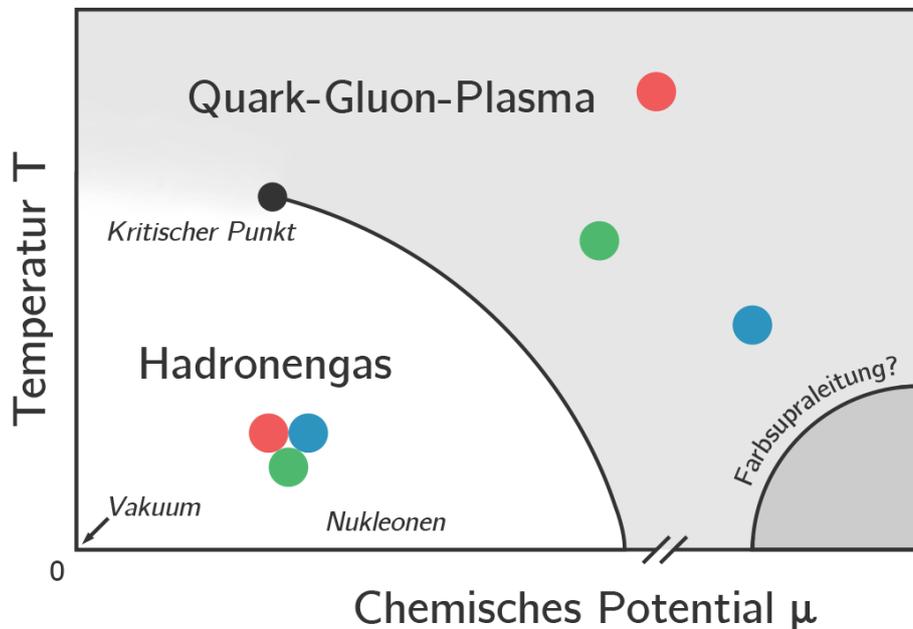


Abbildung 1.3: QCD Phasendiagramm aufgetragen über die Temperatur T und dem chemischen Potential μ [27]. Die schwarze Linie beschreibt den Phasenübergang zwischen einem Hadronengas und dem QGP.

Kernmaterie im Grundzustand existiert bei einer Temperatur von $T = 0$ und besitzt eine Dichte von $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$. Nach dem *MIT bag model* kann jedes Nukleon als ein Paket von Partonen angenommen werden, aus dem sie nicht austreten können [18]. Wenn man jedoch die Temperatur und/oder das barychemische Potential über die Phasengrenze erhöht, beginnen die Hadronen zu überlappen und die Quarks können von einem *bag* in den nächsten wandern. Im Extremfall wird das sogenannte *deconfinement* erreicht, in dem die Quarks quasi frei sind.

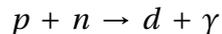
In Schwerionenkollisionen kann der Zustand des QGP kurzzeitig reproduziert werden. Der Phasenübergang wird, wie erwähnt, über verschiedene Strahlenergien und Kollisionssysteme "abgefahren". HADES befasst sich dabei mit dem Bereich hoher Baryondichte und niedriger Temperatur. Hohe Temperaturen und niedrige Dichten werden mit LHC und RHIC untersucht. Die Experimente AGS und SPS liefern Messungen in dem Bereich dazwischen [16].

Die gegenwärtige Annahme ist, dass es sich bei dem Übergang vom QGP zur hadronischen Phase im Bereich von hohen baryonischen Potentialen um einen Phasenübergang erster Ordnung handelt. Bei kleinen μ_b endet dieser Übergang in einem kritischen Punkt. Bei noch geringeren μ_b wird eine Überlagerung der beiden Zustände vermutet. Neben dem *deconfinement* bei hohen Temperaturen oder hohen Dichten soll es zu einer Wiederherstellung der chiralen Symmetrie kommen, die im normalen Grundzustand gebrochen ist.

Die Region, die mit Farbsupraleitung gekennzeichnet ist, ist eine theoretische Annahme, dass die anziehenden Kräfte zwischen Quarks zu sogenannten *cooper pairs* führen, wobei sich ihre Spins ausgleichen und zu 0 aufaddieren [19]. Da man sich dabei aber in einem Bereich von bisher unerreicht hohen baryonischen Potentialen befindet, konnte dieser Effekt noch nicht untersucht werden.

1.3 Produktion leichter Kerne

Die Bildung von leichten Kernen in Schwerionenkollisionen kann zum Beispiel über das sogenannte *nucleon coalescence model* beschrieben werden [20]. Dabei wird angenommen, dass sich Nukleonen, die sich im Phasenraum bei einem bestimmten Impuls p_0 annähern, zu Kernen wie z.B. Deuteronen zusammenschließen. Die Reaktion, die dabei im Vakuum stattfindet ist:



Das freiwerdende Photon γ wird im Falle von Schwerionenkollisionen daraufhin durch das heiße und dichte Medium absorbiert. Der entstandene Kern wechselwirkt außerdem weiter mit Materie, sodass er eventuell auch wieder aufgebrochen wird. Dieser Prozess hält bis zur späten Phase der Kollisionen an, bis ab einer bestimmten Dichte die Bindungsenergie ausreicht, um stabile Kernverbunde zu bilden. Die Wahrscheinlichkeit zur Produktion von Kernen ist proportional zur Nukleonendichte, was die Teilchen zu guten Sonden für kollektive Effekte der Kollision macht.

Um die Güte des *nucleon coalescence model* zu untersuchen, können die invarianten Spektren der transversalen Masse oder des transversalen Impulses der leichten Kerne mit denen der anderen Kerne verglichen werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Anzahl A naher Nukleonen, die zufällig im nuklearen Volumen verteilt sind, sich zu einem

Kern zusammenfügen, ist gegeben durch den Parameter B_A , der von der Größe und Dynamik des Feuerballs abhängt.

$$E_A \frac{d^3 N_A}{d p_A^3} = B_A \left[\left(E_P \frac{d^3 N_p}{d p_p^3} \right)^Z \left(E_n \frac{d^3 N_n}{d p_n^3} \right)^N \right]_{p_p=p_n=p_A/A} \quad (1.1)$$

Wobei E die Energie des Teilchens und p der Impuls ist. Da es aber nicht möglich ist mit dem HADES Aufbau Neutronen zu messen, wird angenommen, dass sich die Verteilungen der Neutronen identisch zu denen der Protonen verhält. Deswegen wird der invariante Ertrag der leichten Kerne mit dem der Protonen, welcher mit A exponentiell genommen wird, verglichen.

$$E_A \frac{d^3 N_A}{d p_A^3} = B_A \left(E_P \frac{d^3 N_p}{d p_p^3} \right)_{p_p=p_A/A}^A \quad (1.2)$$

Als Funktion des transversalen Impulses p_t und der Rapidität y lässt sich die Gleichung umschreiben zu:

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

Mit $y^{(0)} = y_{lab}/y_{CM} - 1$ der normalisierten Rapidität, wobei y_{lab} die Protonenrapidity im Laborsystem und y_{CM} die Schwerpunktsrapidity der Kollision ist.

Somit sollte der Gleichung entsprechend das transversale Impulsspektrum der Deuteronen dem quadrierten Spektrum der Protonen entsprechen.

1.4 Radialer Fluss

Bei Kollisionen von Schwerionen mit hohen Energien kommt es zu Kollektiveffekten, die die Expansion des Systems betreffen. Diese überlagern die thermische Bewegung der Teilchen und werden *flow* oder Fluss genannt. Es wird unterteilt in isotropen (gleichgerichtet in alle Richtung) oder anisotropen Fluss.

Für zentrale Kollisionen mit kleinem *impact parameter* b , werden die Teilchen radialsymmetrisch emittiert. Im Gegensatz dazu stehen periphere Kollisionen, bei denen die geometrische Asymmetrie des Feuerballs bzw. das Durchlaufen der Reaktionszone durch die Spektatoren, für einen anisotrope Anteil der transversalen Massenspektren der Teilchen sorgt.

Als Ansatz zur Beschreibung des radialen Flusses und zur Bestimmung der *freeze-out* Parameter wird eine Boltzmannfunktion gewählt.

$$\frac{dN}{d y d p_t} \propto \exp\left(\frac{E}{k_B T_B}\right) \quad (1.4)$$

In einem rein thermischen System steht der inverse Steigungsparameter T_B für die Boltzmann-temperatur, welche bei mittlerer Rapidität die kinetische *freeze-out* Temperatur T_{kin} beschreibt. Durch radiale Flusseffekte kann allerdings eine reine Temperatur durch das Experiment nicht gemessen werden und eine effektive Temperatur T_{eff} wird

eingeführt.

Da es bei Schwerionenkollisionen in der Reaktionszone ein sehr hoher Druck vorherrscht, expandiert das System rapide und der entstandene Feuerball bzw. die Teilchen erhalten einen Lorentz-Boost in radialer Richtung. Als Konsequenz daraus erhält der inverse Steigungsparameter der transversalen Spektren einen zusätzlichen masseabhängigen Term.

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

Damit ist es nun möglich die kinetische *freeze-out* Temperatur und die radiale Flussgeschwindigkeit β_r über den Fit zu bestimmen.

Eine Möglichkeit die transversalen Massenspektren zusammen mit dem radialen Fluss zu fitten ist der Siemens-Rasmussen-Funktion [21].

$$\frac{1}{m_t^2} \frac{d^2 N}{dm_t dy} \propto \cosh(y) \exp\left(\frac{-\gamma_r E}{T}\right) \left[\left(\gamma_r + \frac{T}{E} \right) \frac{\sinh(\alpha)}{\alpha} - \frac{T \cosh(\alpha)}{E} \right] \quad (1.6)$$

Dabei steht γ_r für den Lorentzfaktor der Radialgeschwindigkeit und E , p und y sind jeweils die Energie, der Impuls und die Rapidität des betrachteten Teilchens.

1.5 Vorherige Analysen bei 1-2A GeV Strahlenergie

An der Beschleunigeranlage der GSI und den Detektorsystemen HADES, auf das im nächsten Kapitel eingegangen wird, sowie vor allem FOPI wurden bereits Analysen der leichten Kerne bei unterschiedlichen Stoßsystemen durchgeführt. Außerdem wurden ebenfalls mit dem BEVALAC Experiment leichte Kerne in diesem Energiebereich gemessen. Auf die Ergebnisse dieser Untersuchungen wird kurz eingegangen, um die hier durchgeführte Analyse in Kontext zu setzen.

1.5.1 HADES

In 2005 wurde mit dem HADES Detektor das Kollisionssystem Ar+KCl bei 1,76A GeV gemessen. Im Zuge dieses Experiments wurde die Produktion leichter Fragmente bzw. Kerne in [23] analysiert. Bei den leichten Fragmenten in dieser Analyse handelt es sich um Deuteronen, Tritonen und ^3He . Die Teilchenmultiplizitäten in diesem leichteren System bei höherer Energie, im Vergleich zu Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV, beträgt $1,633 \pm 0,001$ Deuteronen pro Ereignis und $0,387 \pm 0,006$ Tritonen pro Ereignis. Die kinetische *freeze-out* Temperatur und radiale Flussgeschwindigkeit, die nach Formel (1.6) bestimmt wurden, werden mit $T = 74,7 \pm 5,8$ MeV und $\beta_r = 0,37 \pm 0,13$ für die Deuteronen angegeben. Bei den Tritonen betragen die Parameterwerte $T = 88 \pm 16$ MeV und $\beta_r = 0,38 \pm 0,06$. Die Rapiditätsverteilungen der Deuteronen und Tritonen aus [23] sind in Abb.1.4 gezeigt.

Für das Au+Au Kollisionssystem bei 1,23A GeV wurde eine Analyse der *freeze-out* Parameter der Protonen in [24] durchgeführt. Bei dieser Arbeit handelt es sich um eine Untersuchung der zentralen Ereignisse mit einem *Tracking* Algorithmus der Daten, der seitdem für die hier durchgeführte Analyse verbessert wurde. Die ermittelten Parameterwerte für die Temperatur und radiale Flussgeschwindigkeit belaufen sich auf

$T = 70 \pm 4$ MeV und $\beta_r = 0,41 \pm 0,01$, die mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen werden können.

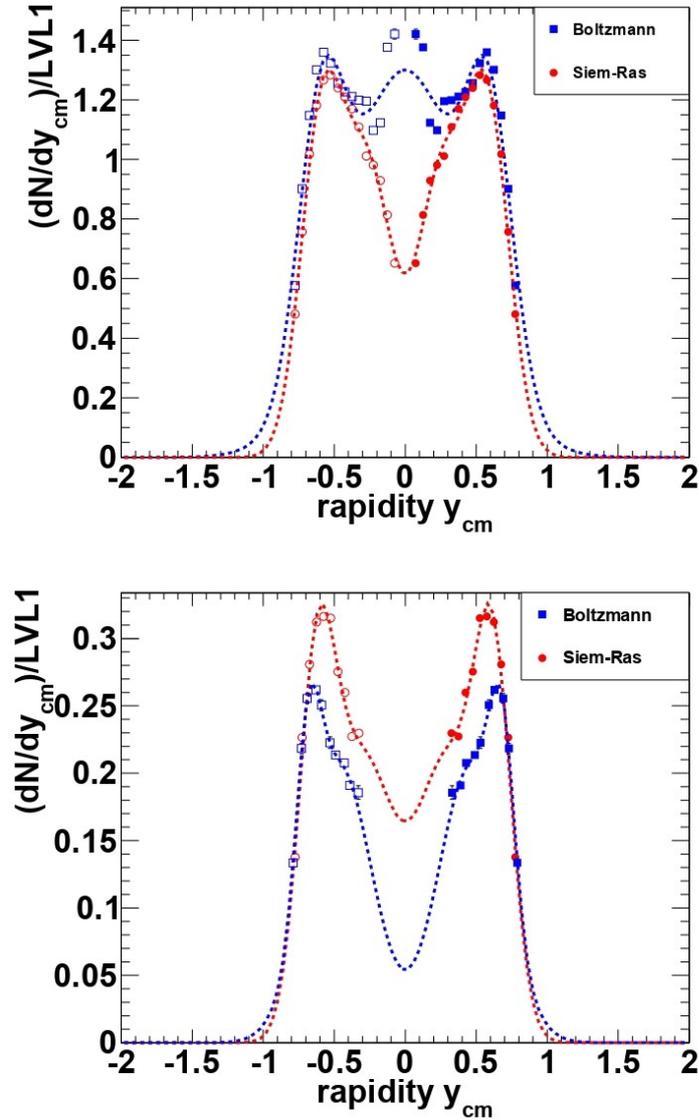


Abbildung 1.4: Rapidiätsdichteverteilungen der Deuteronen (oben) und Tritonen (unten) in Ar+KCl bei 1,76A GeV, entnommen aus [23]. In Blau ist die analytische Integration der Boltzmann-Extrapolation gezeigt, in Rot die Integration der Siemens-Rasmussen-Funktion. Die Anpassung der Daten erfolgte über eine Kombination aus vier Gaußfunktionen.

In der Analyse [25] wurden Deuteronen in Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV untersucht, ebenfalls mit einer vorherigen DST Generation. Dabei wurden Deuteronen in vier Zentralitätsklassen unterteilt, wie es auch in der hier durchgeführten Arbeit vorgenommen wird. Für die 0–10% zentralen Ereignisse sind, über die Siemens-Rasmussen Fitfunktion, Parameterwerte von $T = 100 \pm 8$ MeV und $\beta = 0,37 \pm 0,01$ ermittelt worden. Diese Ergebnisse werden in Abschnitt 5.1 und 5.2 mit denen dieser Analyse verglichen. Die Rapidiätsdichteverteilung für Deuteronen aus [25] ist in Abb.1.5 dargestellt.

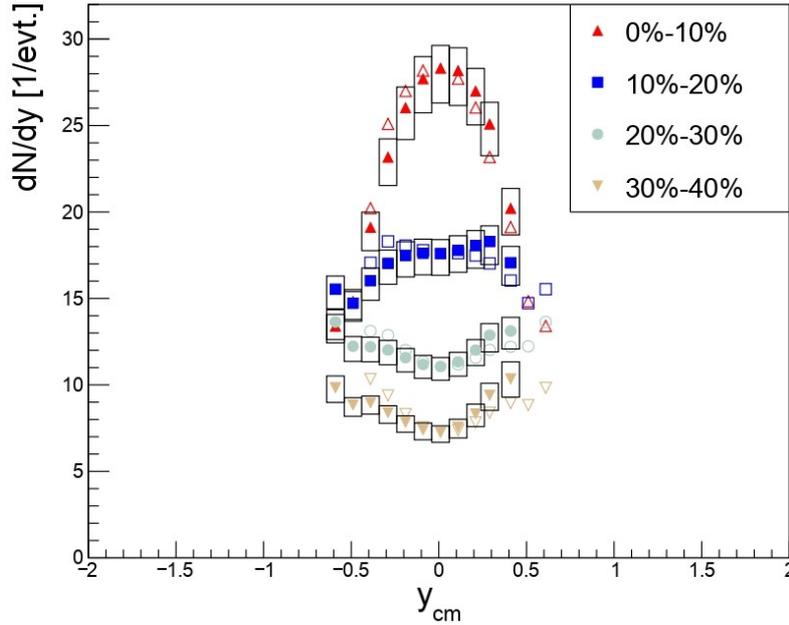


Abbildung 1.5: Rapidiätsdichteverteilungen der Deuteronen in Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV, entnommen aus [25]. Die analysierten Ereignisse wurden in vier Zentralitätsklassen eingeteilt und mit der Siemens-Rasmussen Fitfunktion extrapoliert.

Vorangegangen zu dieser Arbeit ist die Analyse der leichten Kerne für das Au+Au Kollisionssystem in den zentralen Ereignissen [51]. An diese Ergebnisse wird hier angeknüpft und für semizentrale Ereignisse erweitert. Mit der Auswertung aus [51] wird im gesamten Verlauf der hier durchgeführten Analyse die Zentralitätsklasse 0–10% verglichen. Unterschiede finden sich in der Methode zur Teilchenidentifikation und Signalextraktion, sowie der umfassenderen systematischen Untersuchung der Methoden. Außerdem werden in [51] die *coalescence parameter* B_A berechnet.

1.5.2 FOPI

Bei FOPI handelt es sich um ein Experiment, das am SIS18 Beschleuniger an der GSI in Darmstadt betrieben wurde. Der Name spiegelt die große Abdeckung des Detektoraufbaus wieder, da er beinahe die volle 4π Winkelabdeckung umfasst (**Four Pi**). Damit wurden zentrale Kollisionen in diversen Kollisionssystemen und Energien gemessen, unter anderem auch Au+Au Kollisionen im Strahlenergiebereich von 0,09 bis 1,5A

GeV [56]. Die beobachteten Observablen beinhalten *Cluster*-Multiplizitäten, longitudinale und transversale Rapditätsverteilungen und radialer Fluss. Die Informationen der Daten wurden zum Vergleich mit Transportmodellen genutzt.

1.5.3 BEVALAC

Der BEVALAC Beschleuniger im LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) in Berkeley wurde von 1984 bis 1993 betrieben. Währenddessen wurden verschiedene Schwerionenexperimente wie der PLASTIC Ball, Streamer-Chamber, EOS und DLS durchgeführt. Die Schwerpunktsenergie, auf die die Projektile mit dem Bevatron beschleunigt wurden, bewegten sich im Bereich von $\sqrt{s_{NN}} = 2 - 2.4$ GeV. Es wurden unter anderem dabei auch Au-Ionen zum Kollidieren gebracht.

Die Grundidee, der schon in den frühen 70er Jahre gegründeten Bevatron-Bevalac Fakultät war die Untersuchung von relativistischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen an einem *fixed-target*. Nukleare Materie sollte über eine "Schockkompression" zu einem Vielfachen der Grundzustandsdichte ρ_0 gebündelt werden. Theoretische astrophysikalische Vorhersagen ließen Annahmen, dass darüber das Verhalten von Supernova Typ 2 bzw. deren Endzustand als Neutronenstern verstanden werden kann. Schlussendlich hatten diese Informationen Einfluss auf die Zustandsgleichung der hadronischen Materie.

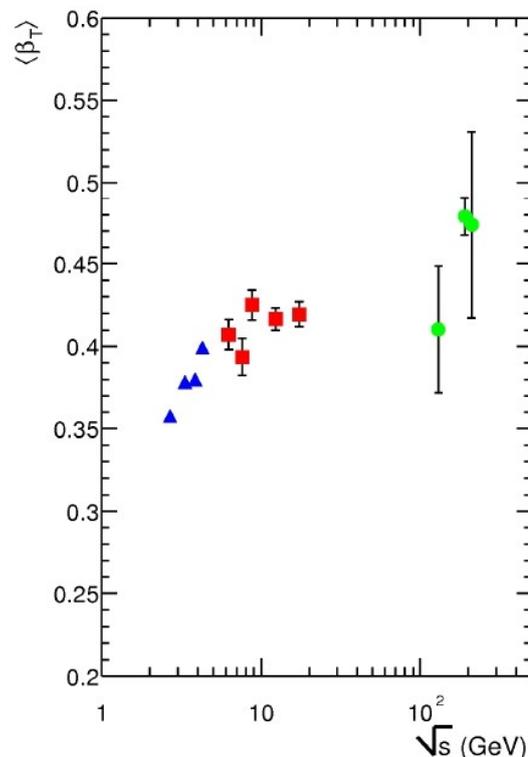


Abbildung 1.6: Verteilung der mittleren radialen Geschwindigkeit, hier $\langle \beta_T \rangle$, als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$. Bei den blauen Punkten handelt es sich um den Energiebereich des BEVALAC Beschleunigers. Entnommen aus [26].

Als Beispiel sind zusammengefasste Ergebnisse der mittleren radialen Geschwindigkeit für die BEVALAC Experimente in Abb.1.7 gezeigt (blaue Punkte) [26]. Außerdem gezeigt sind die Geschwindigkeiten, gemessen mit NA49 in Rot und STAR in Grün.

1.6 Zielsetzung dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Analyse der leichten Kerne, genauer Protonen, Deuteronen, Tritonen und ^3He , die aus Au+Au Kernkollisionen bei 1,23A GeV emittiert werden. Der hier untersuchte Datensatz wurde im April 2012 mit dem HADES Detektor gemessen, auf den in Kapitel 2 eingegangen wird.

Die Aufgabe besteht darin die multidifferentiellen Zählraten $d^2N/dm_r dy$ in den vier Zentralitätsklassen zu bestimmen. Im Verlauf dieser Arbeit werden die leichten Kerne identifiziert und deren Signale multidifferentiell extrahiert. Die angewendeten Methoden der Datenanalyse werden in Kapitel 3 beschrieben. Daraufhin werden die differentiellen Zählraten in Rapiditätsintervallen extrapoliert, um die kinetische *freeze-out* Temperatur T und die radiale Flussgeschwindigkeit β_r abzuleiten. Diese Schritte werden für jedes Teilchen in den vier Zentralitätsklassen separat durchgeführt und werden in Kapitel 4 dargestellt.

Im letzten Schritt wird die Nettobaryonendichteverteilung berechnet und die gemessenen Teilchenmultiplizitätsverhältnisse in den Kontext der weltweit gemessenen Daten gesetzt. Die Diskussion der Ergebnisse ist in Kapitel 5 beschrieben.

Aufgrund von Vorträgen und für die internationale Kommunikation sind die Abbildungen der experimentellen Ergebnisse mit englischen Achsenbeschriftungen und Legenden versehen. Die deutsche Beschreibung erfolgt im Text oder in der Bildunterschrift.

Kapitel 2

Das HADES Experiment

Das HADES Experiment ist ein Detektorsystem, das sich am *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH* in Darmstadt befindet. Die GSI wurde 1969 zur Erforschung subatomarer Materie gegründet. Mit der Beschleunigeranlage, gezeigt in Abb.2.1, ist es möglich Ionen auf Energien von bis zu 2 GeV pro Nukleon zu beschleunigen.

Die Abkürzung HADES steht für **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer und es wurde im Oktober 2002 das erste Mal in Betrieb genommen. Es handelt sich dabei um ein Fixed-Target-Experiment, was bedeutet, dass beschleunigte Ionen auf einen stationäres Ziel gelenkt werden.

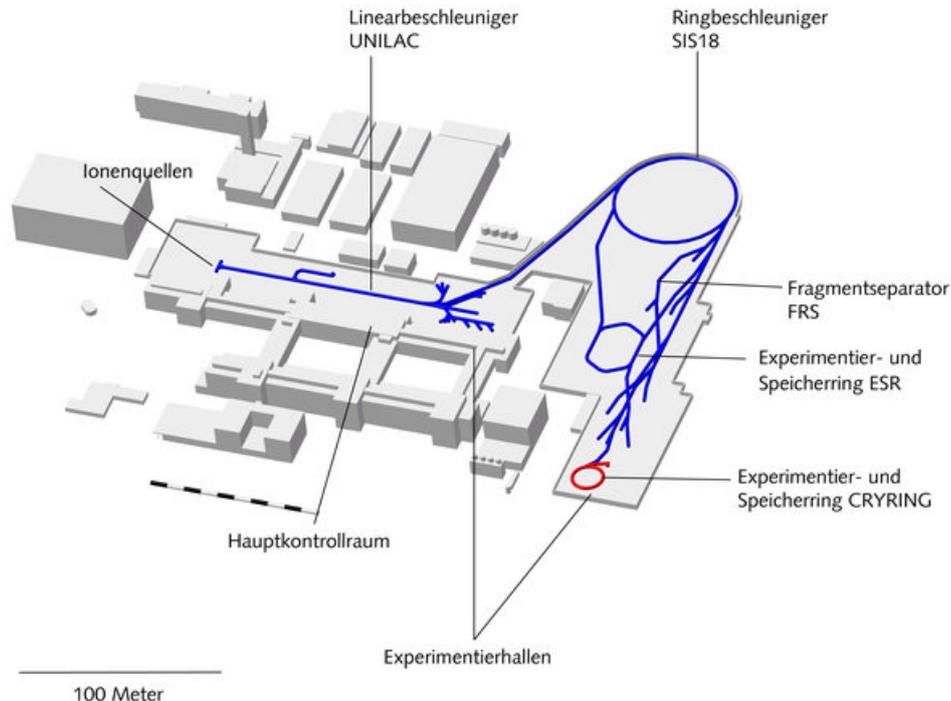


Abbildung 2.1: Beschleunigeranlage der GSI [29]. Das HADES Experiment befindet sich in der hier rechts gezeigten Experimentierhalle.

Der generelle Ablauf von Beschleunigerexperimenten, die an der GSI durchgeführt werden, beginnt an der Ionenquelle, dort werden positiv geladene Ionen mit niedriger kinetischer Energie erzeugt. Diese werden daraufhin über den Linearbeschleuniger UNILAC weiter mit Energie versorgt, um sie auf eine Geschwindigkeit von bis zu 20% der Lichtgeschwindigkeit zu bringen. Für die kernphysikalischen Experimente werden die Ionen daraufhin in den Ringbeschleuniger SIS18 eingespeist und weiter beschleunigt. Nachdem die Ionen ihre endgültige Geschwindigkeit erreicht haben, werden sie für das HADES Experiment in die Experimentierhalle geleitet, um dort Kollisionen mit dem Target zu erzeugen.

2.1 Aufbau des HADES Experiments

Bei HADES handelt es sich um ein vielseitiges Spektrometer, welches in erster Linie entwickelt wurde um Positron-Elektron-Paare aus dem Zerfall leichter Vektormesonen (ρ , ϕ und ω) zu messen. Diese Sonden dienen als Proben zur Untersuchung von Kernkollisionen, da sie nicht stark wechselwirken und deswegen unverändert Informationen aus dem Medium heraustragen können [30]. Es hat sich außerdem gezeigt, dass HADES aufgrund der hohen Energieauflösung ebenfalls gut in der Lage ist Hadronen zu rekonstruieren.

Der Detektoraufbau besteht aus sechs identischen Sektoren, die zusammen eine Abdeckung im Azimutalwinkelbereich von 18° bis 88° besitzen. Die geometrische Akzeptanz, der durch Kollisionen entstandenen Teilchen, beträgt etwa 40%. Eine schematische Ansicht von HADES ist in Abb.2.2 gezeigt. Auf die, für diese Analyse relevanten, Bestandteile wird im Folgenden eingegangen.

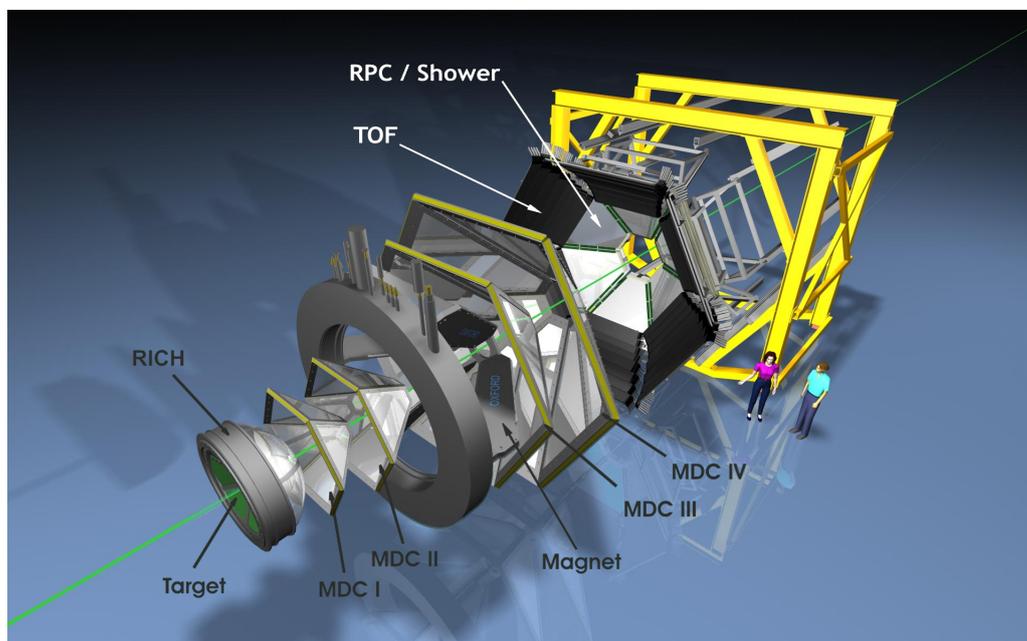


Abbildung 2.2: 3D-Darstellung des HADES Detektorsystems, dabei sind die einzelnen Komponenten zur besseren Darstellung auseinandergezogen[31]. Die grüne Linie stellt den von links einlaufenden Ionenstrahl dar.

2.1.1 Strahl und Target

In dieser Arbeit werden Daten von Au+Au Kernkollisionen ausgewertet. HADES hat jedoch diverse andere Strahl und Target Kombinationen untersucht und eine kurze Übersicht mit den korrespondierenden Energien sowie aufgenommene Events ist in Tab.2.1 aufgelistet.

Jahr	System	$E_{kin}[A \text{ GeV}]$	Kollisionen [10^9]
2002	C + C	2	0,25
2004	p + p	2,2	0,44
2004	C + C	1	0,495
2005	Ar + KCl	1,76	0,925
2006	d(n) + p	1,25	0,85
2007	p + p	1,25	1,7
2007	p + p	3,5	1,18
2008	p + Nb	3,5	4,21
2012	Au + Au	1,23	7,31
2014	$\pi^- + A$	0,5-1,57	0,38
2014	$\pi^- + p$	0,5-1,57	1,23
2019	Ag + Ag	1,58	13,64

Tabelle 2.1: Übersicht der gemessenen Kollisionssysteme mit HADES, sowie ihrer Strahlenergie und insgesamt gemessenen Kollisionen [32].

Die Au+Au Strahlzeit wurde vom 6. April bis zum 7. Mai 2012 durchgeführt und dabei wurden Goldionen mit einer kinetischen Energie von 1,23 GeV pro Nukleon auf ein stationäres Gold-Target gelenkt. Insgesamt wurden in 557 Stunden Strahlzeit ca. $7,3 \cdot 10^9$ Kollisionen aufgezeichnet.

Bei dem Strahl handelte es sich um 69-fach positiv geladene Goldionen, die durch den Teilchenbeschleuniger SIS18 mit einer Intensität von $1,2 - 1,5 \cdot 10^6$ Ionen pro Sekunde bereitgestellt wurden. Der Zielbereich bestand aus insgesamt 15 Goldfolien, die zusammen eine Dicke von 0,9 mm hatten und jeweils in einem Abstand von 4,5 mm positioniert wurden. Eine geöffnete Ansicht des Targets ist in Abb.2.3 gezeigt. Dieser Aufbau wurde gewählt, um Konversionen von Photonen in Leptonenpaaren zu minimieren. Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zwischen Projektil(Strahl)- und Targetkernen betrug etwa 2%.

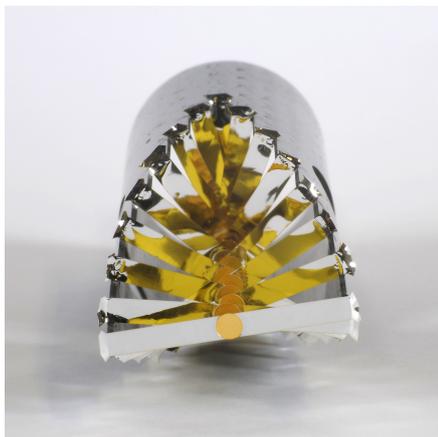


Abbildung 2.3: Goldtarget aus 15 segmentierten Folien [33]. Gehalten wurden diese Folien von $7\mu\text{m}$ dicken Kapton-Folien und das ganze Target wurde in ein Kohlenstofffaserrohr eingelassen.

2.1.2 Magnetspektrometer

Wie der Name schon sagt, handelt es sich bei dem HADES Detektorsystem um ein Spektrometer, welches in der Lage ist geladene Teilchen zu messen. Die in den Kollisionen erzeugten Teilchen erlauben es Rückschlüsse auf die Phase dichter Kernmaterie, die kurz nach Beginn eines Stoßes vorhanden ist, zu ziehen. Dazu müssen verschiedene Observablen wie Impuls und Flugzeit mit hoher Präzision bestimmt werden.

Ein Teil dieser Messung wird mit dem Magnetspektrometer vorgenommen. Es besteht aus dem supraleitenden Magneten (ILSE) und vier Driftkammermodulen (MDC). Von den MDC befinden sich zwei vor und zwei hinter dem Magneten, um die Ablenkung der geladenen Teilchen durch das Magnetfeld mittels Spurpunkten zu bestimmen. Durch das Gleichsetzen von Lorentz- und Zentripetalkraft kann der Impuls und die Krümmung der Teilchen ermittelt werden.

Bei dem supraleitenden Magneten handelt es sich um NbTi-Spulen, die bei einer Temperatur von 4,7 Kelvin ein Magnetfeld von maximal 3,6T erzeugen können. Nach außen hin fällt das Magnetfeld jedoch stark ab und innerhalb der Driftkammern ist lediglich ein Feld von 0,8T vorhanden [34]. Die Polarität des Magneten ist so ausgerichtet, dass positiv geladene Teilchen zur Strahlachse hin und negativ geladene Teilchen von innen weg gelenkt werden.

Um die Spur der abgelenkten Teilchen zu messen, werden sogenannte **Mini-Drift-Chambers** verwendet. Dabei handelt es sich um Gasdetektoren, die in vier Module aus jeweils sechs Ebenen eingeteilt sind. Somit können insgesamt 24 Auslesepunkte gemessen werden, um Teilchentrajektorien zu rekonstruieren. Die Kammern sind aus parallel angeordneten Signal- und Potentialdrähten aufgebaut mit jeweils Kathodendrähten dazwischen. Außerdem sind die einzelnen Ebenen innerhalb eines Moduls um jeweils 20° zueinander gedreht, der schematische Aufbau ist in Abb.2.4 a) gezeigt [35].

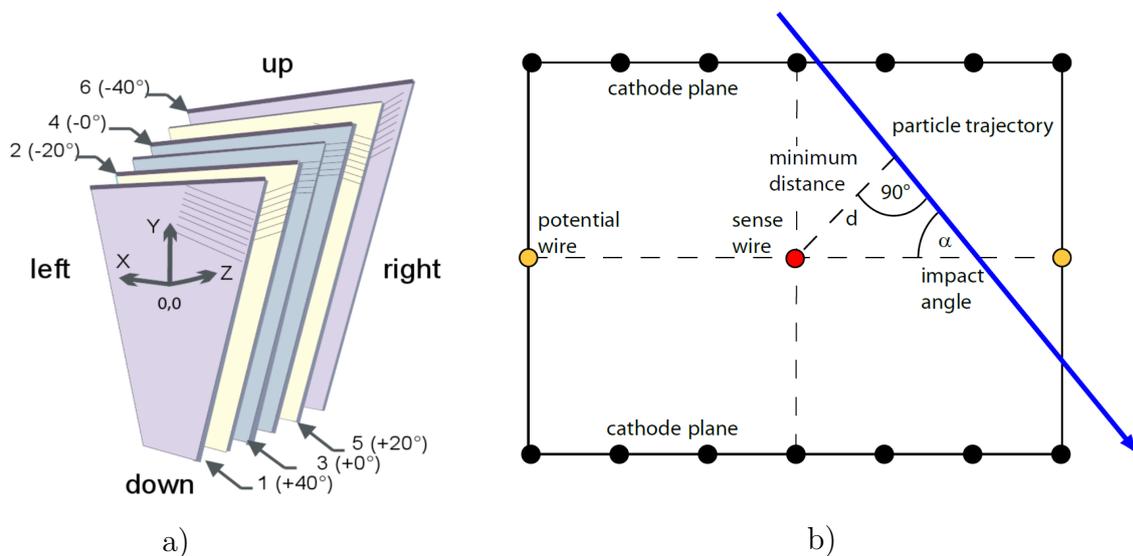


Abbildung 2.4: a) Aufbau der sechs Drahtkammerebenen in einem MDC Modul. b) Schematischer Aufbau einer Driftzelle mit durchfliegendem Teilchen als blaue Linie entlang der Gasatome ionisiert werden. Die so entstandenen Elektronen driften zum Signaldraht und ionisieren dabei weitere Atome.

Während der Au+Au Strahlzeit war die MDC, die sich am nächsten zum Target befindet, mit einem Gasgemisch bestehend aus 70% Argon und 30% Kohlenstoff gefüllt. Bei den anderen drei wurde ein Gemisch aus 84% Argon und 16% Isobutan verwendet. Um durchfliegende Teilchen zu registrieren muss das verwendete Gasgemisch aus einem einfach zu ionisierendem Zählgas und einem Gas zur Photonenunterdrückung bestehen.

Die generelle Funktionsweise der MDC besteht darin, dass geladene Teilchen beim Durchqueren vorhandene Gasatome ionisieren und die so befreiten Elektronen durch das Potential zwischen den Drähten beschleunigt werden, schematisch gezeigt in Abb.2.4b). Dabei wird durch weitere Ionisation eine Elektronenlawine erzeugt, die bis zu den Signaldrähten läuft und dort registriert wird. Die Driftgeschwindigkeit der Lawine ist durch die spezielle Geometrie des Detektors nahezu konstant und dadurch lässt sich berechnen in welcher Distanz vom Signaldraht das Teilchen den Detektor durchquert hat. Die räumliche Auflösung der Drahtkammern beträgt 6 – 100 μm in Polarrichtung und 120 – 200 μm in Azimuthalrichtung.

Eine weitere Messung, die mit den MDC durchgeführt werden kann, ist der spezifische Energieverlust pro Wegstrecke der Teilchen. Über die Zeitdauer des Signals an den Signaldrähten, die direkt mit der Anzahl der primär ionisierten Teilchen zusammenhängt, kann die übertragene Energie der Teilchen beim Durchqueren des Detektormediums bestimmt werden. Allgemein wird der Energieverlust in Materie durch die Bethe-Bloch-Formel (3.4) beschrieben. Darüber ist man in der Lage die verschiedenen Teilchensorten zu identifizieren. Auf die genaue Anwendung wird in Abschnitt 3.3.2 eingegangen.

2.1.3 Flugzeitmessung

Um die Flugzeit der Teilchen zu messen, wird eine Kombination des START bzw. VETO Detektors und der META Detektoren (**M**ultiplicity and **E**lectron **T**rigger **A**rray) verwendet. Zu den META Detektoren gehören die Flugzeitwände RPC (**R**esistive **P**late **C**hamber) und TOF (**T**ime **O**f **F**light) sowie der PreShower Detektor. Diese dienen außer zur Zeitmessung ebenfalls zur Bestimmung der Multiplizitäten von geladenen Teilchen in einer Kollision.

Der Startzeitpunkt einer Kollision wird mit den START und VETO Detektoren als Referenz ermittelt. Der START Detektor ist ein monokristalliner Diamanthalbleiter, der aus jeweils 16 Streifen in x- und y-Richtung besteht. Der aktive Bereich beträgt 4,7 mm x 4,7 mm bei einer Dicke von 70 μm , um die Reaktionswahrscheinlichkeit zu reduzieren. Der START Detektor ist 2 mm vor dem Target positioniert, sodass er sich noch innerhalb des Strahlrohrs befindet. Da es durch den direkten Strahl zu einer hohen Strahlenlast kommt, wird der START Detektor innerhalb einer Strahlzeit bewegt. Deswegen ist es auch möglich durch die Segmentierung ebenfalls die Strahlposition während der Messung zu beobachten[37].

Der VETO Detektor besteht aus polykristallinen Diamanten und ist aus 8 Segmenten aufgebaut. Er befindet sich 70 cm hinter dem Target und wird zur Unterdrückung von Reaktionen benötigt, die keine Interaktion mit dem Targetbereich hatten, dargestellt in Abb.2.5. Zusammen mit den Flugzeitwänden wird die Zeitdifferenz gemessen, die die verschiedenen Teilchen vom Start der Kollision bis zum Auftreffen an den äußeren Detektoren benötigen. Durch die Bestimmung der Teilchenspur und der genauen Flugdistanz, kann man die Geschwindigkeit der Teilchen zu berechnen.

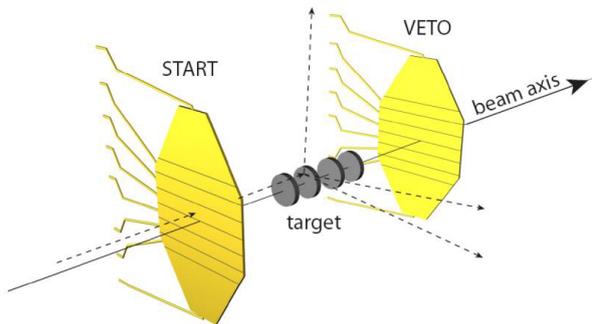


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung von START und VETO Detektor mit dem segmentierten Target dazwischen. Die Detektoren befinden sich etwa 70cm auseinander [38].

2.1.3.1 RPC Detektor

Der **Resistive-Plate-Chamber** Detektor ist einer der beiden Flugzeitwände und deckt den inneren Polarwinkelbereich von 18° bis 45° ab. Analog zu den anderen Subdetektorsystemen ist er in sechs trapezförmige Sektoren unterteilt. Jeder Sektor besteht aus 187 Zellen mit jeweils drei Lagen Aluminiumelektroden. Dazwischen befinden sich zwei isolierende Glasplatten. Ähnlich wie die MDCs handelt es sich bei dem RPCs um Gasdetektoren, die über Ionisation die durchfliegenden geladenen Teilchen messen.

An die Innere der 2 mm dicken Elektroden ist eine Hochspannung von 5 kV angeschlossen, während die anderen beiden geerdet sind. In diesem homogenen Driftfeld befindet sich ein Gasmischung bestehend aus 90% $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ und 10% SF_6 . Die Zeitauflösung zur Flugzeitmessung liegt bei ca. 75 ps und die Effizienz der Teilchendetektion bei etwa 95% .

Die Ortsauflösung in transversaler Richtung bewegt sich zwischen 22 bis 42 mm aufgrund der größer werdenden Zellgeometrie, dargestellt in Abb.2.6. In longitudinaler Richtung beträgt die Auflösung 8 mm .

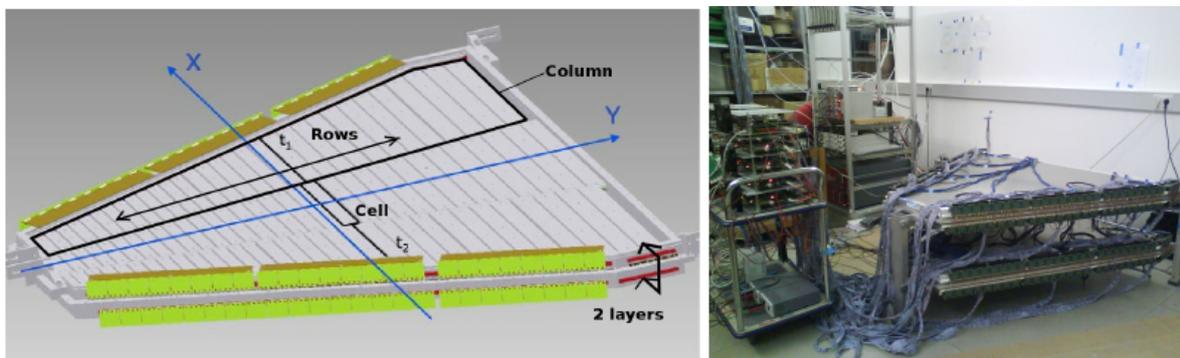


Abbildung 2.6: Links ist die technische Darstellung eines RPC Sektors gezeigt, der in Zeilen und Spalten aufgeteilt ist. Rechts sind zwei RPC Module gezeigt während der Messung von kosmischer Strahlung (nicht in HADES eingebaut)[36].

2.1.3.2 TOF Detektor

Die äußere Flugzeitwand ist der **Time-Of-Flight** Detektor. Er besteht aus Plastikszintillatoren und deckt den Polarwinkelbereich von 45° bis 88° ab. In jedem der sechs Sektoren befinden sich 64 Szintillatorstreifen, die in acht Ebenen angeordnet sind, wie in Abb.2.7 gezeigt ist. An den Enden der Szintillatortröhren sind zwei Photomultiplier mit einer hohen Zeitaufösung angebracht.

Die Funktionsweise des TOF beruht darauf, dass geladene Teilchen, die das Detektorvolumen durchfliegen, die vorhandenen Gasatome anregen. Beim Übergang zurück zum Grundzustand werden Photonen emittiert, die zu den beiden Enden des Szintillators geleitet werden, wo sie durch die Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt werden. Die Auftreffposition in x-Richtung wird durch die Zeitdifferenz an den Enden ermittelt. Mit der Gruppengeschwindigkeit V_g ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$x = \frac{1}{2}(t_{links} - t_{rechts}) \cdot V_g \quad (2.1)$$

Ebenfalls kann über die Länge L des Streifens die Flugzeit der Teilchen t_{tof} berechnet werden. Die Zeitaufösung des TOF Detektors beträgt etwa 150 ps und bei der Ortsaufösung bewegt man sich in einem Bereich von 25mm.

$$t_{tof} = \frac{1}{2} \left(t_{links} + t_{rechts} - \frac{L}{V_g} \right) \quad (2.2)$$

Durch die Amplitude und Breite des ausgelesenen Signals, kann im TOF wie bei den MDC der Energieverlust der Teilchen gemessen werden.



Abbildung 2.7: Der TOF Detektor nach der Installation auf dem Stützrahmen [39]. Man erkennt die acht Ebenen innerhalb eines Sektors. Der innere offene Bereich wird bei Strahlzeiten durch die RPC und PreShower Detektoren abgedeckt.

2.1.4 Weitere Komponenten

In diesem Abschnitt wird auf die weiteren Komponenten des HADES Detektors kurz eingegangen, die alle wichtige Funktionen inne haben, aber für diese Analyse von geringerer Relevanz sind. Dabei handelt es sich um den RICH Detektor, den PreShower Detektor und die Forward Wall.

Der **Ring-Imaging-CHerenkov** Detektor ist das Subsystem, welches sich am nächsten

zum Target befindet und dient zur Identifikation von Dielektronenpaaren [40]. Es handelt sich dabei um einen Gasdetektor, der sich innerhalb eines sphärischen Spiegels befindet. Wenn Teilchen mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist, das Detektorgas durchqueren, wird Cherenkov-Strahlung in Form von Photonen emittiert. Diese ringförmig abgestrahlten Photonen werden von dem Spiegel reflektiert und von einem Photonendetektor registriert. Da bei den Kollisionsenergien von HADES nur Elektronen und Positronen wegen ihrer geringen Masse die notwendige Geschwindigkeit besitzen, ist es möglich zwischen Leptonen und Hadronen zu unterscheiden.

Der PreShower Detektor befindet sich hinter dem RPC Detektor und ist ebenfalls in 6 Sektoren unterteilt. Er dient wie der RICH zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen [41]. Da diese Differenzierung für Winkel unter 45° aufgrund von Impuls und Flugzeit schwierig ist, wird genutzt, dass hochrelativistische Elektronen und Positronen beim Durchdringen des Detektormediums einen elektromagnetischen Schauer durch Paarerzeugungsprozesse und Bremsstrahlung bilden. Dieser Effekt ist für Elektronen wesentlich wahrscheinlicher als für schwere Hadronen.

Die Forward Wall ist die hinterste Komponente des HADES Aufbaus und befindet sich 3 m hinter dem letzten Bauteil senkrecht zur Strahlachse. Aufgebaut ist die Forward Wall aus 300 Szintillatorzellen, die ähnlich wie der TOF Detektor funktionieren. Ziel der Messung ist die Beobachtung von Spektatoren, also Teilchen die an keiner Kollision teilgenommen haben, und dadurch die Rekonstruktion der Reaktionsebene [42].

2.2 Datenerfassung

Um eine Vorstellung zu bekommen, um welche Datenmenge es sich bei Schwerionenkollisionen handelt, die mit HADES aufgenommen werden, sei hier gesagt, dass in der Au+Au Strahlzeit eine Speichergröße von 140 TByte notwendig war.

Dazu ist ein komplexes System notwendig, welches in der Lage ist die physikalisch relevanten Ereignisse zu filtern und langfristig zu speichern [43]. Die **Data AcQuisition** (DAQ) erfasst die Signale der einzelnen Subdetektoren und kombiniert diese, welche an den Eventbuilder weitergeleitet werden. Es werden Triggerbedingungen verwendet, um zu entscheiden ob es sich um relevante physikalische Ereignisse handelt. In der ersten Stufe wird eine gewisse Multiplizität in den META Detektoren gefordert, was bedeutet, dass eine Mindestanzahl an Teilchenhits an den Flugzeitwänden gemessen werden muss. Unterhalb dieser Grenze werden Ereignisse direkt verworfen. Diese Entscheidung benötigt etwa 100 ns und ist somit kürzer als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Reaktionen.

Während der Au+Au Strahlzeit betrug die Mindestanzahl an TOF Hits für einen PT3 Trigger 20. Außerdem wurde noch ein PT2 Trigger definiert, der Ereignisse mit einer Multiplizität von mindestens 5 Treffern im TOF Detektor aufzeichnete.

Wurde ein Ereignis vom Trigger-System ausgewählt, dann werden alle Detektorsignale aufgezeichnet und zur Speicherung in HLD-Dateien (**H**ADES **L**ist-Mode **D**ata) umgewandelt. Ein Tracking Algorithmus kombiniert die Messergebnisse der Detektoren daraufhin zu Teilchenspuren und speichert die entstandenen Teilchenkandidaten in DST Dateien (**D**ata **S**ummary **T**ape). Die physikalische Analyse der Daten wird über die so generierten DST Dateien vorgenommen.

2.3 Spurrekonstruktion

Nachdem auf die einzelnen technischen Komponenten von HADES eingegangen wurde, wird als Nächstes die Spurrekonstruktion beschrieben, bei der es auf das Zusammenspiel der einzelnen Systeme ankommt. Um Rückschlüsse auf die Kollision zu ziehen müssen die notwendigen Observablen möglichst präzise bestimmt werden. Dabei sind die wichtigen Informationen die Flugrichtung, der Impuls, die Geschwindigkeit sowie Ladung und Masse der Teilchen.

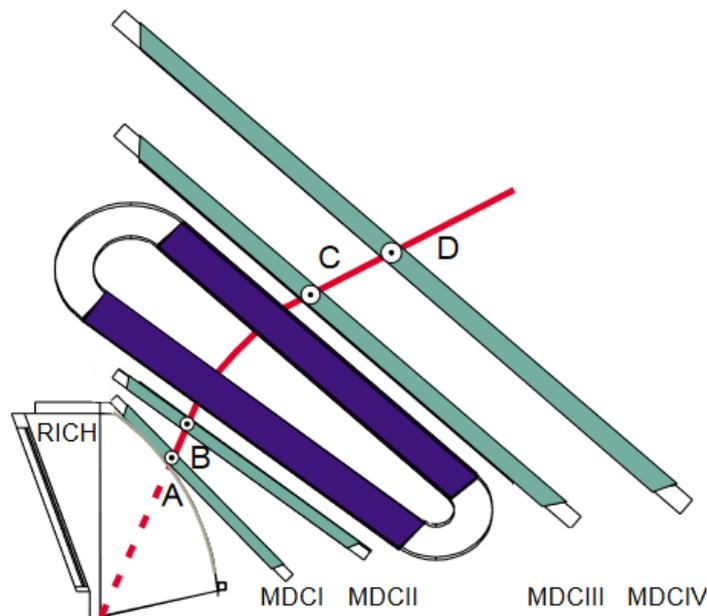


Abbildung 2.8: Skizze einer rekonstruierten Teilchenspur, die durch den Magneten abgelenkt wurde und an den Durchstoßpunkten der inneren MDC (A und B) sowie den äußeren (C und D) bestimmt wurde.

Da bei dieser Analyse ausschließlich Hadronen untersucht werden, wird auf die Besonderheiten der Leptonenrekonstruktion nicht weiter eingegangen. Es gilt jedoch für beide Teilchenarten, dass sie nur rekonstruiert werden können, wenn eine Wechselwirkung mit dem Detektormedium stattgefunden hat und diese durch elektrische Signale registriert wurden. Dazu müssen die Teilchen bei HADES elektrisch geladen sein und eine mittlere Lebensdauer von Nanosekunden besitzen.

Durch die MDC Detektoren werden bis zu 24 Durchstoßpunkte einer Teilchenspur gemessen. In einem Modul müssen mehrere Drähte in unterschiedlichen Ebenen getroffen werden, sonst lässt sich keine Ortsbestimmung vornehmen. Im ersten Schritt der Rekonstruktion werden daraufhin diese einzelnen Auftreffsignale zu einem Cluster kombiniert, der dem MDC Hit entspricht. Diese Cluster werden zu Spursegmenten mit jeweiliger Position und Richtung zusammengesetzt. Pro Teilchenspur gibt es zwei Segmente, die aus den inneren und äußeren beiden MDC ermittelt werden. Die zu erwartende Krümmung der Teilchenbahn durch den Magneten wird durch einen Impulskick zwischen den inneren und äußeren Kammern genähert. Durch die Projektion des inneren Segments an der sogenannten *kick plane* wird ein entsprechendes äußeres Segment gesucht. Als

Gütekriterium wie gut die Segmente zueinander passen wird eine χ^2 Minimierung verwendet, wobei kleine χ^2 Werte für eine bessere Übereinstimmung zwischen Teilchenspur und Datenpunkten stehen.

Im letzten Schritt der Spurrekonstruktion wird die bisher interpolierte Spur in Richtung der META Detektoren extrapoliert. Dort wird der entsprechende nächstgelegene Auftreffpunkt im Vergleich zum berechneten gesucht und die Spur mit den Flugzeitinformationen dieses Treffers kombiniert. Dabei ist der Abstand zwischen der extrapolierten Trefferposition und der tatsächlichen ein weiteres Qualitätskriterium für die finale Spur und wird $META_{QA}$ genannt.

2.4 Impulsbestimmung

Bei bekannter Teilchenspur und entsprechender Flugzeit kann der Impuls und die Geschwindigkeit der Teilchen berechnet werden. Die Impulsbestimmung basiert auf der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld aufgrund der Lorentzkraft:

$$\vec{F}_L = q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.3)$$

Die Impulsänderung im Magnetfeld wird durch einen transversalen Stoß beschrieben, wobei \vec{p}_{in} der Impuls vorher und \vec{p}_{out} der Impuls nachher ist.

$$\Delta\vec{p}_{kick} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{x} \quad (2.4)$$

Die genaue Berechnung des Impulses erfolgt bei bekannter Magnetstärke über die *Spline-Methode*. Dabei wird ein kubischer Polynom verwendet, um eine glatte Trajektorie durch die MDC Spurpunkte zu legen. Die so ermittelten Größen für Impuls und Polarität der Teilchen wird zusammen mit dem Vertex und META Treffer als Anfangsbedingungen für das Runge-Kutta-Verfahren verwendet.

In diesem Verfahren werden die Bewegungsgleichungen numerisch gelöst, die durch die Pfade im Magnetfeld parametrisiert werden. Das Runge-Kutta-Verfahren iteriert die Gleichungen viermal und wird mit den Treffern im Detektor verglichen. Insgesamt wird die Prozedur bis zu elf mal wiederholt. Mit der Methode der kleinsten Quadrate werden die Parameter der Spur abgeschätzt und dient als Qualitätskriterium χ_{RK}^2 .

Die verwendeten Werte für die Spurqualität, die im gesamten Verlauf dieser Analyse verwendet werden, betragen $\chi_{RK}^2 < 400$ und $META_{QA} < 3$.

Die Geschwindigkeit der Teilchen berechnet sich direkt aus der Länge der Spur und der Flugzeit. Dafür wird die Distanz vom Vertex der Kollision bis zum META Treffer integriert.

$$\beta = \frac{1}{(t_{META} - t_{START})c} \cdot \int_{Vertex}^{META} \vec{s}(\vec{x}) d\vec{x} \quad (2.5)$$

Die Zeiten t_{START} und t_{META} sind dabei die Referenzzeiten der Detektoren, die die Flugzeit bestimmen. Die berechnete Spur wird durch $\vec{s}(\vec{x})$ beschrieben. Somit hat man über die Geschwindigkeit und den Impuls alle notwendigen Eigenschaften, um die Teilchen für die Datenanalyse zu identifizieren.

2.5 Simulation

Aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz und Totzeiten des Detektors ist es notwendig, Akzeptanz- und Effizienzkorrektoren mithilfe von Simulationen durchzuführen. Dazu werden die experimentellen Daten mit realistischen Simulationen verglichen.

Es werden mittels eines *eventgenerators* realistische Ereignisse erzeugt, bei denen die Impulse, Energien und Spuren der produzierten Teilchen realitätsnah nachgebildet werden. Für diese Analyse wird das relativistische Transportmodell iQMD (*Isospin Quantum Molecular Dynamics*) verwendet, welches in der Lage ist alle leichten Kerne zu erzeugen [48]. Im Vergleich zu anderen Transportmodellen behandelt iQMD die geladenen Zustände von Kernen und Pionen explizit und liefert eine stabile Dichteverteilung, sowie die korrekte Energieerhaltung. Die Initialisierung erfolgt dabei über eine harte Phasenraumkugel, in der die Kerne zufällig angeordnet sind ohne weitere Einschränkungen in der Lokalisierung.

Daraufhin werden die Teilchen nach der Erzeugung mittels der Detektorsimulation GEANT (*Geometry and Tracking*) durch HADES propagiert. GEANT simuliert dabei die Detektorantworten und die so erzeugten Daten entsprechen in ihrer Art exakt denen, die während der Strahlzeit gemessen wurden. Somit können die Simulationsergebnisse analog zu den realen Daten ausgewertet werden, da aber der Anfangszustand bekannt ist, ist man in der Lage Korrekturen durchzuführen.

Kapitel 3

Datenanalyse

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der grundlegenden Methodik zur Auswertung der Daten des HADES Detektors für die Au+Au Strahlzeit. Es wird beschrieben welche Bedingungen einzelne Ereignisse erfüllen müssen, wie die Zentralität ermittelt wird und wie die leichten Hadronen dieser Analyse identifiziert werden. Außerdem wird auf die Systematik der differentiellen Analyse eingegangen, sowie die Bestimmung der verwendeten Korrekturfaktoren beschrieben.

3.1 Ereignisselektion

Wie bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt, finden nicht in allen Ereignissen physikalisch relevante Reaktionen statt. Deswegen wird neben den Triggerbedingungen eine Selektion der Ereignisse anhand verschiedener Gütekriterien vorgenommen. Die prozentualen Anteile der verworfenen Ereignisse sind in Abb.3.1 dargestellt, wobei die PT3 Selektion auf 100% gesetzt wurde. Bei den Gütekriterien handelt es sich um:

GoodStart: Mindestens eine der beiden START Ebenen hat einen Treffer registriert, während der VETO Detektor nicht geschaltet hat.

NoPileUpStart: Während dem Zeitfenster von $-5 \text{ ns} < t_0 < 15 \text{ ns}$ um den START Treffer wurde nur ein Cluster gefunden. Mehrere Einträge (*Pile-Ups*) führen zu Fehlern in der Flugzeit- und Massenbestimmung durch überlappende Ereignisse.

NoVeto: Wenn innerhalb von $t_0 \pm 15 \text{ ns}$ ein Treffer im VETO Detektor gemessen wurde, wird das Ereignis verworfen, um auch Reaktionen außerhalb des Targets auszuschließen.

GoodVertexCluster & GoodVertexCandidate: Mindestens zwei Teilchenspuren müssen im Bereich des Targets (Vertex) von -65 mm bis 0 mm liegen, um Reaktionen mit einem anderen Teil des Detektors auszuschließen. Zusätzlich müssen mindestens zwei Teilchen registriert werden und mindestens eine Spur mit einer Vertex Rekonstruktion von $\chi^2 > 0$.

StartVeto: In dem Zeitraum von $15 - 350 \text{ ns}$ nach t_0 der Kollision muss mindestens ein VETO Signal registriert werden, um die Überlagerung zweier Ereignisse auszuschließen.

StartMeta Wenn ein Teilchen in den META Detektoren innerhalb von 80–350 ns nach dem entsprechenden START Hit gemessen wird, wird das Ereignis verworfen, da es bei dieser Flugzeit physikalisch unmöglich aus dem Ereignis stammen kann.

Nach Anwendung der Kriterien bleiben insgesamt etwa 58% Ereignisse von hoher Qualität übrig, die für diese Analyse verwendet werden. Zusätzlich wird im nächsten Abschnitt auf die Zentralität der Kollisionen eingegangen, um weitere periphere Ereignisse auszuschließen.

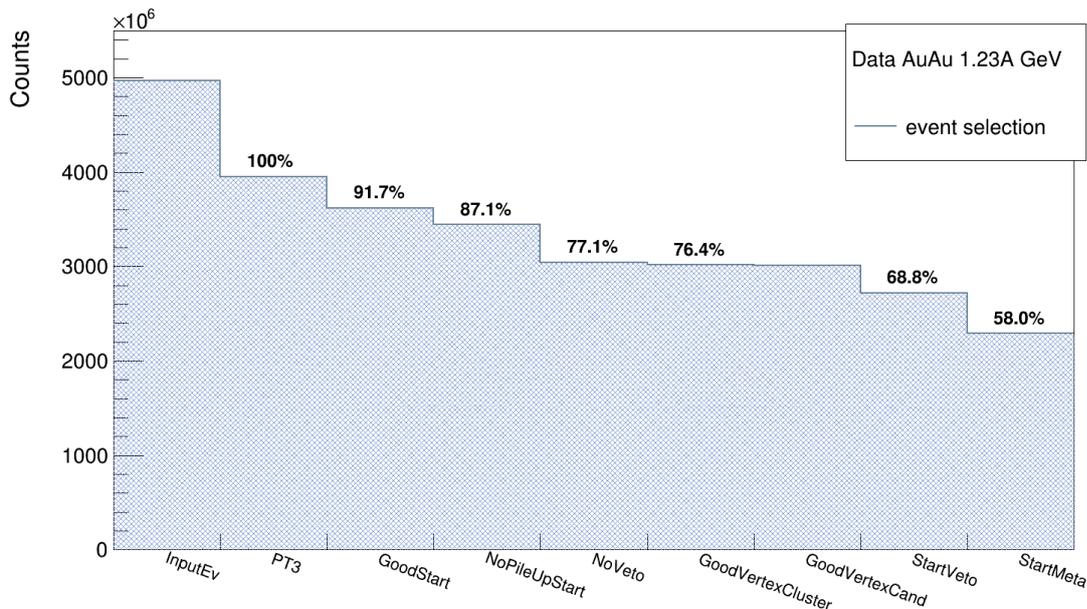


Abbildung 3.1: Anzahl der Ereignisse nach den jeweiligen Gütekriterien mit der PT3 Triggerbedingung als 100%.

3.1.1 Zentralitätsbestimmung

Die Klassifizierung der Ereignisse nach der Kollision wird über die Zentralität und den *impact parameter* b vorgenommen. Dieser Parameter gibt die Distanz zwischen den Zentren der kollidierenden Nukleonen an. Je kleiner er ist, desto mehr Energie wurde übertragen. Da es aber nicht möglich ist b direkt zu messen, muss die Größe über andere Observablen wie die Multiplizität abgeleitet werden. Durch das Glauber Modell ist dieser Zusammenhang beschrieben, indem die Anzahl der produzierten Teilchen durch die sogenannte *straight-line* Näherung abgeschätzt wird.

Grundlegend wird bei HADES die Annahme genutzt, dass bei zentralen Ereignissen mehr Teilchen in den Flugzeitwänden registriert werden als bei peripheren. Somit ergibt sich durch die Anzahl der Treffer in den META Detektoren RPC und TOF die Möglichkeit zwischen zentralen (0–40%) und peripheren (40–100%) Kollisionen zu differenzieren. Zusätzlich erfolgt eine Unterteilung der zentralen Ereignisse in vier Zentralitätsklassen zu jeweils 10%. Die Kenngrößen zur Einteilung sind in Tab.3.1 aufgelistet. Für den restlichen Verlauf dieser Arbeit werden die Ereignisse der Zentralitätsklasse 0–10% als zentral beschrieben und die restlichen drei Klassen bis zu 40% als semizentral.

Zentralitäts- klasse	$\langle A_{part} \rangle$	b_{max} [fm]	N_{max}	N_{min}
0 – 10%	$303,0 \pm 11,0$	4,7	312	157
10 – 20%	$213,1 \pm 11,1$	6,6	157	117
20 – 30%	$149,8 \pm 9,7$	8,1	117	82
30 – 40%	$103,1 \pm 6,8$	9,3	82	55

Tabelle 3.1: Kenngrößen zur Unterscheidung der Zentralitätsklassen bei Au+Au Kollisionen [44]. Angegeben ist die Anzahl der Partizipanten $\langle A_{part} \rangle$, der maximale *impact parameter* b_{max} und die Anzahl der Treffer in RPC und TOF zwischen N_{min} und N_{max} [45].

3.2 Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation oder *particle identification* (PID) für die leichten Kerne p , d , t und ${}^3\text{He}$ erfolgt aufgrund ihrer unterschiedlichen Eigenschaften. Bei HADES wird dafür hauptsächlich der Zusammenhang zwischen ihrer Geschwindigkeit β und dem Impuls p genutzt, dargestellt in Abb.3.3. Zusätzlich kann eine Identifikation durch den spezifischen Energieverlust in den TOF und MDC Subdetektorsystemen vorgenommen werden. Für diese Analyse wurde jedoch nur der spezifische Energieverlust in den MDCs für die PID verwendet.

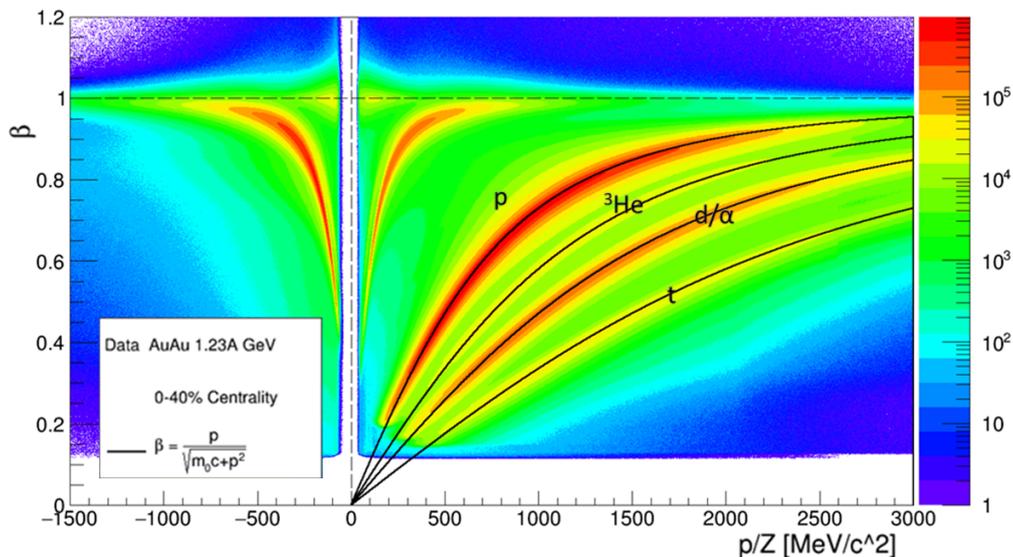


Abbildung 3.2: Teilchenidentifikation mittels Flugzeit und Impuls. Aufgetragen ist die Geschwindigkeit β gegenüber dem Impuls p geteilt durch die Polarität Z . Eingezeichnet sind die idealen Kurven der entsprechenden Teilchen dieser Analyse. Außerdem sind noch π^\pm zu erkennen.

Durch die im vorherigen Kapitel beschriebene Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung lassen sich zunächst die Geschwindigkeiten der Teilchen berechnen. Dazu wird die Länge der Teilchenspur s durch die Flugzeit $\Delta t = t_{META} - t_{START}$ geteilt, um den relativistischen Lorentzfaktor γ zu ermitteln.

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{s}{\Delta t \cdot c} \quad (3.1)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.2)$$

Daraus folgt das Masse-zu-Ladungsverhältnis, basierend auf der Lorentz- und Zentrifugalkraft. Die Verteilung der so mit HADES gemessenen Teilchenmassen ist in Abb.3.3 gezeigt.

$$\frac{m}{q} = \frac{p/q}{\beta\gamma c} \quad (3.3)$$

Wegen möglichen Fehlern in der Flugzeitmessung kann es vorkommen, dass die gemessenen Geschwindigkeiten größer als die Lichtgeschwindigkeit sind. Damit es dadurch nicht zu imaginären Teilchenmassen führt, wird in der Regel mit dem Quadrat der Masse gerechnet.

Da es sich hier aber um das Verhältnis zwischen Ladung und Masse handelt, werden Teilchen, die eine doppelte elektrische Ladung tragen, bei der Hälfte ihrer Masse rekonstruiert. Das hat zur Folge, dass z.B. das ${}^3\text{He}$ zwischen Protonen und Deuteronen zu sehen ist. Dieser Zusammenhang wird in der folgenden Analyse durch eine Impulskorrektur berücksichtigt. Schwieriger ist die Separation von Deuteronen und ${}^4\text{He}$, die in ihren Verteilungen überlappen. Um eine reine Identifikation der Deuteronen zu erreichen, benötigt man dementsprechend ein weiteres Kriterium zur Unterscheidung. Dafür wird der spezifische Energieverlust pro Wegstrecke $-dE/dx$ genutzt, auf den in Abschnitt 3.2.2 näher eingegangen wird.

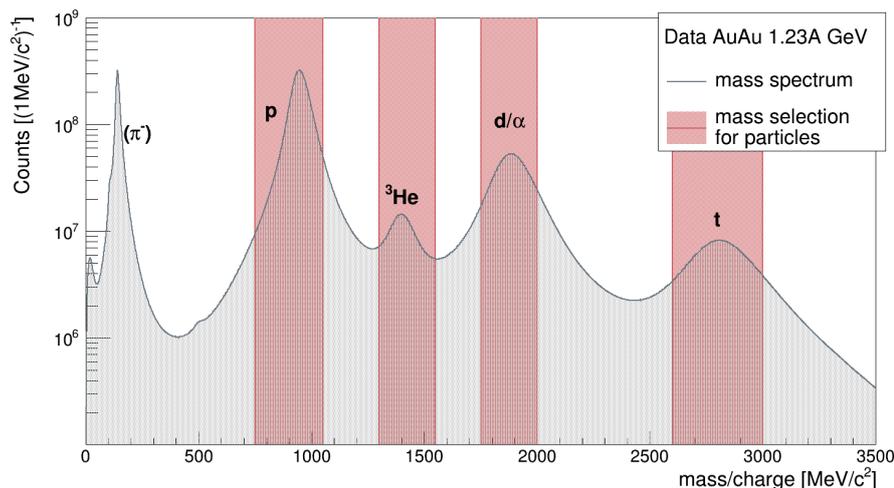


Abbildung 3.3: Massenspektrum der rekonstruierten Teilchen über die gesamte Datenstatistik. Aufgetragen ist die Zählrate gegenüber der Masse geteilt durch die Polarität. Eingezeichnet sind die Selektionsbereiche für die Erstellung des dE/dx Cuts der Teilchen p , d , t und ${}^3\text{He}$ um ihre nominellen Massen.

3.2.1 Teilcheneigenschaften

	Protonen	Deuteronen	Tritonen	${}^3\text{He}$
Masse [u]	1,007	2,013	3,015	3,016
Masse [MeV/c^2]	938,3	1875,6	2808,9	2808,4
Ladung [e]	+1	+1	+1	+2
E_B [MeV]	-	2,225	8,482	7,718
Spin ^{Parität}	1/2 ⁺	1 ⁺	1/2 ⁺	1/2 ⁺
Masseselektion	750 -	1750 -	2600 -	1300 -
[MeV/c^2]	1050	2000	3000	1550 (*)
Impulsselektion	300 -	600 -	> 600	> 550
[MeV/c]	2500	3200		

Tabelle 3.2: Teilcheneigenschaften der leichten Kerne p , d , t und ${}^3\text{He}$ [46]. Aufgelistet ist die Masse in u und MeV/c^2 , die Bindungsenergie sowie der Spin. Zusätzlich sind die Masse- und Impulsselektionsbereiche angegeben, die zur PID genutzt werden. Der Massebereich für ${}^3\text{He}$, der mit (*) gekennzeichnet ist, wurde jedoch aufgrund der doppelten Ladung um die Hälfte der nominellen Masse gelegt.

Bei den in dieser Arbeit analysierten Teilchen handelt es sich um die leichten Kerne. Die Eigenschaften von p , d , t und ${}^3\text{He}$ sind in Tabelle 3.2 zusammengetragen.

Das Proton setzt sich in seinem elementaren Aufbau aus zwei up -Quarks und einem $down$ -Quark zusammen. Somit handelt es sich um ein Baryon. Ein einzelnes Proton wird auch als Wasserstoffkern bezeichnet und hat dementsprechend keine Bindungsenergie.

Das Deuteron besteht aus einem Proton und einem Neutron im Kernverbund. Die relativ geringe Bindungsenergie führt dazu, dass es in sogenannten *pick-up* Reaktionen geformt werden kann. Dabei bindet ein Proton mit genügend kinetischer Energie ein Neutron. Die Quarkzusammensetzung eines Neutrons besteht aus einem up und zwei $down$. Aufgrund des gleichen Masse-zu-Ladungsverhältnisses von Deuteronen und ${}^4\text{He}$ befinden sich beide Teilchen in der selektierten Massenregion und für eine möglichst reine Identifikation muss der Energieverlust verwendet werden.

Bei den Tritonen handelt es sich um Kerne, die aus einem Proton und zwei Neutronen aufgebaut sind. Es gilt als instabil und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 12,32 Jahren. Dabei wird das Triton durch den Betazerfall in ein ${}^3\text{He}$ umgewandelt. Eine weitere Bezeichnung für Tritonen ist überschwerer Wasserstoff.

${}^3\text{He}$ ist eins der beiden stabilen Isotope des Heliums und setzt sich aus zwei Protonen und einem Neutron zusammen. Wegen der doppelten Ladung und der Bestimmungsmethode des Masse-zu-Ladungsverhältnisses muss die Massenregion zur Selektion halbiert werden.

3.2.2 Spezifischer Energieverlust

Der spezifische Energieverlust pro Wegstrecke $-dE/dx$ im Detektormedium berechnet sich über die Bethe-Bloch-Formel und ist somit abhängig von Materialeigenschaften, der Geschwindigkeit und dem Impuls der Teilchen [47].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{p^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2c^2 m_e \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.4)$$

mit

- N_A – Avogadrokonstante
- r_e – klassischer Elektronenradius
- m_e – Elektronenmasse
- Z, A – Ordnungs- und Massezahl des durchquerten Materials
- z – Ladung des einfallenden Teilchens
- I – materialabhängige Ionisationskonstante
- γ – Lorentzfaktor
- δ – Dichtekorrekturfaktor

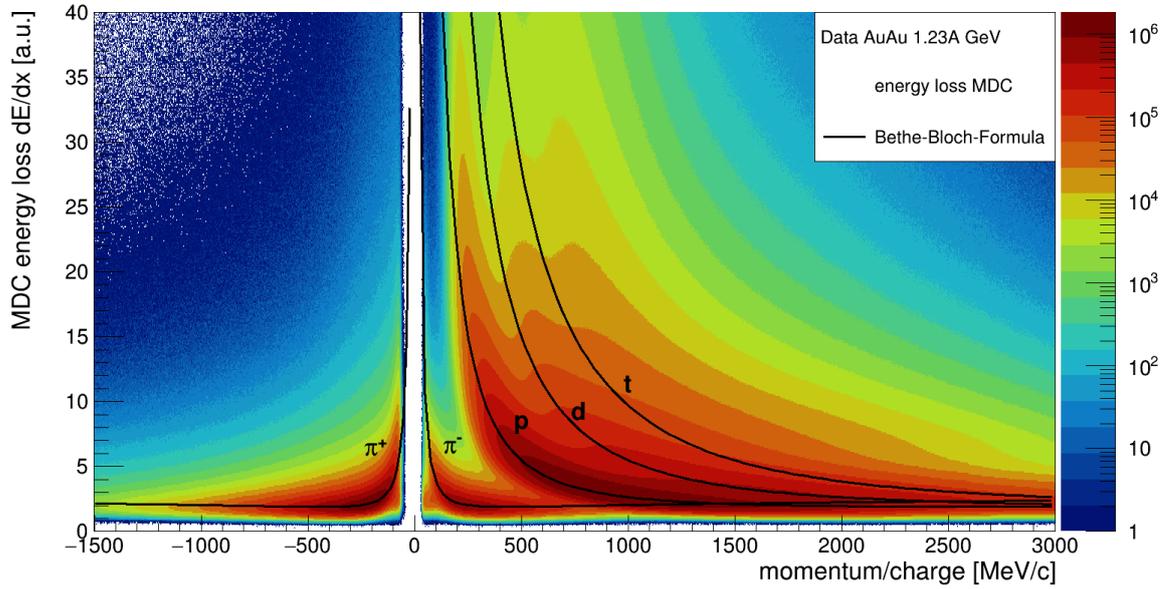
T_{max} beschreibt die maximale kinetische Energie, die in einem einfachen Stoß auf ein freies Elektron übertragen werden kann. Die Masse M bezieht sich dabei auf das durchfliegende Teilchen.

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (3.5)$$

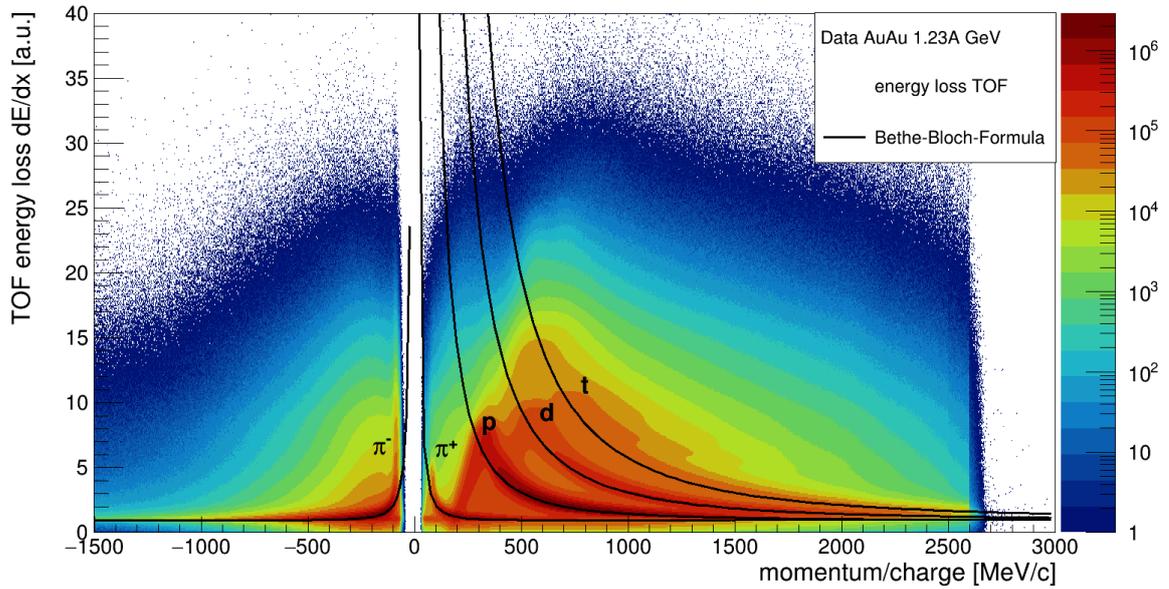
Dementsprechend verlieren Teilchen mit mehr Ladung auch durchschnittlich mehr Energie beim Durchqueren des Detektormediums. Somit ist man in der Lage Deuteronen und ^4He zu unterscheiden.

In Abb.3.4 ist der spezifische Energieverlust gegenüber dem Impuls in RPC und TOF gezeigt. Die eingezeichneten Linien entsprechen dabei dem erwarteten Zusammenhang nach der Bethe-Bloch-Formel für die einzelnen Teilchen. Da der TOF Detektor aus massiven Szintillatoren besteht, können Teilchen auch vollständig gestoppt werden. Im niedrigen Impulsbereich (*full stopping region*) weichen daher die Messwerte von den theoretischen Kurven ab.

Für diese Analyse wird deshalb lediglich der MDC Energieverlust zur Teilchenidentifikation verwendet. Diese Art der Selektion findet nicht nur für die Deuteronen Anwendung, sondern für alle leichten Kerne werden spezifische Bereiche im Energieverlustspektrum definiert. Dafür wird nach der Massenvorselektion, beschrieben in Tab.3.2, 100 MeV/c Projektionen in 30 MeV/c Schritten der Impulsachse mit einem asymmetrischen Gaußfit beschrieben und auf 3σ für p , d und t sowie 2σ für ^3He eingeschränkt. Die zur finalen Teilchenidentifikation verwendeten Selektionskriterien werden in Kapitel 4 gezeigt.



a) MDC



b) TOF

Abbildung 3.4: Spezifischer Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx in a)MDC und b)TOF ohne Vorselektion. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den einzelnen Teilchen und sind über die Bethe-Bloch-Formel (3.4) bestimmt. Für den Energieverlust im TOF Detektor sieht man die *full stopping region* für niedrige Impulse.

3.3 Differentielle Analyse

Um die gesamte Zählrate oder *yield* der emittierten leichten Kerne zu bestimmen und Informationen über ihre kinematischen Verteilungen zu erhalten, wird eine multi-differentielle Analyse durchgeführt. Diese wird als Funktion der Rapidität y und der transversalen Masse m_t ausgeführt, die den Phasenraum abdecken. Alternativ kann ebenfalls der transversale Impuls p_t verwendet werden, der sich in m_t umrechnen lässt.

$$y = \arctan\left(\frac{v}{c}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + pc}{E - pc}\right) \quad (3.6)$$

Der Rapiditätsbereich wird für diese Analyse von 0,09 bis 2,09 in 20 Intervalle von je 0,1 eingeteilt, da die mittlere Rapidität oder *mid-rapidity* für Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV bei $y_{cm} = 0,74$ liegt. Somit sind die Intervalle bzw. Bins symmetrisch darum orientiert.

Die transversale Masse m_t ist definiert als Anteil der Teilchenenergie, der orthogonal zur Strahlachse (z-Achse) orientiert ist.

$$m_t = \sqrt{m_0^2 + p_t^2} \quad (3.7)$$

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.8)$$

Genau genommen wird für die differentielle Analyse die transversale Masse als $m_t - m_0$ aufgetragen. Für Protonen ist der untersuchte Bereich von $0 - 1200 \text{ MeV}/c^2$ in 52 Bins zu jeweils $25 \text{ MeV}/c^2$ eingeteilt. Bei den anderen leichten Kernen wird die transversale Masse von $0 - 1000 \text{ MeV}/c^2$ in 40 Bins separiert. Somit ist der Phasenraum für die Protonen in 1040 Zellen unterteilt und für die anderen Teilchen in 800. Jede dieser Zellen wird einzeln ausgewertet. Das beinhaltet die Untergrundabschätzung zur Bestimmung des reinen Signals, sowie die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur mittels Simulation.

Der Ablauf der differentiellen Analyse ist in Abb.3.5 dargestellt, wobei die Hauptaufgabe darin besteht die korrigierten und normierten *yields* zu bestimmen. Daraufhin können diese Ergebnisse mit verschiedenen Modellen über den gesamten Phasenraum extrapoliert werden, um die Rapiditätsverteilungen der einzelnen Teilchen zu bestimmen.

3.3.1 Untergrundabschätzung

Der erste Schritt nach der Einteilung in Rapiditäts- und $m_t - m_0$ Bins ist die Untergrundbeschreibung. Dazu muss über die gesamte Matrix an Massenhistogrammen eine Methode verwendet werden, die in der Lage ist mit den verschiedenen Verteilungen umzugehen. Als besonders effektiv hat sich die Kombination aus den *root* Klassen *Peakfinder* und *Interpolator* herausgestellt.

Der *Peakfinder* sucht in vordefinierten Bereichen nach Scheitelpunkten, die von Teilchen stammen, welche zum Untergrund beitragen. Das bedeutet z.B. im Falle der Deuteronen, dass die Signale von Protonen, ^3He und Tritonen identifiziert werden. Dabei müssen die Untergrundsignale die Kriterien erfüllen, dass ein angepasster Gaußfit innerhalb der entsprechenden Masseregion konvergiert und, dass die Amplitude mindestens 10% des höchsten Punktes innerhalb des Spektrums besitzt.

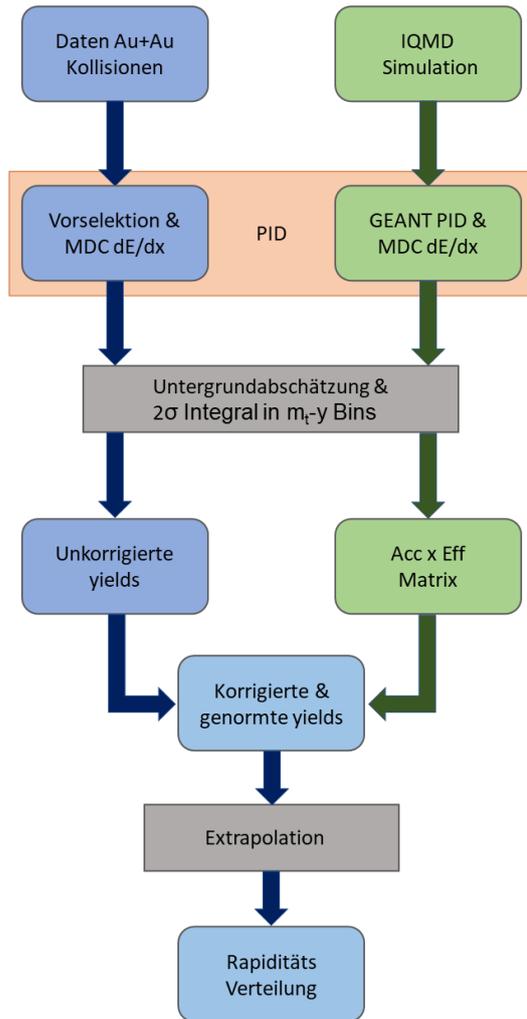


Abbildung 3.5: Ablauf der Analyse mit Daten und Simulation. Nach der PID wird der Untergrund abgeschätzt und die Signale im 2σ Bereich integriert. Daraufhin wird die Akzeptanz und Effizienzmatrix berechnet mit der die differentiellen Zählraten korrigiert werden, die außerdem noch auf die Anzahl der Ereignisse genormt werden. Als letztes wird über den gesamten Phasenraum extrapoliert, um die Rapiditätsverteilung zu bestimmen.

Daraufhin werden zu jedem Scheitelpunkt fünf Interpolationspunkte definiert, die in Richtung des zu untersuchenden Signals gelegt werden. Dabei wird der Abstand der Interpolationspunkte über den Gaußfit an die Untergrundteilchen bestimmt, indem jeweils ein Vielfaches der σ -Umgebung verwendet wird. Zusätzlich wird aber noch eine konstante Verschiebung und ein konstanter Versatz für jedes Teilchen eingefügt, da sonst in manchen Fällen die antizipierte Kurvenform des Untergrundes nicht getroffen wird.

Anhand der Interpolationspunkte wird daraufhin eine quadratische Funktion erstellt, die dem Untergrund entspricht. Ein Beispielhistogramm ist in Abb.3.6 gezeigt, welches aus der Deuteronanalyse entnommen wurde. Zu sehen sind die identifizierten Scheitelpunkte der Protonen und Tritonen, die über den *Peakfinder* gefunden wurden und die Interpolationspunkte. Die berechnete Untergrundverteilung wird daraufhin von den Daten abgezogen, um eine reine Verteilung zu erhalten. Diese Verteilung wird mit einer Gaußfunktion gefittet und im 2σ -Bereich um den Mittelwert integriert, wodurch die Anzahl der gemessenen Teilchen im Signal bestimmt wird.

Dieses Verfahren wird für jeden (m_t-y) -Bin durchgeführt, wo eine sinnvolle Untergrundabschätzung möglich ist. Die so berechneten *yields* werden im Phasenraum angegeben und im nächsten Schritt mittels Simulation korrigiert.

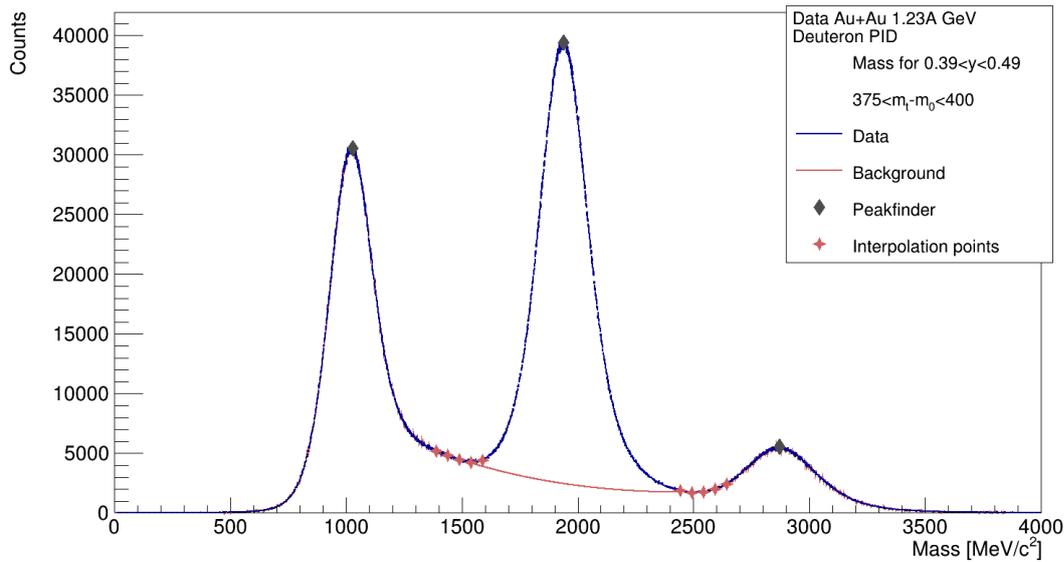


Abbildung 3.6: Beispiel eines Massenhistogramms für Deuteronen in der Phasenraumzelle $0,39 < y < 0,49$ und $375 < m_t - m_0 < 400 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die gefundenen Scheitelpunkte mit dem *Peakfinder* und die Interpolationspunkte über die der Untergrund abgeschätzt wird.

3.3.2 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur

In Abschnitt 2.5 wurde bereits kurz auf die verwendete iQMD Simulation eingegangen, die zur Effizienz- und Akzeptanzkorrektur verwendet wird. Da Teilchen in Schwerionenkollisionen nur im aktiven Volumen des HADES Detektors gemessen werden können, ist es notwendig die fehlenden Bereiche auszugleichen. Außerdem kann es dazu kommen, dass nicht alle Spuren gemessen und vollständig rekonstruiert werden. Somit muss man die ausgewerteten Daten für die geometrische Akzeptanz, Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz korrigieren. Dieser Korrekturfaktor ist abhängig von Teilchenart, der PID und der Zentralität des Stoßes.

Die Akzeptanz berechnet sich aus dem Verhältnis der akzeptierten Teilchenkandidaten N_{acc} zu den durch die Simulation bekannte Anzahl an generierten Teilchen N_{gen} . Dieser Zusammenhang wird für jede Zelle des Phasenraums einzeln durchgeführt.

$$acc(m_t, y) = \frac{N_{acc}(m_t, y)}{N_{gen}(m_t, y)} \quad (3.9)$$

Da HADES aus verschiedenen Subdetektorsystemen aufgebaut ist, setzt sich die Detektoreffizienz aus den Effizienzen der einzelnen Komponenten zusammen. Zusammen mit der Spurrekonstruktionseffizienz berechnet sich der Effizienzfaktor aus dem Verhältnis von rekonstruierten Spuren N_{reco} zur Anzahl an akzeptierten Teilchen.

$$\epsilon_{reco}(m_t, y) = \frac{N_{reco}(m_t, y)}{N_{acc}(m_t, y)} \quad (3.10)$$

Die gesamte Korrektur wird daraufhin über das Produkt von Akzeptanz und Effizienz durchgeführt, die sich zu folgendem Ausdruck vereinfachen lässt.

$$acc(m_t, y) \cdot \epsilon_{reco}(m_t, y) = \frac{N_{reco}(m_t, y)}{N_{gen}(m_t, y)} \quad (3.11)$$

Die hier angegebenen Formeln sind alle als Funktionen von transversaler Masse m_t und Rapidität y definiert, lassen sich aber analog für den transversalen Impuls p_t und Rapidität berechnen.

3.3.3 Bestimmung der Gesamtproduktion

Der letzte Schritt der multidifferenziellen Analyse ist die Extrapolation der Daten über den gesamten transversalen Massenbereich und dadurch die Bestimmung der gesamten Teilchenproduktion pro Ereignis.

Es gibt verschiedene Modelle, die verwendet werden können um den Verlauf der Daten zu beschreiben, in dieser Analyse wird dafür der Siemens-Rasmussen-Funktion verwendet. Sie beinhaltet die radiale Expansionsgeschwindigkeit β_r der emittierenden Teilchenquelle und die kinetische *freeze-out* Temperatur T .

$$\frac{d^2N}{dm_t dy} = C(y) E \exp\left(\frac{-\gamma_r E}{T}\right) \left[\left(\gamma_r + \frac{T}{E}\right) \frac{\sinh(\alpha)}{\alpha} - \frac{T \cosh(\alpha)}{E} \right] \quad (3.12)$$

Der Lorentzfaktor γ_r bezieht sich dabei auf die Radialgeschwindigkeit und E beschreibt die Schwerpunktenergie der Teilchen. $C(y)$ ist eine Konstante für jeden Rapiditätsbin und α berechnet sich aus dem Impuls des Teilchens in Schwerpunktsystem.

$$\alpha = \frac{\gamma_r \beta_r p}{T} \quad (3.13)$$

In dieser Funktion sind die freien Parameter T , β_r und $C(y)$ stark miteinander korreliert. Damit die Funktion beim fitten nicht in ein lokales Minimum läuft, wird für jede Zentralitätsklasse eine χ^2 -Minimierung durchgeführt. In diesem Prozess werden die Parameter T und β_r gemeinsam variiert, um optimale globale Parameter zu finden. Der *Pearson's chi squared test* kann generell verwendet werden, wenn ein Satz von N Messungen die Ergebnisse $x_i \pm \sigma_i$ liefert und ein theoretischer Erwartungswert μ_i existiert [49]. Im Falle der Siemens-Rasmussen-Funktion ist das Ergebniss des Fits der theoretische Erwartungswert und die Messergebnisse werden durch die transversalen Massenspektren geliefert.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(x_i - \mu_i)^2}{m u_i} \quad (3.14)$$

Der so berechnete χ^2 -Wert gibt die Güte des Fits an. Je näher χ^2 zu eins ist, desto besser beschreibt die Fitfunktion die Daten. Für diesen Zweck wird in dieser Analyse die *root* Klasse *MultiFitter* verwendet, welche die χ^2 -Minimierung automatisch vornimmt und die optimalen globalen Parameter ermittelt [50].

Durch die Extrapolation über die Siemens-Rasmussen-Funktion im nicht gemessenen Bereich des transversalen Spektrums und die gemessenen Datenpunkte, kann nun die Gesamtproduktion der Teilchen ermittelt werden. Dafür werden zunächst alle gegebenen Datenpunkte im Bereich $(m_t - m_0)^{min}$ bis $(m_t - m_0)^{max}$ eines Rapiditätsbins

aufsummiert. Der restliche Bereich wird über die Fitfunktion integriert und liefert den Extrapolationsfaktor $f(y)$.

$$f(y) = \int_0^\infty f_{SR}(m_t, y) dm_t - \int_{(m_t - m_0)^{min}}^{(m_t - m_0)^{max}} f_{SR}(m_t, y) dm_t \quad (3.15)$$

Addiert mit der Summe der Datenpunkte wird $f(y)$ als nächstes durch die Anzahl der Ereignisse geteilt, um die Rapiditydichteverteilung dN/dy zu berechnen. Da es sich bei Au+Au Kollisionen um ein symmetrisches Stoßsystem handelt, wird angenommen, dass die Rapidityverteilung ebenfalls innerhalb ihrer Fehler symmetrisch um die mittlere Rapidity verteilt ist. Um das zu zeigen wird in den gemessenen Spektren, die im nächsten Kapitel gezeigt werden, die Datenpunkte um die mittlere Rapidity gespiegelt.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der multidifferentiellen Analyse für Protonen, Deuteronen, Tritonen und ^3He aus Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV beschrieben. Die einzelnen Schritte wurden in Kapitel 3 diskutiert und werden als Nächstes für jede Teilchenart in den vier Zentralitätsklassen separat durchgeführt.

4.1 Protonen

Das Proton ist das häufigste Teilchen, das aus den Kollisionen emittiert wird. Die Quarkzusammensetzung besteht aus zwei Up- und einem Down-Quark, also besitzen Protonen eine elektrische Ladung von $+1e$. Mit einer Ruhemasse von $m_0 = 938,3\text{MeV}/c^2$, sind sie die leichtesten Baryonen.

4.1.1 Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes

Die erste Einschränkung zur Auswahl der Teilchenkandidaten erfolgt über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke, gemessen in den MDCs. Dieser Vorgang wird analog für Daten und Simulation pro Winkelbereich des Detektors durchgeführt, um unabhängige Selektionskriterien zu bestimmen und so mögliche systematische Unterschiede in simulierten und experimentellen Daten abzufangen. Die Verteilungen für den durch den Detektor abgedeckten Winkelbereiche RPC und TOF sind in Abb.4.1 für Daten und in Abb.4.2 für Simulation zusammen mit den generierten Einschränkungen gezeigt. Die Unterteilung in die einzelnen Winkelbereiche erfolgt aufgrund der unterschiedlichen Auftreffwinkel und Spurdichte in den MDCs.

Die Selektionsschnitte berechnen sich aus Projektionen auf der Impulsachse mit einer Breite von $100\text{ MeV}/c$, die sich in Abständen von $30\text{ MeV}/c$ wiederholen. Diese Verteilungen werden mit einer asymmetrischen Gaußfunktion angefitet. Exemplarisch sind in Abb.4.3 zwei dieser Projektionen dargestellt. Um auch hohe Werte des Energieverlusts zu berücksichtigen, ist diese logarithmisch aufgetragen. Die angepasste Fitformel verändert sich damit zum Ausdruck (4.1), wobei μ der Mittelwert und σ die Varianz sind. A ist die Amplitude der Verteilung.

Die in den Energieverlustspektren eingezeichneten Linien entsprechen der 3σ Abweichung um den Mittelwert und liefern eine Auswahl, die über 99% der Protonen beinhaltet.

$$f\left(\ln\left(\frac{dE}{dx}\right)\right) = \begin{cases} A \cdot \exp\left(\frac{1}{2} \frac{\ln\left(\frac{dE}{dx}\right) - \mu^2}{\sigma_1^2}\right) & \text{für } \frac{dE}{dx} \leq \mu \\ A \cdot \exp\left(\frac{1}{2} \frac{\ln\left(\frac{dE}{dx}\right) - \mu^2}{\sigma_2^2}\right) & \text{für } \frac{dE}{dx} > \mu \end{cases} \quad (4.1)$$

Um einen möglichst glatten Verlauf der Selektionsbereiche zu erhalten, findet die hier beschriebene Methodik mit Projektionen und asymmetrischen Gaußfit nur in dem Bereich von 390 MeV/c bis 2700 MeV/c für den RPC Winkelbereich und 240 MeV/c bis 1800 MeV/c für den TOF Winkelbereich Anwendung. Die Werte darüber und darunter berechnen sich aus einer linearen Näherung der zwei Punkte davor bzw. dahinter. Zusätzlich sind minimale und maximale Impulsschnitte von $p_{min} = 300$ MeV/c und $p_{max} = 2500$ MeV/c definiert. Im niedrigen Impulsbereich ist die Auflösung des gemessenen Energieverlusts pro Wegstrecke nicht ausreichend, um die Kurven unterschiedlicher Teilchen klar zu trennen. Im hohen Impulsbereich wird eine detektorspezifische Impulskorrektur durchgeführt, die nur Impulse bis $p_{max} = 2500$ MeV/c berücksichtigt. Die genaue Teilchenidentifikation bzw. Signalextraktion folgt anschließend über die aus der gemessenen Flugzeit und aus rekonstruiertem Impuls berechneten Masse der Protonenkandidaten. In der Auswahl der Protonenkandidaten finden sich immer noch andere Teilchen wie z.B. Deuteronen, also sind die resultierenden Protonensignale nicht untergrundfrei. Um diesen zu beschreiben, werden Massenspektren gefüllt und im folgenden Abschnitt wird die reine Zählrate der Protonensignale bestimmt.

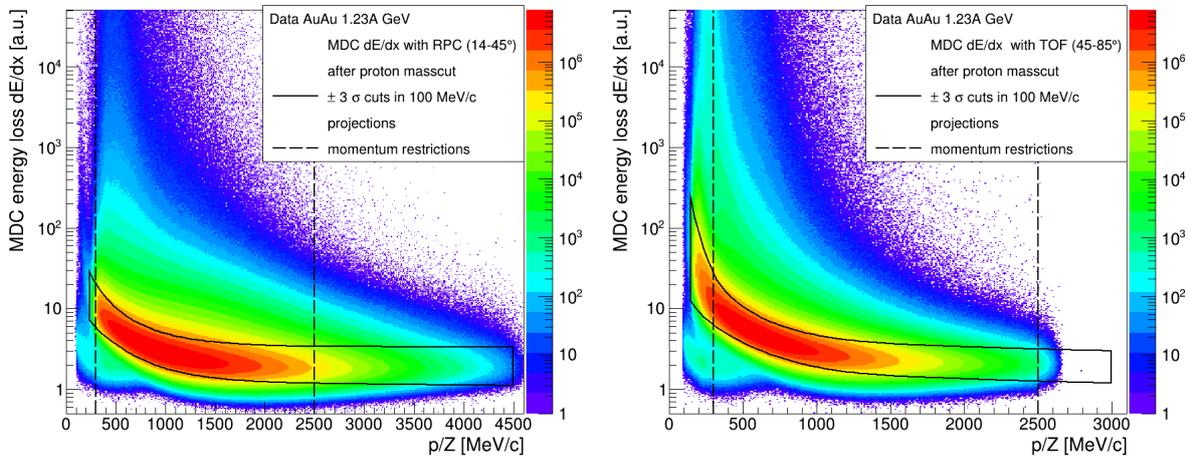


Abbildung 4.1: Teilchenselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke für Protonen in Daten nach der Massenvorselektion im Bereich von $750 \text{ MeV}/c^2 < m < 1050 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 3σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen.

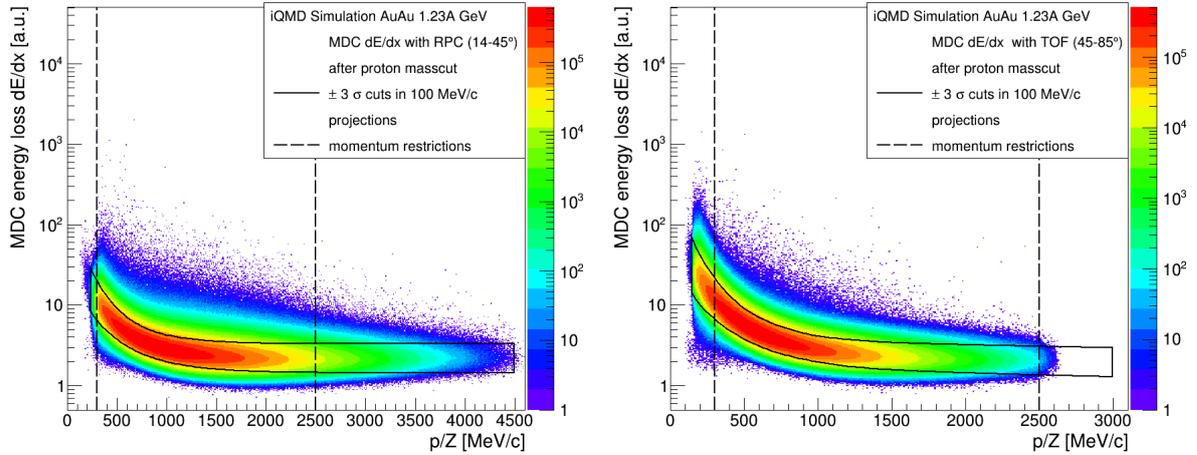


Abbildung 4.2: Teilchenselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke für Protonen in iQMD Simulation nach der Massenvorselektion im Bereich von $750 \text{ MeV}/c^2 < m < 1050 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 3σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen.

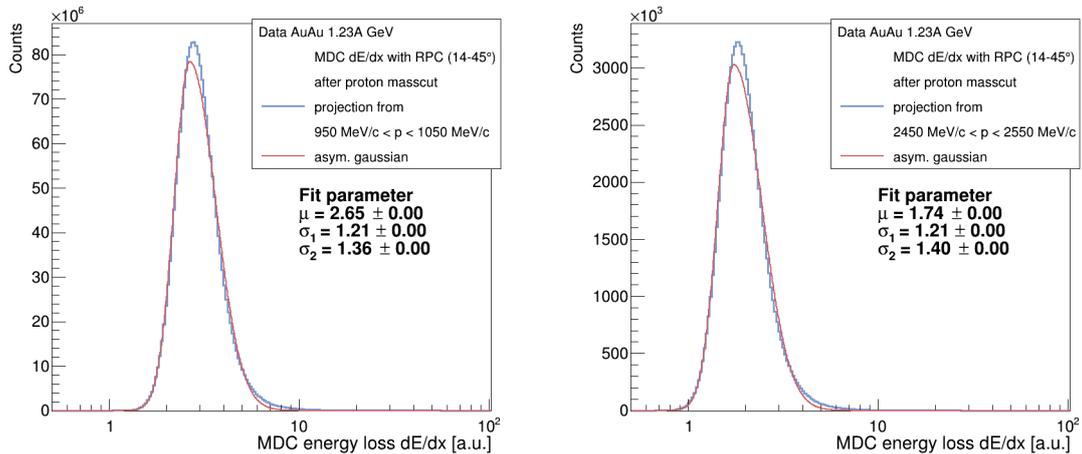


Abbildung 4.3: Beispiele der Projektionen des Energieverlusts pro Wegstrecke für Protonenkandidaten über $100 \text{ MeV}/c$ im RPC Winkelbereich. Links die Verteilung für einen Impulsbereich von $950 \text{ MeV}/c$ bis $1050 \text{ MeV}/c$ mit korrespondierendem asymmetrischen Gaußfit und den generierten Parametern. Rechts eine Verteilung für höhere Impulse von $2450 \text{ MeV}/c$ bis $2550 \text{ MeV}/c$.

4.1.2 Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate

Nach erfolgreicher Einschränkung der Protonenkandidaten, erfolgt als Nächstes die Aufteilung in einzelne Phasenraumzellen zur Signalextraktion. Gewählt werden dazu 52 Bins über einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $0 - 1300 \text{ MeV}/c^2$ und 20 Bins über einen Rapiditätsbereich von $0,09$ bis $2,09$. Innerhalb dieser $25 \text{ MeV}/c^2 \times 0,1$ großen Zellen werden Massenspektren ausgewertet. Die Signalextraktion erfolgt über diese Massenspektren, die abhängig von transversaler Masse und Rapidität gefüllt werden.

In Abschnitt 3.3.1 wurde zur Untergrundabschätzung bereits auf den *Peakfinder* und *Interpolator* eingegangen, die hier nun Anwendung finden. Der *Peakfinder* wird so eingestellt, dass er Signale in dem Bereich von $450 \text{ MeV}/c^2$ bis $1500 \text{ MeV}/c^2$ den Protonen zugeordnet werden. Deuteronen, die zum Untergrund beitragen, werden in einem Bereich über $1500 \text{ MeV}/c^2$ gesucht. Daraufhin wird mit dem *Interpolator* ein kontinuierlicher Verlauf ausgehend vom Deuteronenscheitelpunkt berechnet, welcher weiter in den Bereich der Protonen extrapoliert wird.

Die konstante Verschiebung der fünf Interpolationspunkte, die hier für den gesamten Phasenraumbereich verwendet wurde, beträgt $30 \text{ MeV}/c^2$ und als zusätzlicher Versatz wurde $5 \text{ MeV}/c^2$ eingestellt. Es gilt für diese "Stellschrauben" Werte zu finden, die eine stabile Untergrundbeschreibung über den gesamten Phasenraum und für alle Zentralitätsklassen gewährleisten. Da im kleineren Massenbereich neben den Protonen kein Signal beobachtet wird, findet außerdem die Bedingung Anwendung, dass die Interpolation den Nullpunkt des Spektrums treffen muss.

Eine beispielhafte Auswahl der insgesamt 1040 Spektren pro Zentralität ist im Folgenden dargestellt. Gewählt wurde der Massenbereich $325 \text{ MeV}/c^2$ bis $625 \text{ MeV}/c^2$ in der $0 - 10\%$ Zentralitätsklasse um *midrapidity* in Abb.4.4, um *most backward* in Abb.4.5 und um den vorletzten *forward* Rapiditätsbereich in Abb.4.6. Im Anhang finden sich die korrespondierenden Spektren für die weiteren Zentralitätsklassen, Abb.A.3 bis Abb.A.11. Man erkennt, dass der *Peakfinder* die vorhandenen Peaks korrekt zuordnet. Die Interpolationspunkte finden sich durch den eingestellten Versatz in den Tälern zwischen den Signalen, von wo aus ein Polynom zweiten Grades unter das Protonensignal gelegt wird.

Der so bestimmte Untergrund wird als Nächstes von den Daten abgezogen. Die resultierenden Verteilungen werden mit einer Normalverteilung beschrieben und in einem 2σ -Bereich um den Mittelwert integriert. Dieser Wert entspricht dem vorläufigen Signal oder *yield* der Phasenraumzelle. Vorläufig bedeutet in diesem Fall, dass es sich um die reinen Signale handelt, die innerhalb der Akzeptanz und Effizienz von HADES über die gesamte Strahlzeit gemessen wurden.

Für eine unabhängige Betrachtung werden die Zählraten zunächst auf die Anzahl der Ereignisse normiert, um die differentielle Zählrate pro Ereignis anzugeben. Im nächsten Abschnitt folgt die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur der Daten.

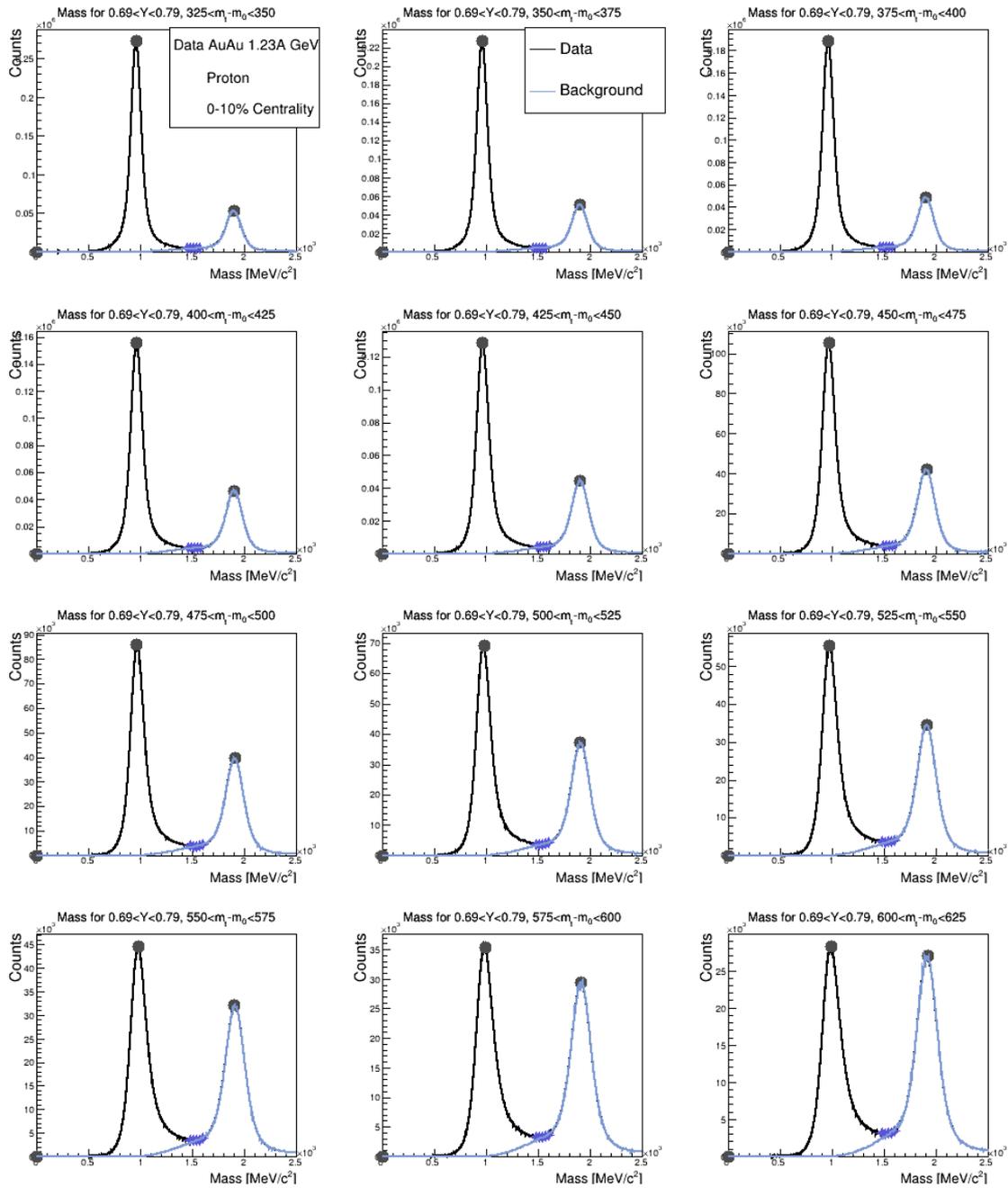


Abbildung 4.4: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* ($0,69-0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

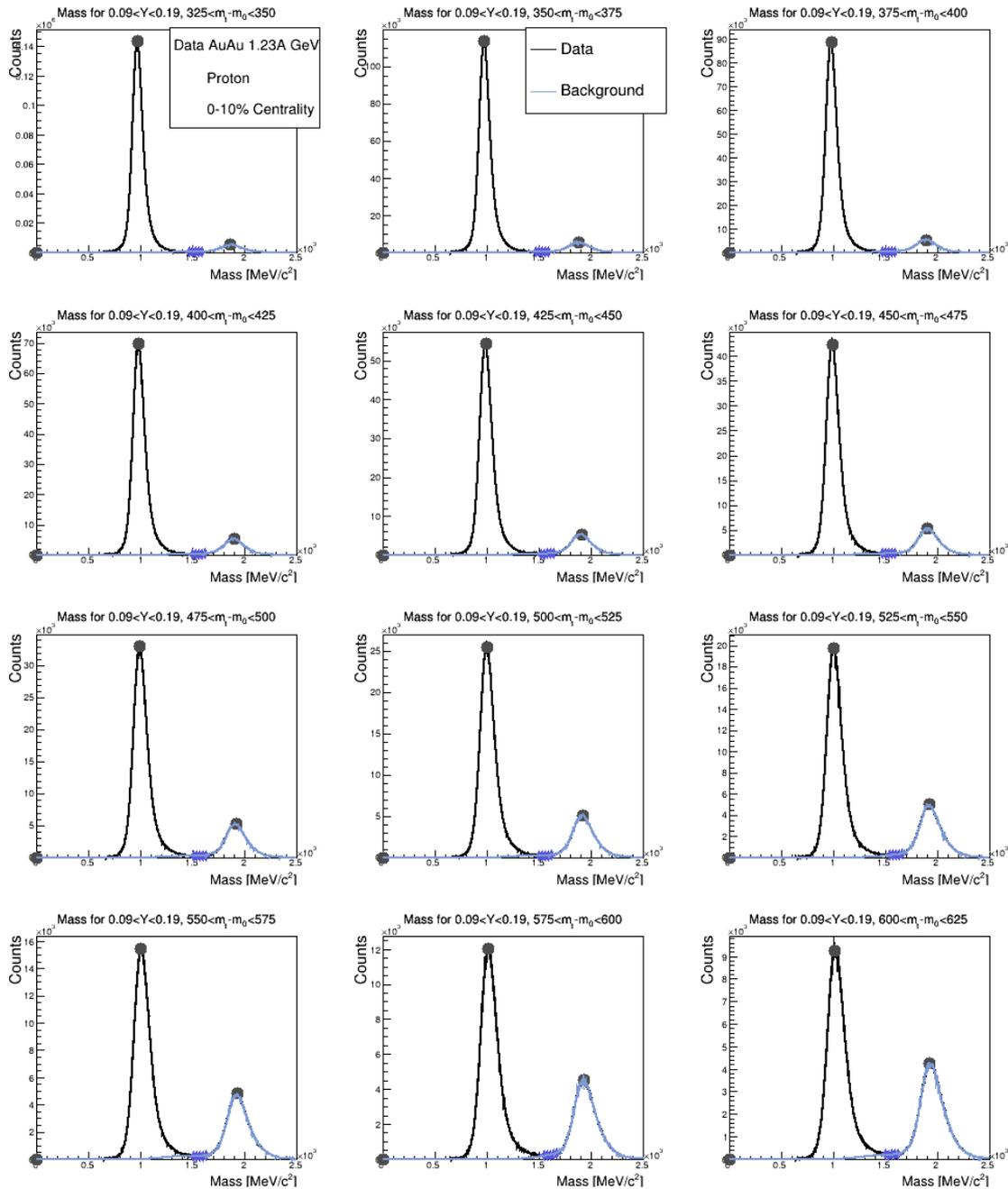


Abbildung 4.5: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

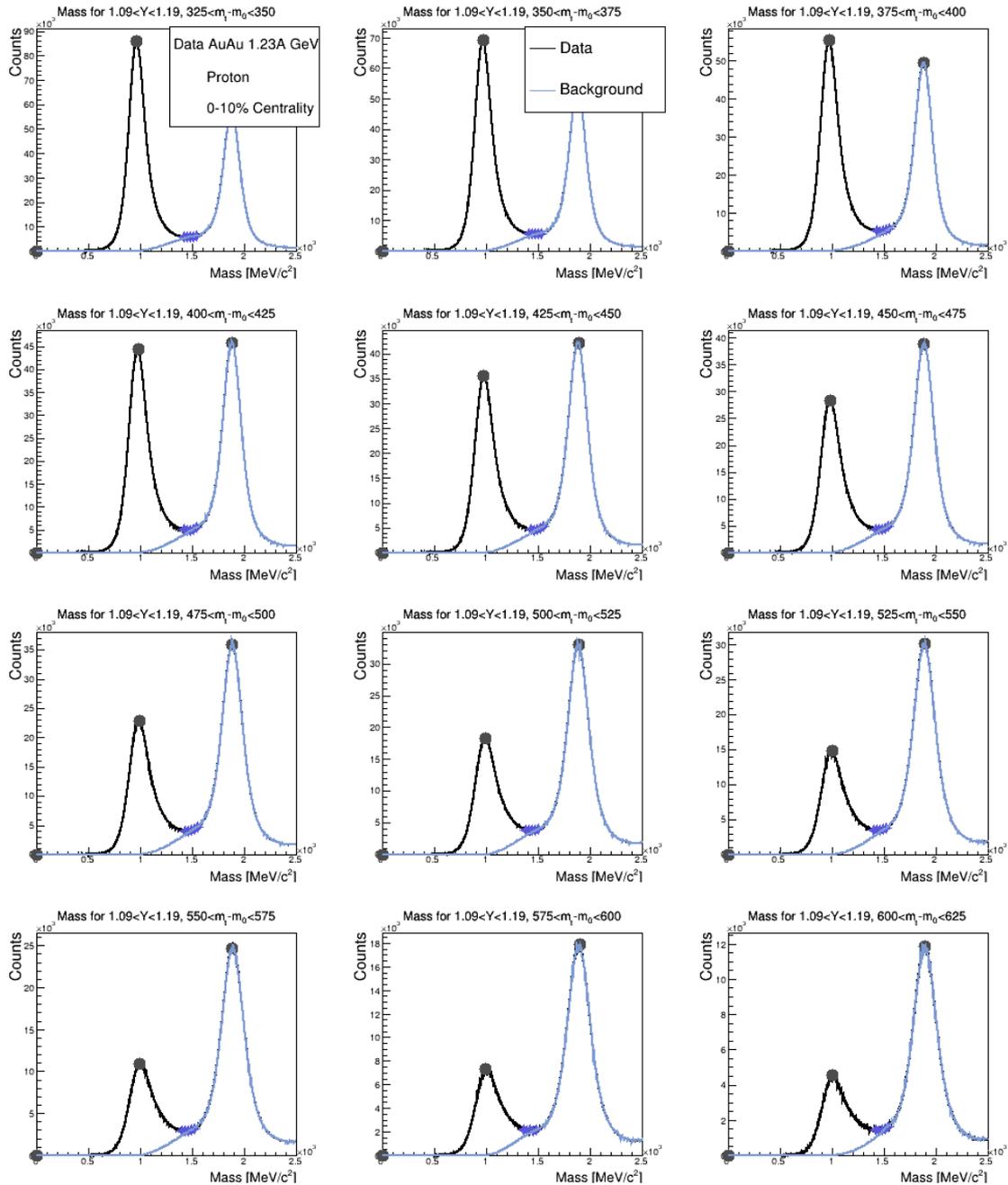


Abbildung 4.6: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* (1,09-1,19 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325 – 625 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte. Man erkennt die größere Deuteronenkontamination im Vergleich zu den anderen Rapiditätsintervallen.

4.1.3 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Die Korrektur erfolgt gemäß Abschnitt 3.3.2, nachdem die Massenspektren der Simulation mit denselben Parametern zur Untergrundabschätzung berechnet wurden. Die resultierende Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrix ist in Abb.4.7 für die Zentralitätsklasse 0–10% dargestellt. Die Matrizen für 10–20% und 20–30% sind zusammen in Abb.4.8, sowie 30–40% in Abb.4.9 gezeigt.

Berechnet werden die Werte nach Formel (3.11), indem die rekonstruierte Anzahl an Protonen durch die bekannte Anzahl in der Simulation ursprünglich generierten Protonen in den Phasenraumzellen geteilt wird.

Zur Minimierung der statistischen Fluktuationen in der iQMD Statistik, wird auf die Matrix ein *smoothing* Algorithmus angewendet. Für den Bereich ab $(m_t - m_0) > 200$ MeV/c² wird für jede Phasenraumzelle das Verhältnis mit dem Bin darüber und darunter berechnet und gemittelt. Weicht dieser um 5% ab, so werden die verfügbaren Zellen in der Umgebung, also im besten Fall darüber, darunter, links daneben, rechts daneben und der Eigentliche durch fünf geteilt. Insgesamt folgt auf diese Art eine Glättung in der Verteilung der Akzeptanz- und Effizienzmatrix, durch welche die Daten korrigiert werden.

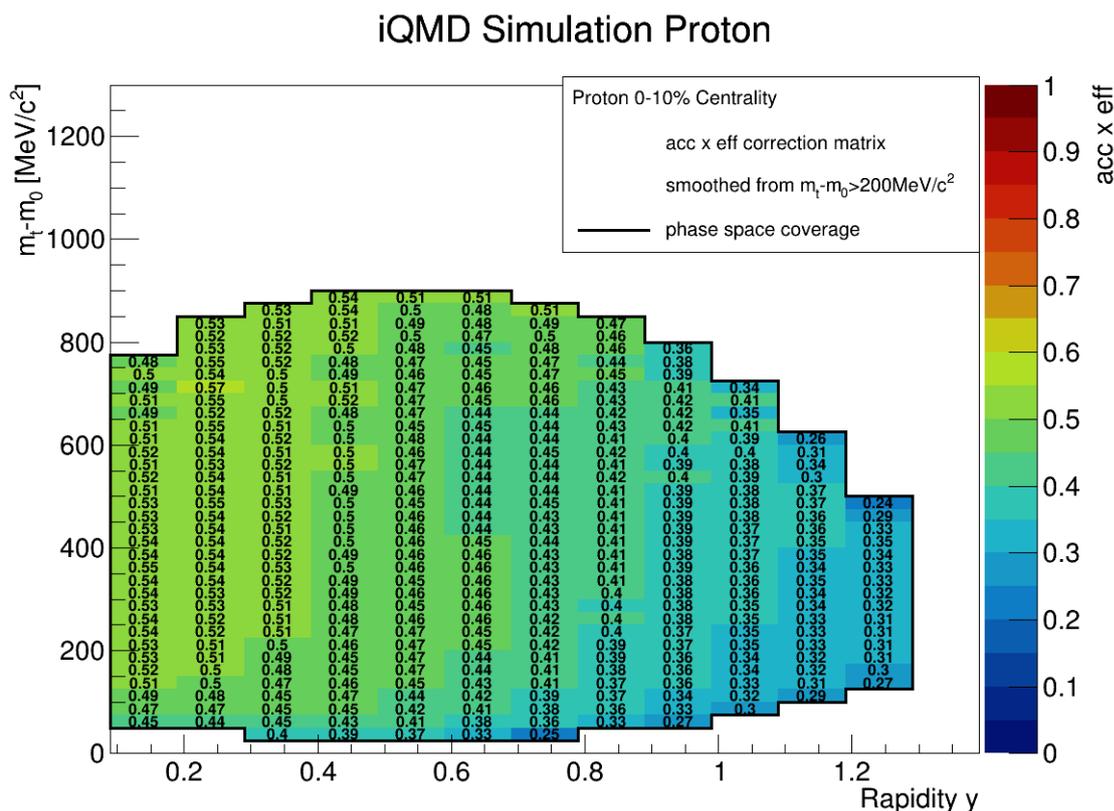


Abbildung 4.7: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrix für Protonen in der Zentralitätsklasse 0–10%. Der *smoothing* Algorithmus wurde für den Bereich ab $(m_t - m_0) > 200$ MeV/c² durchgeführt. Die eingezeichnete schwarze Linie stellt die im Folgenden gewählte Phasenraumabdeckung für die Daten dar.

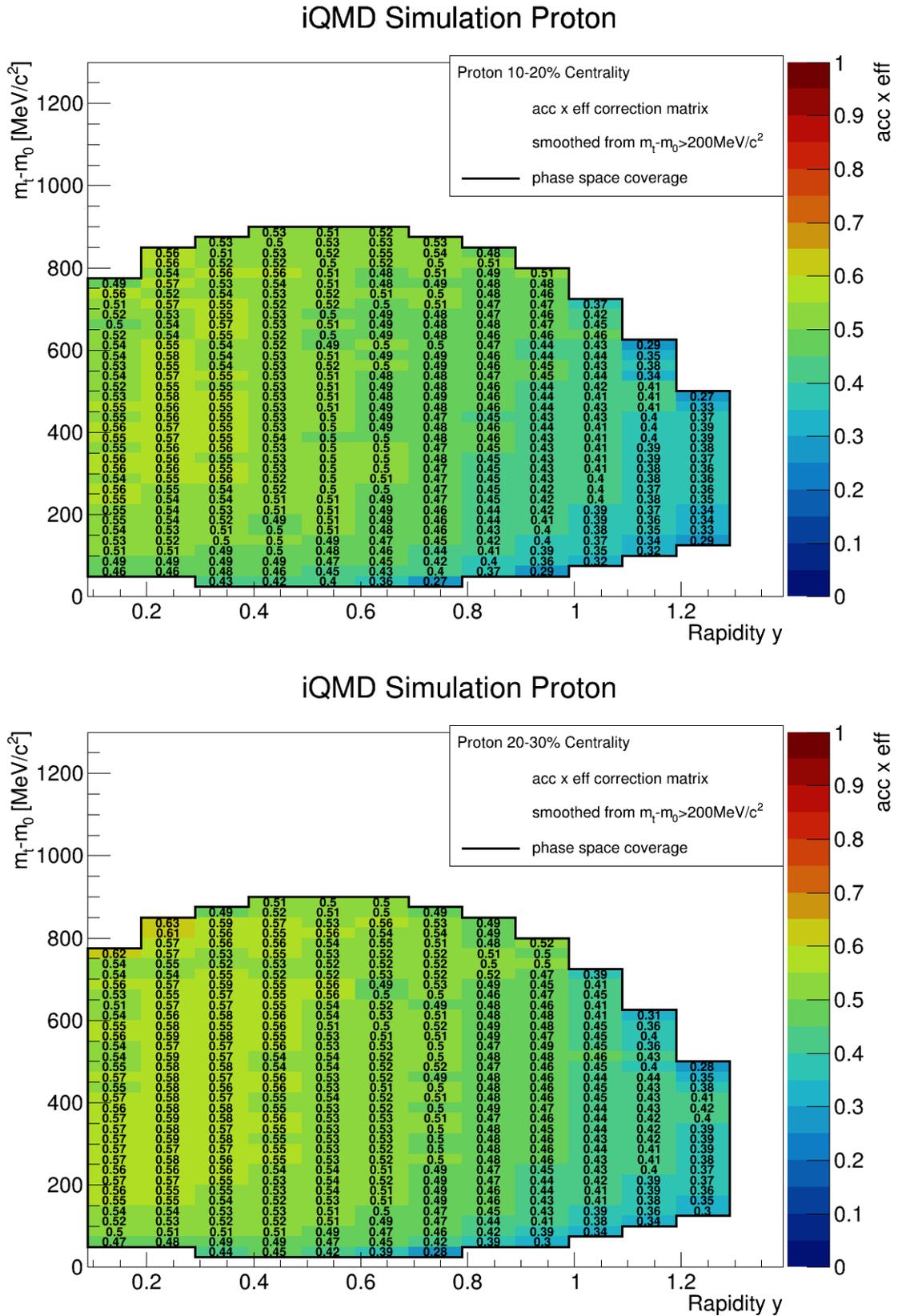


Abbildung 4.8: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatriizen für Protonen in der Zentralitätsklasse 10 – 20% (oben) und 20 – 30% (unten).

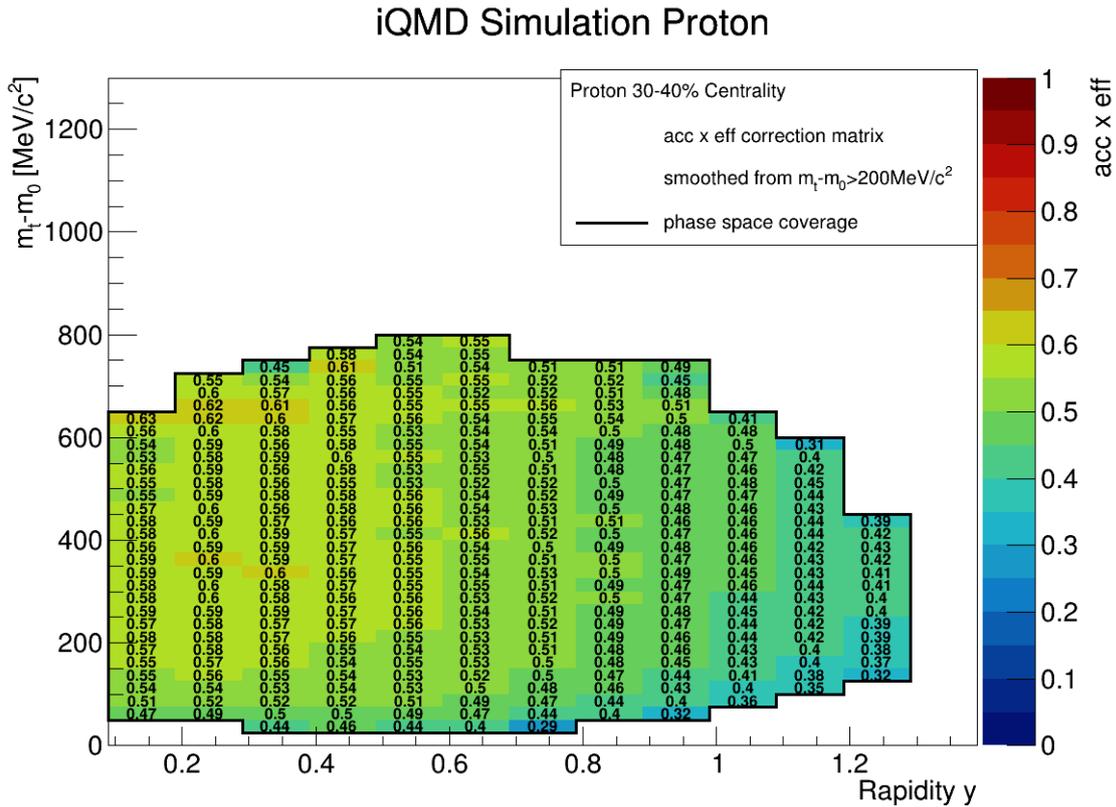


Abbildung 4.9: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrix für Protonen in der Zentralitätsklasse 30–40%. Man erkennt die geringere Phasenraumabdeckung, die für diese Klasse gewählt wurde.

Die korrigierten differentiellen Zählraten werden daraufhin pro Rapiditätseinheit im Laborsystem entlang der $(m_t - m_0)$ -Achse dargestellt. Für 0–10% sowie 10–20% in Abb.4.10 und für 20–30% und 10–20% in Abb.4.11 gezeigt. Zur besseren Präsentation, werden die Spektren jeweils mit 10er Potenzen multipliziert, wie in der Legende angegeben ist. Der Rapiditätsbereich für die Protonen ist von 0,09 bis 1,29 gewählt, da eine gute Phasenraumabdeckung im Vergleich mit d , t und ${}^3\text{He}$ vorhanden ist, aufgrund der größten Statistik. In den transversalen Massenspektren wird für jedes Rapiditätsintervall individuell der Bereich eingestellt, indem Datenpunkte noch ausgewählt werden. Ausschlusskriterien sind die Grenzen der Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrizen sowie die ursprüngliche Phasenraumabdeckung der Daten.

Im Vergleich zur Analyse aus [51] für die Zentralitätsklasse von 0–10% stellt der hier gezeigte Bereich im Phasenraum eine größere Abdeckung dar. Der direkte Vergleich der Datenpunkte findet sich im Anhang, Abb.A.1 und Abb.A.2. Die Abweichung der einzelnen Datenpunkte beträgt im Durchschnitt maximal 5%. Der Unterschied kommt aus der leicht divergierenden Teilchenselektion und den verschiedenen Methoden zur Untergrundbestimmung. Grundsätzlich ist man durch die Gegenprobe zu [51] in der Lage diese Analyse zu überprüfen.

Die Werte der Darstellungen in Abb.4.10 und Abb.4.11 sind nur mit dem statistischen Fehler angegeben, der für die Protonen durch die gute Statistik nicht sichtbar ist. Auf die Bestimmung des systematischen Fehlers wird in Abschnitt 4.1.4 eingegangen. Insgesamt beobachtet man in den transversalen Massenspektren einen kontinuierlichen Verlauf der Daten, was zu erwarten war.

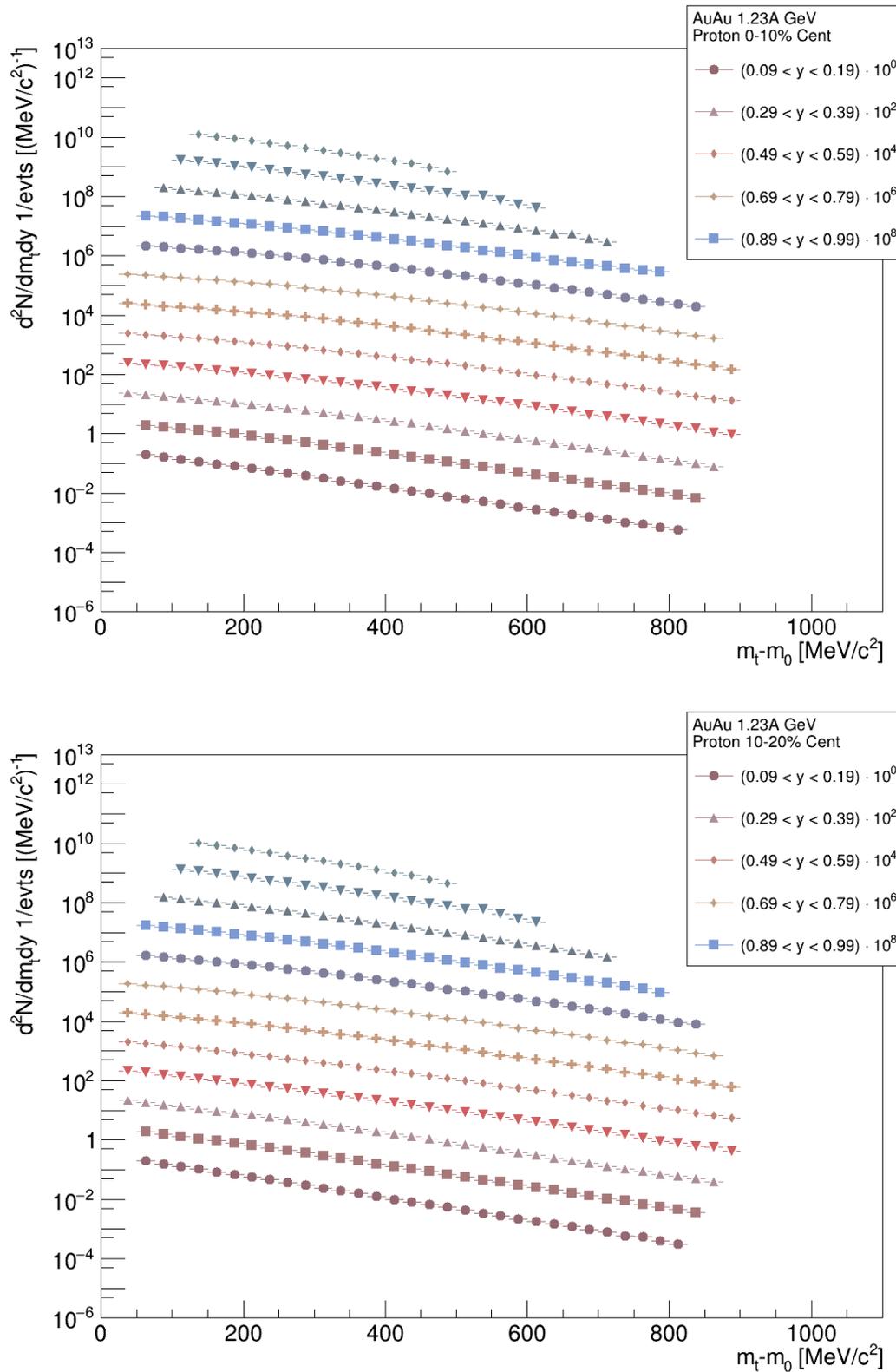


Abbildung 4.10: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Protonen in den Zentralitätsklassen 0–10% (oben) und 10–20% (unten). Die verschiedenen Rapiditybereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

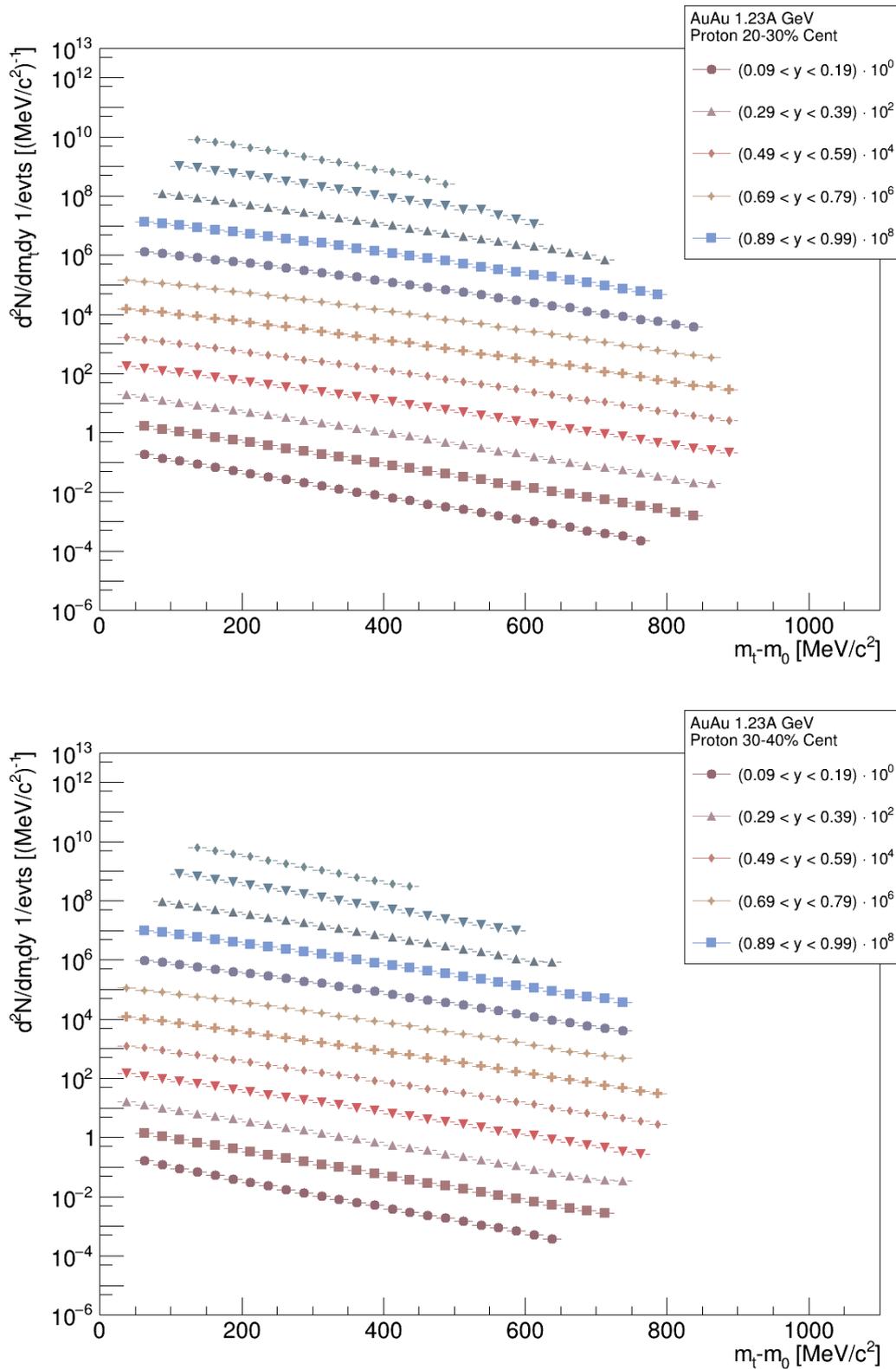


Abbildung 4.11: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren der Protonen in den Zentralitätsklassen 20 – 30% (oben) und 30 – 40% (unten). Die verschiedenen Rapiditätsbereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

4.1.4 Systematische Fehlerabschätzung

Alle experimentellen Ergebnisse unterliegen zwei Arten von Fehlerquellen, statistischen und systematischen. Statistische Fehler fluktuieren um einen Mittelwert. Da in dieser Analyse mit einer Statistik von mehreren Milliarden Ereignissen gerechnet wird, ist der statistische Fehler für die experimentellen Daten in den meisten Fällen vernachlässigbar klein.

Bei den systematischen Fehlern für die experimentellen Daten dagegen handelt es sich um Abweichungen in den Analysemethoden und werden auch durch den Detektor beeinflusst. Sie können nicht durch eine größere Statistik reduziert werden und müssen für jeden Schritt der Analyse separat abgeschätzt werden. Dabei erzeugt jede Selektion, Korrektur und Bearbeitung der Daten eigene systematische Unsicherheiten. Auf die untersuchten Beiträge wird im Folgenden eingegangen. Die betrachteten systematischen Fehlerquellen sind im Einzelnen:

- **Teilchenselektion über den Energieverlust dE/dx in den MDCs**

Die Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust dE/dx in den MDCs, beschrieben in Abschnitt 3.2.2, führt durch den existierenden Unterschied zwischen Daten und Simulation zu einer systematischen Verzerrung in der Korrektur der Daten. Um die Größenordnung von diesem Effekt zu beobachten wird zwischen der logarithmischen Darstellung der MDC dE/dx -Achse und der linearen Darstellung variiert. Daten und Simulation durchlaufen erneut denselben Prozess zur Generierung von Identifikationsbeschränkungen und Untergrundabschätzung. Nach Akzeptanz- und Effizienzkorrektur werden die differentiellen *yields*, pro (m_t-y) -Zelle, der zwei Methoden verglichen, um eine Abschätzung für den systematischen Fehler zu erhalten.

- **Untergrundbestimmung für die Signalextraktion**

Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben werden die differentiellen Zählraten pro (m_t-y) -Bin aus den Massenspektren in den Phasenraumzellen, von denen der Untergrund abgezogen wurde, in einem Bereich von 2σ integriert. Diese Auswahl kann eine Quelle für systematische Abweichungen sein, da nicht alle Teilchen berücksichtigt werden. Um den Einfluss von diesem Effekt zu betrachten wird der Bereich der Massenintegration auf 3σ erweitert bei gleicher Teilchenidentifikation und Untergrundbestimmung.

- ***forward-backward* Vergleich der Hemisphären**

Da es sich bei Au+Au Kollisionen um ein symmetrisches Stoßsystem handelt, ist man in der Lage die um *midrapidity* gespiegelten (m_t-y) Verteilungen der *yields* zu vergleichen. Dazu werden die korrigierten Zählraten aus einem Rapiditätsbereich genommen und auf den korrespondierenden gespiegelten Bereich gelegt.

Der relative systematische Fehler wird mit folgender Formel abgeschätzt, angelehnt an [53]

$$\Delta_{sys,rel} = \frac{\max(0, |a - b| - \sqrt{\Delta a^2 + \Delta b^2})}{(a + b)/2} \quad (4.2)$$

Sind zwei Messwerte a und b mit ihren jeweiligen statistischen Fehlern Δa bzw. Δb behaftet, wird die Abweichung zwischen a und b mit der Wurzel aus den quadrierten statistischen Fehlern subtrahiert. Ist die Differenz der Messwerte geringer, wird der

systematische Fehler auf 0 gesetzt.

Nach der Berechnung werden die verschiedenen Einträge für die einzelnen Phasenraumzellen miteinander verglichen und jeweils der größte Beitrag ausgewählt. In den meisten Fällen, vor allem in Bereich um *midrapidity* handelt es sich dabei um die Abweichung aus der MDC dE/dx Variation. Da die Akzeptanz in der TOF-Region bei niedrigen Impulsen und stärkerer Krümmung mit kleineren experimentellen Unsicherheiten in der Rekonstruktion behaftet ist, wird das *forward-backward rapidity* Verhältnis nur für den Teil, der größer als *midrapidity* ist, verwendet.

Daraufhin wird aufgrund von starken Fluktuationen, die der geringen iQMD Statistik zugrunde liegen, erneut der *smoothing* Algorithmus verwendet, bei dem jede Phasenraumzelle mit den Umliegenden verglichen wird und bei Abweichungen von über 5% gemittelt wird.

Im letzten Schritt findet eine Mittelung der einzelnen Rapiditätsbins innerhalb der Phasenraumabdeckung statt. Somit wird für jeden $(m_t - m_0)$ Datenpunkt innerhalb eines Rapiditätsintervalls für diesen Bereich der gemittelte Fehler angenommen. Zusätzlich wird noch die Abfrage eingefügt, ob die systematischen Fehler geringer als 4% sind und in diesem Fall wird der Wert auf diese minimale Abweichung gesetzt. Dieser relative systematische Mindestfehler wurde in vorangegangenen Analysen mit HADES ermittelt [54].

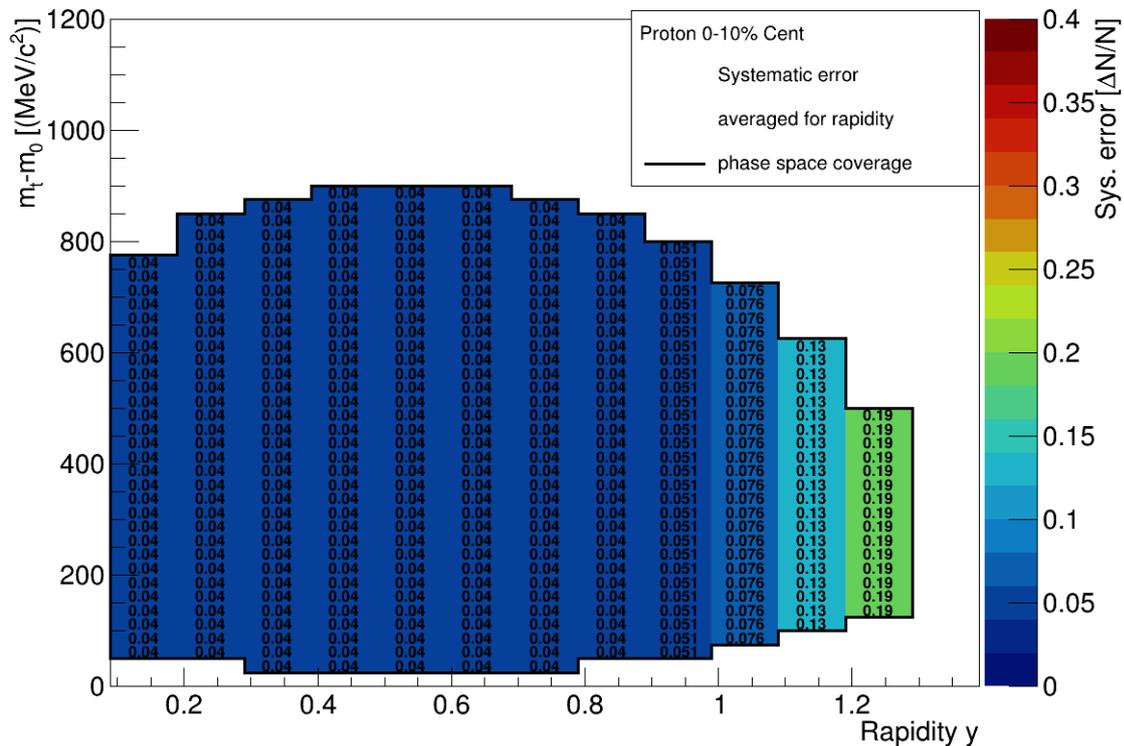


Abbildung 4.12: Resultierende systematische Fehlermatrix für Protonen in der Zentralitätsklasse von 0–10%. Die verschiedenen Beiträge der Fehlerquellen wurden miteinander verglichen und der größte Betrag wurde ausgewählt. Die Werte wurden mit dem *smoothing* Algorithmus geglättet und für die einzelnen Rapiditätsintervalle innerhalb der Phasenraumabdeckung gemittelt.

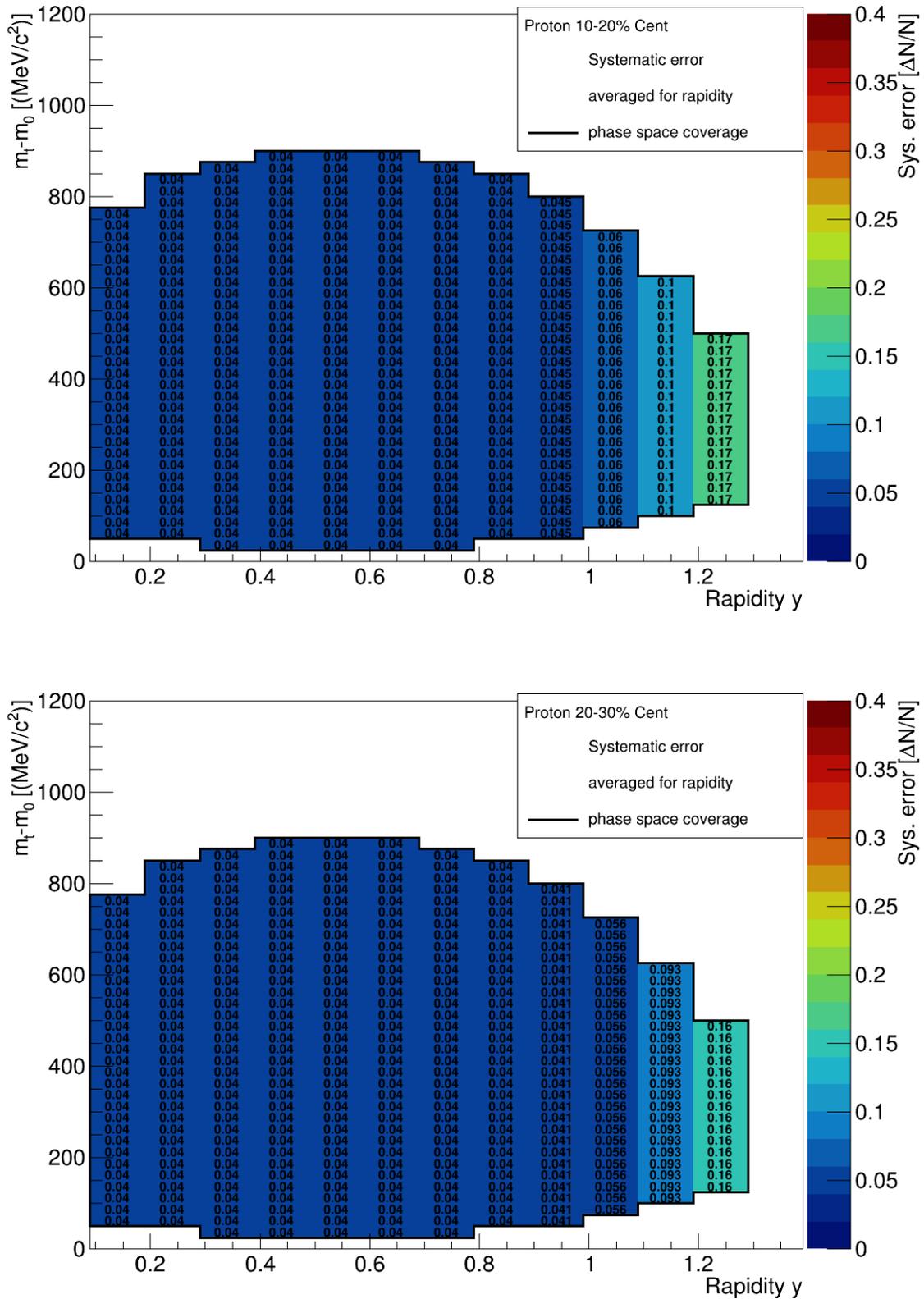


Abbildung 4.13: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Protonen in den Zentralitätsklassen 10 – 20% (oben) und 20 – 30% (unten).

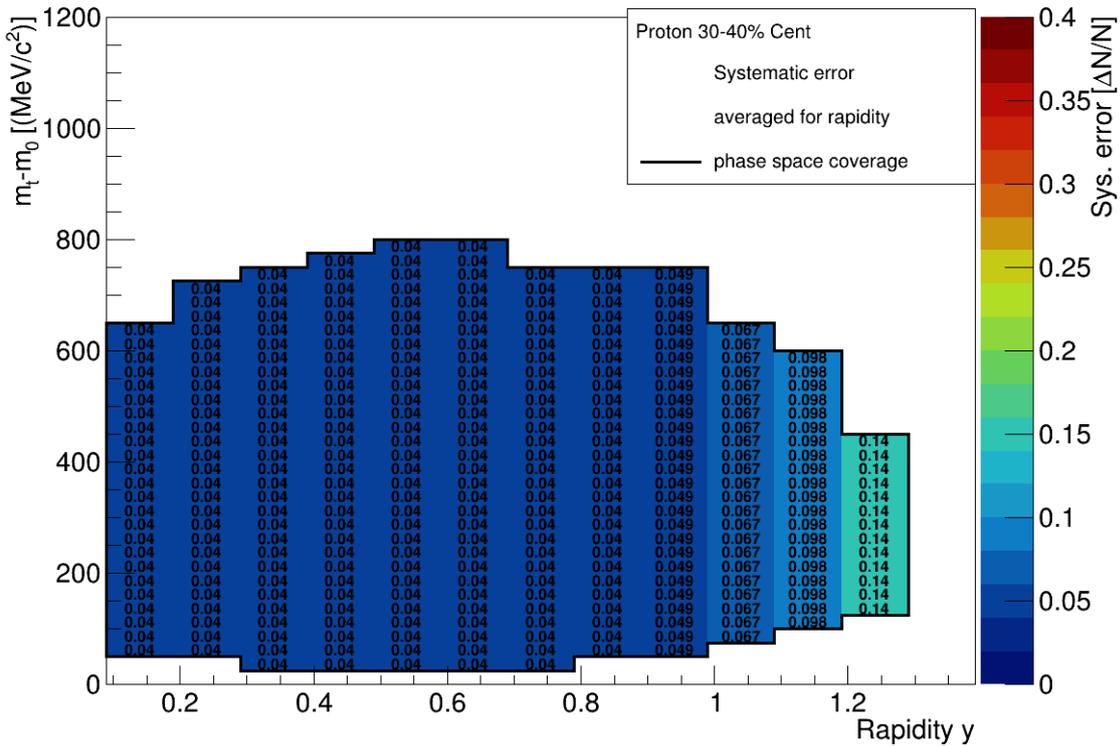


Abbildung 4.14: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Protonen in der Zentralitätsklasse 30 – 40% nach *smoothing* und Mittelung für die Rapiditätsintervalle innerhalb der Phasenraumabdeckung.

Eine weitere Fehlerquelle, die in in dieser Analyse allerdings nicht berücksichtigt wird, kommt von der Extrapolation in $(m_t - m_0)$, die im nächsten Abschnitt durchgeführt wird. Es ist möglich in dieser Hinsicht eine systematische Unsicherheit abzuschätzen, indem eine korrespondierende p_T -Analyse durchgeführt wird und ebenfalls mit der Siemens-Rasmussen Fitfunktion extrapoliert wird. Da sich hier lediglich auf $(m_t - m_0)$ -Datenpunkte konzentriert wird, wird als systematischer Fehler für die folgenden Rapiditätsverteilungen die gemittelte Unsicherheit der Rapiditätsintervalle in $(m_t - y)$ angenommen.

4.1.5 Bestimmung der Rapiditätsverteilungen

Ziel der Analyse der leichten Kerne ist es neben der Bestimmung der multidifferntiellen Zählraten, die 4π Ausbeute der Teilchen zu ermitteln.

Die Methodik zur Bestimmung der Gesamtproduktion ist in Abschnitt 3.3.2 beschrieben und wird hier nun angewendet. Explizit werden die transversalen Massenspektren aus Abb.4.10 und Abb.4.11 mit der Siemens-Rasmussen Fitfunktion extrapoliert. Die korrigierten transversalen Massenspektren sind zusammen mit dem Fit in Abb.4.15 für 0 – 10% sowie 10 – 20% und in Abb.4.16 für 20 – 30% sowie 30 – 40% gezeigt. Außerdem angegeben ist jeweils das Verhältnis zwischen gemessenen Datenpunkten und dem angepassten Siemens-Rasmussen Fit. Man erkennt dass die Fitfunktion die Daten gut beschreibt, lediglich für hohe $(m_t - m_0)$ -Bereiche kann man beobachten, dass leichte Abweichungen vorhanden sind.

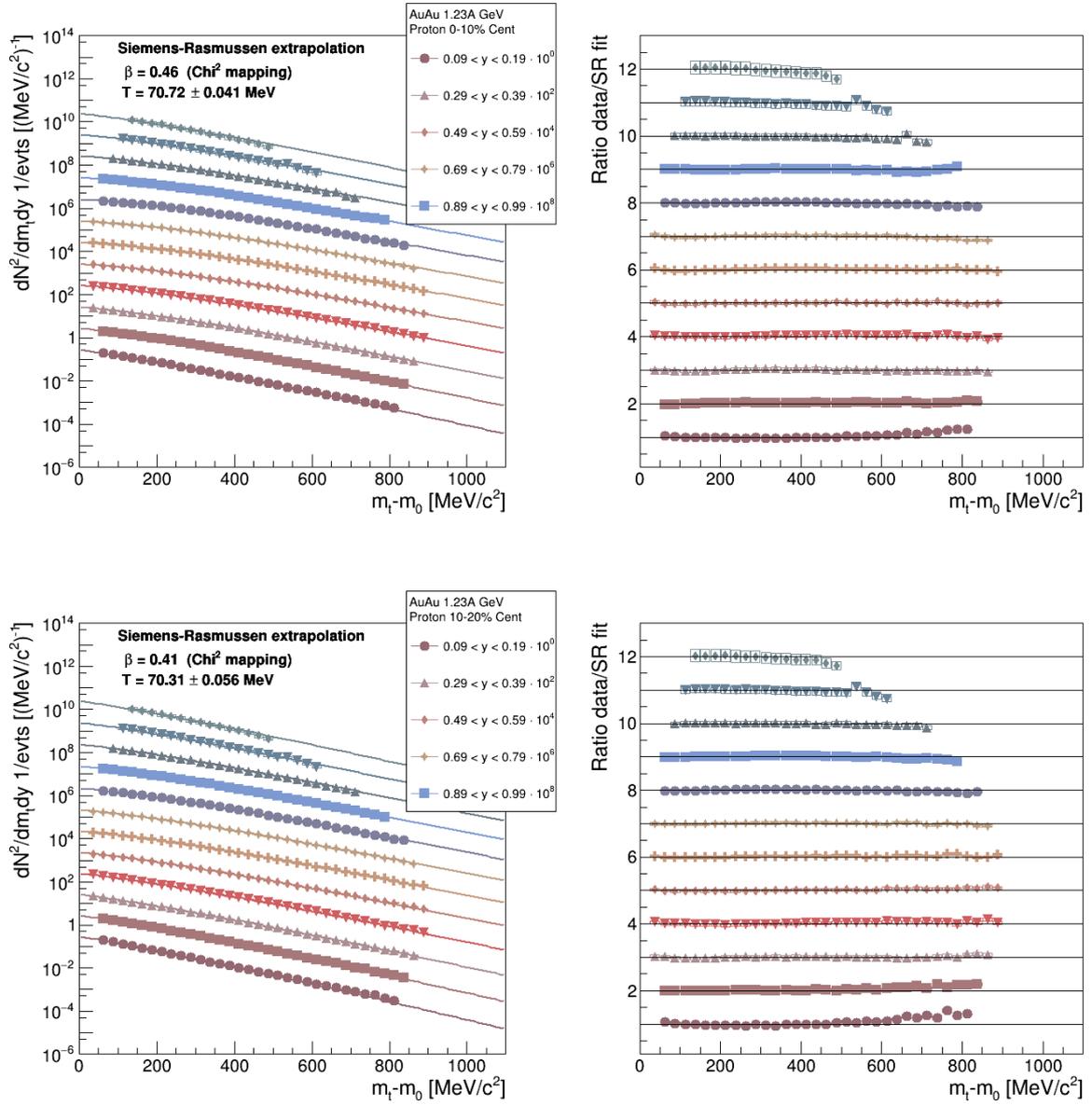


Abbildung 4.15: Effizienz und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Protonen in den Zentralitätsklassen 0–10% (oben) und 10–20% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für den nicht gemessenen Bereich extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β_T durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt. Man beobachtet nur leichte Abweichungen für hohe ($m_t - m_0$).

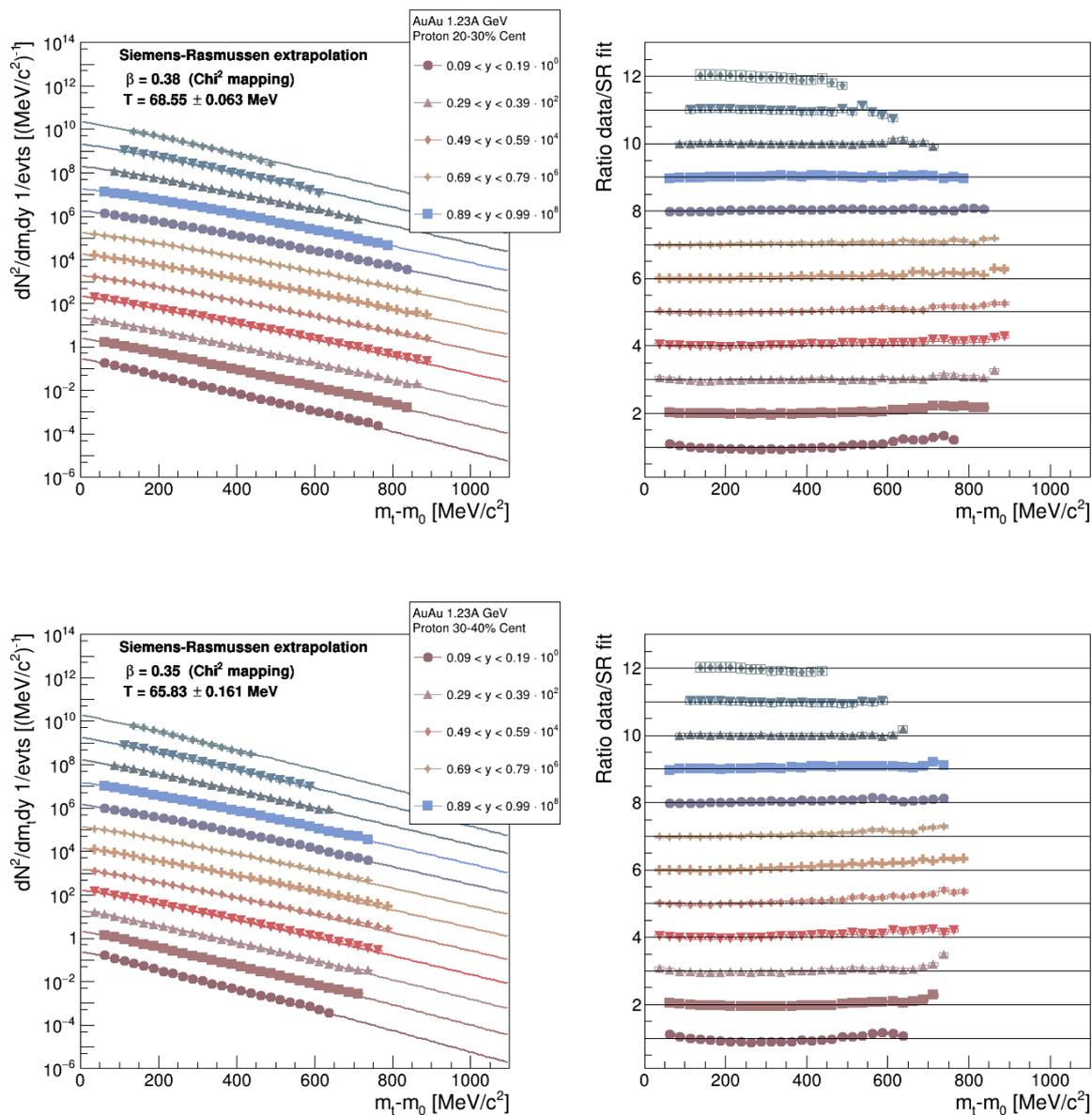


Abbildung 4.16: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Protonen in den Zentralitätsklassen 20–30% (oben) und 30–40% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für den nicht gemessenen Bereich extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β_r durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt. Man beobachtet auch hier nur leichte Abweichungen für hohe $(m_t - m_0)$.

Die stark korrelierten Parameter T und β_r werden über eine " χ^2 -mapping" Methode optimiert und individuell für jede Zentralitätsklasse angegeben. Man beobachtet, dass die Parameter beim Übergang von zentral zu peripheren Ereignissen stetig abnehmen. Die Werte sind zur Übersicht in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Da die Parameter hauptsächlich für die Extrapolation in $(m_t - m_0)$ verwendet wurden, wird hier von einer genauen Untersuchung der systematischen Unsicherheiten auf diesen abgesehen. Angegeben sind die statistischen Abweichungen, die allerdings für β_r als vernachlässigbar klein ermittelt wurden.

	T [MeV]	β_r
0 – 10%	$70,7 \pm 0,04$	0,46
10 – 20%	$70,3 \pm 0,06$	0,41
20 – 30%	$68,6 \pm 0,06$	0,38
30 – 40%	$65,8 \pm 0,16$	0,35

Tabelle 4.1: Parameter T und β der Siemens-Rasmussen Funktion, angepasst an die Protonenspektren in den einzelnen Zentralitätsklassen.

Nachdem die transversalen Massenspektren nun für die nicht gemessenen Bereiche extrapoliert wurden, kann als Nächstes über $(m_t - m_0)$ integriert werden. Dazu werden die gemessenen Datenpunkte aufsummiert und zur Integration über den nicht gemessenen Bereich durch die Siemens-Rasmussen Interpolation addiert.

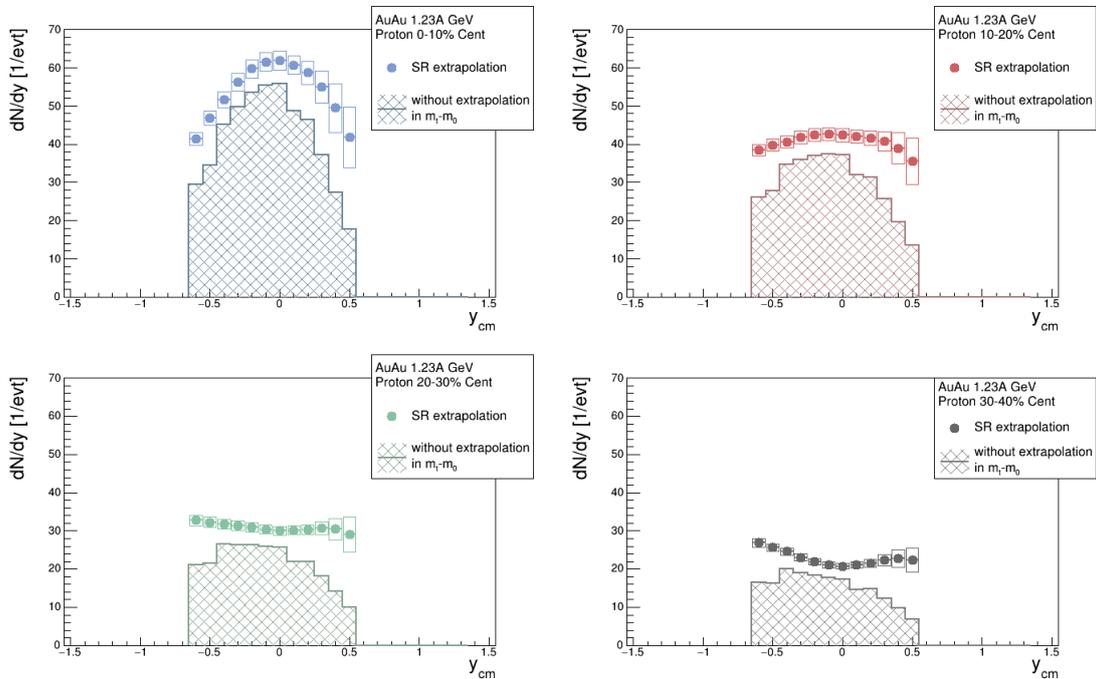


Abbildung 4.17: Rapiditydichteverteilungen für Protonen in den einzelnen Zentralitätsklassen. Die Datenpunkte sind zusammen mit der Siemens-Rasmussen Extrapolation berechnet, während der farbige markierte Teil nur die Integration über die Datenpunkte darstellt.

In Abb.4.17 sind die Rapiditydichteverteilungen der einzelnen Zentralitätsklassen gezeigt. Die Punkte entsprechen dabei der Integration über den gesamten Bereich, also aus Daten und Extrapolation. Der farblich unterlegte Teil in den Darstellungen entspricht dem Anteil, der nur über die Integration der Datenpunkte berechnet wurde. Je größer der Anteil der über Integration der Datenpunkte bestimmten Rate, desto geringer ist der Effekt durch Unsicherheiten in der Extrapolation.

4.1.5.1 Zentralitätsabhängigkeit der Rapidityverteilung

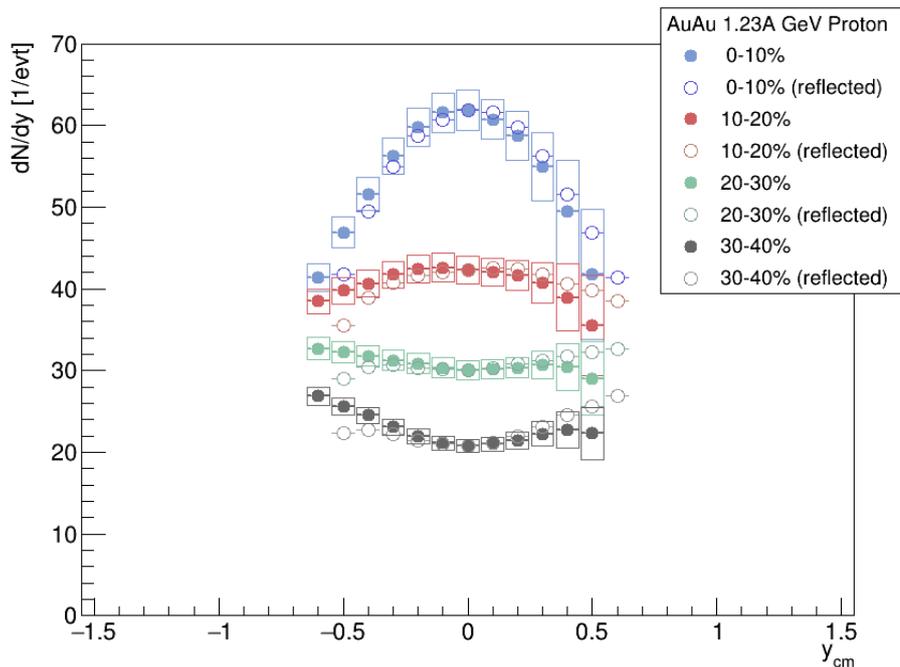


Abbildung 4.18: Rapiditydichteverteilung für Protonen in allen Zentralitätsklassen inklusive systematischen Fehlern. Die offenen Symbole stellen die um *midrapidity* gespiegelten Verteilungen dar.

Die differentielle Zählrate dN/dy zusammen mit den gespiegelten Werten und systematischer Fehler aller hier betrachteten Zentralitätsklassen sind in Abb.4.18 gezeigt. Man beobachtet einen sich veränderten Verlauf weg von der Normalverteilung beim Übergang zu den peripheren Klassen. Zu Erklären ist dieser Sachverhalt damit, dass immer weniger Nukleonen an der Reaktion teilnehmen und damit nicht in der Kollisionszone gestoppt werden, sondern im Bereich der Projektil- und Targetrapidity bei $y_{lab} = \pm 0,74$ emittiert werden.

Die Multiplizitäten im gemessenen Rapiditybereich von $y_{lab} = 0,09 - 1,29$ sind in Tabelle 4.2 für die vier Zentralitätsklassen angegeben. Der systematische Fehler berechnet sich aus der Addition der systematischen Unsicherheiten der einzelnen Datenpunkte.

	Mult [1/evt]	stat.	sys. Fehler
0 – 10%	64,5	$\pm 0,014$	$\pm 3,95$
10 – 20%	48,7	$\pm 0,016$	$\pm 2,78$
20 – 30%	37,0	$\pm 0,015$	$\pm 2,02$
30 – 40%	27,4	$\pm 0,022$	$\pm 1,53$

Tabelle 4.2: Multiplizitäten der Protonen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet im gemessenen Rapiditätsbereich $y_{lab} = 0,09 - 1,29$. Angegeben ist der statistische und systematische Fehler.

4.1.5.2 Bestimmung der 4π Zählrate für 0 – 10% zentrale Ereignisse

Neben den direkten Messergebnissen aus Tabelle 4.2 kann für 0 – 10% zentrale Ereignisse eine Beschreibung der Daten mit einer doppelten Gaussfunktion vorgenommen werden. Dabei handelt es sich um die Summe zweier identischer Normalverteilungen, bei denen der Mittelwert μ um *midrapidity* gespiegelt wird. Die Rapiditätsverteilung mit dem Fit ist in Abb.4.19 gezeigt.

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + A \cdot \exp\left(-\frac{(x + \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.3)$$

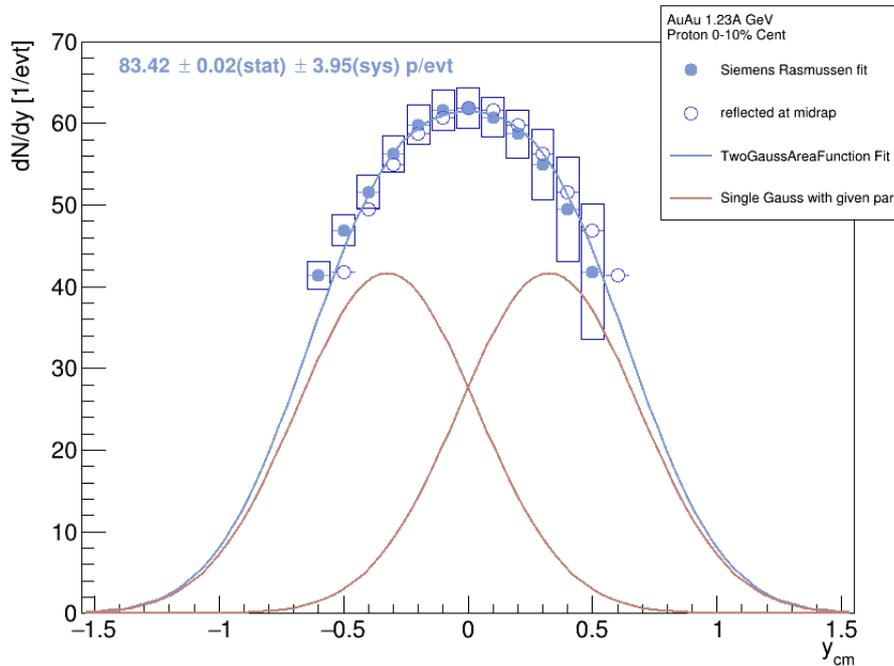


Abbildung 4.19: Rapiditydichteverteilung für Protonen in der Zentralitätsklasse 0 – 10% zusammen mit dem doppelten Gaussfit. Angegeben ist die Protonenmultiplizität berechnet über den doppelten Gaussfit inklusive statistischen und systematischen Fehler.

Das Integral über diese Beschreibung liefert die Multiplizität der Protonen pro Ereignis und liegt bei $83,42 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 3,95(\text{sys})$. In den anderen Zentralitätsklassen ist es leider nicht möglich diese Beschreibung aufgrund der Form der Verteilungen vorzunehmen.

4.1.5.3 Vergleich mit vorangegangenen Analysen

Auch hier kann eine direkte Gegenprobe in der Zentralitätsklasse 0–10% mit [51] durchgeführt werden. Zusätzlich existiert eine weitere Auswertung der Protonendaten, mit der hier ebenfalls verglichen wird [52]. Der Vergleich ist in Abb.4.20 gezeigt und die in dieser Analyse bestimmten Datenpunkte stimmen im Rahmen der systematischen Fehler mit denen der anderen Analysen überein. Bei den gezeigten systematischen Fehlern handelt es sich um den jeweils für die Rapidityeinheiten gemittelten Fehler.

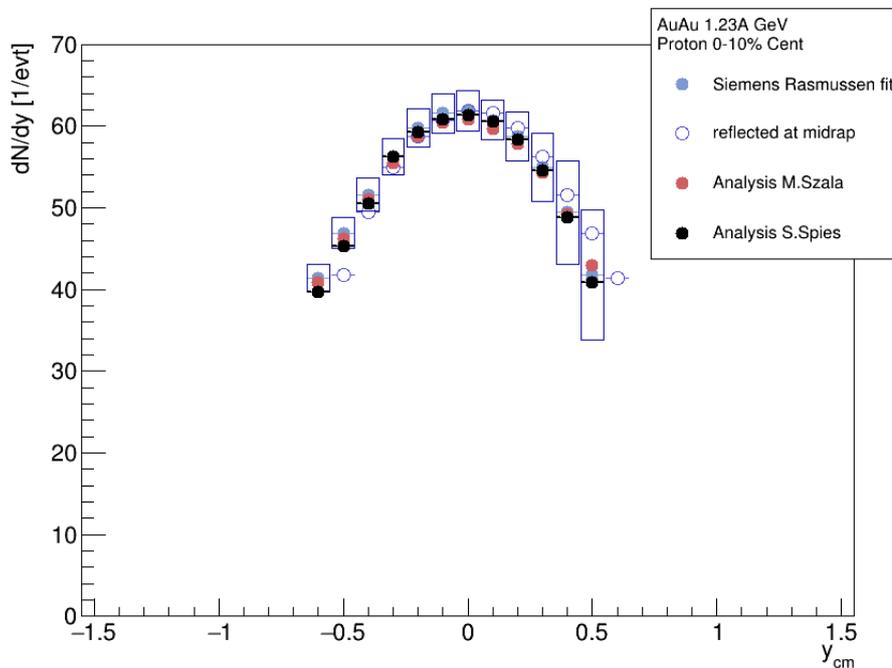


Abbildung 4.20: Rapiditydichteverteilung für Protonen in der Zentralitätsklasse 0–10% zusammen mit den Ergebnissen aus den Analysen [51] und [52]. Die Datenpunkte stimmen innerhalb der Fehler überein.

4.2 Deuteronen

Das zweite Teilchen dieser Analyse ist das Deuteron, der erste Kernverbund bestehend aus einem Proton und einem Neutron. Die elektrische Ladung beträgt $+1e$ und die Ruhemasse liegt bei $m_0 = 1875,6 \text{ MeV}/c^2$.

4.2.1 Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes

Die Teilchenselektion erfolgt analog zu den Protonen, nachdem die Vorselektionskriterien im Massebereich nach Tab.3.2 angepasst wurden. Die resultierenden spezifischen Energieverlust einschränkungen in den Winkelbereichen abgedeckt durch die RPC und TOF Detektoren ist in Abb.4.21 für die Daten gezeigt. Simulation in Abb.4.22. Man erkennt neben dem dominanten Deuteronenanteil noch eine weitere dasselbe Masse-zu-Ladungsverhältnis aufweisen wie Deuteronen und somit ebenfalls in der Massenvorselektion ausgewählt werden. Die Aufgabe der Energieverlusteinschränkung ist unter Anderem diese zu unterdrücken.

Der Bereich der Impulsachse, indem Projektionen asymmetrisch gefittet werden, beträgt hier $390 \text{ MeV}/c$ bis $3210 \text{ MeV}/c$ im RPC und $600 \text{ MeV}/c$ bis $1650 \text{ MeV}/c$ im TOF Winkelbereich. In Abb. 4.23 sind dieselben Bereiche für die Projektion wie bei der Protonenanalyse gezeigt und man erkennt einen Beitrag in der Verteilung, der auf ${}^4\text{He}$ Teilchen zurückzuführen ist. Als minimale und maximale Einschränkungen für den Impuls sind die Werte für $p_{min} > 600 \text{ MeV}/c$ und $p_{max} < 3200 \text{ MeV}/c$ gewählt.

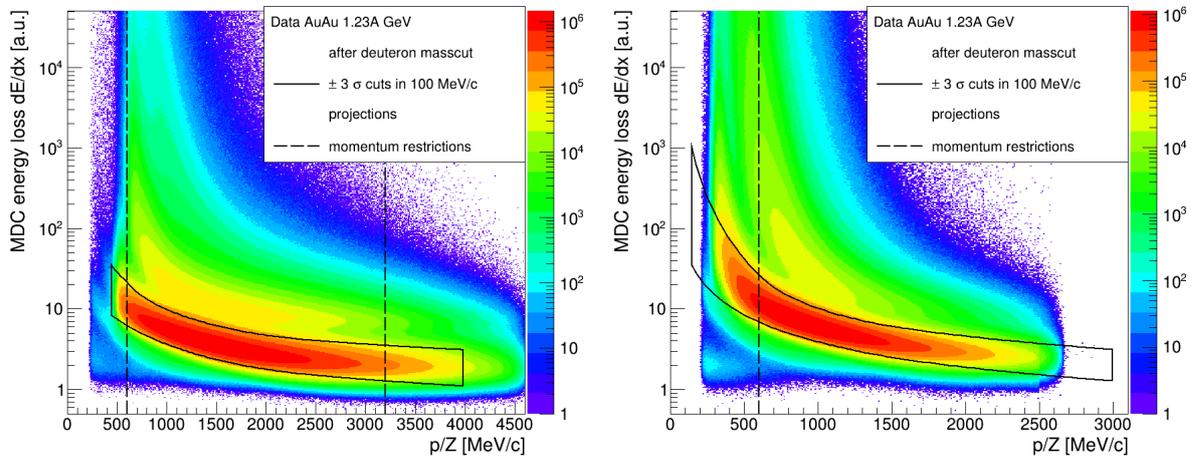


Abbildung 4.21: Teilchenvorselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke in den MDC Detektoren für Deuteronen in Daten nach der Massenvorselektion im Bereich von $1750 \text{ MeV}/c^2 < m < 2000 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 3σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen. Man erkennt die zweite Kurve der ${}^4\text{He}$, die ausgeschlossen werden muss.

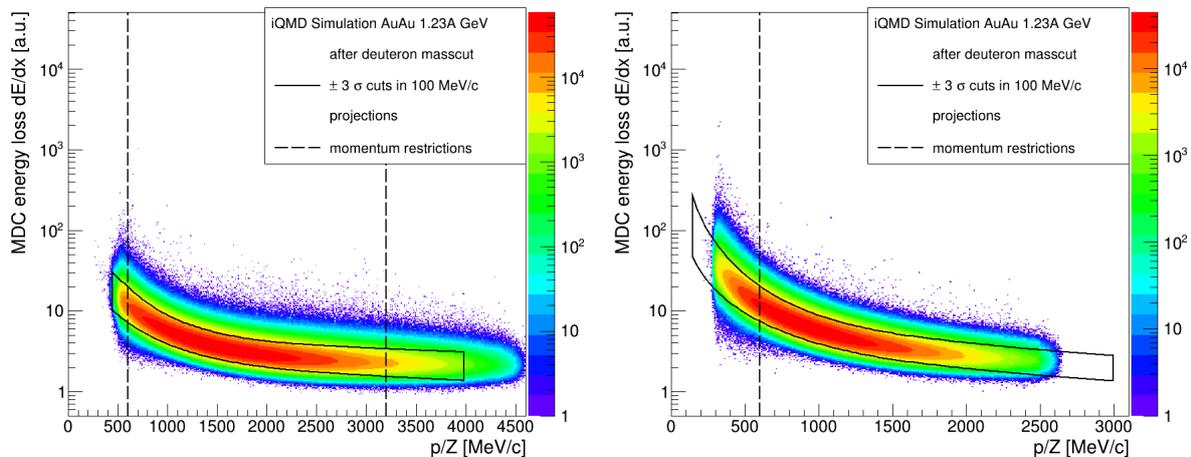


Abbildung 4.22: Teilchenvorselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke in den MDC Detektoren für Deuteronen in iQMD Simulation nach der Massenvorselektion im Bereich von $1750 \text{ MeV}/c^2 < m < 2000 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 3σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen.

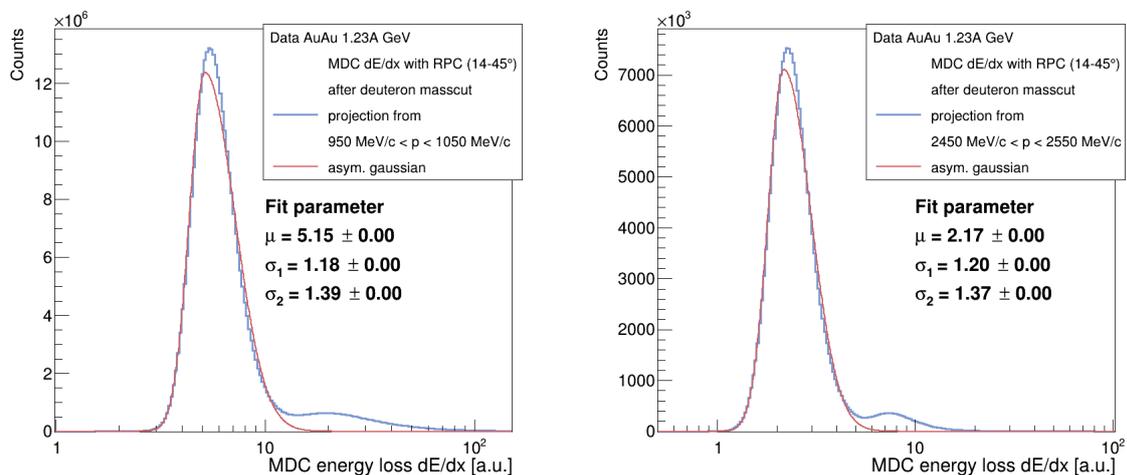


Abbildung 4.23: Beispiele der Projektionen des Energieverlusts pro Wegstrecke für Deuteronen über $100 \text{ MeV}/c$. Gezeigt ist links die Verteilung für einen niedrigen Impulsbereich von $950 \text{ MeV}/c$ bis $1050 \text{ MeV}/c$ mit korrespondierendem asymmetrischen Gaußfit und den generierten Parametern. Rechts eine Verteilung für höhere Impulse von $2450 \text{ MeV}/c$ bis $2550 \text{ MeV}/c$. Gerade in der linken Verteilung erkennt man den Einfluss der ${}^4\text{He}$ Kontamination.

Um zu überprüfen, ob die Energieverlustrestriktionen wie gewünscht den ${}^4\text{He}$ -Anteil signifikant unterdrückt, ist in Abb.4.24 die Verteilung von Deuteronen und ${}^4\text{He}$ vor und nach dem Cut in Simulation dargestellt. In der iQMD Simulation ist es möglich die detektierten Teilchen anhand ihrer Monte-Carlo-PID zuzuordnen und somit die Effektivität der ${}^4\text{He}$ -Unterdrückung zu berechnen.

In der Stichprobe über eine Statistik von 100 Dateien mit jeweils 1000 Ereignissen ist zu erkennen, dass nach den Energieverlusteinschränkungen in den MDCs noch 99,72% der Deuteronen in der Auswahl übrig bleiben, während ${}^4\text{He}$ auf einen geringen Prozentsatz von etwa 3,6% der ursprünglichen Anzahl reduziert werden konnte.

Der Vergleich wurde für RPC und TOF zusammen durchgeführt. Insgesamt ist man durch dieses Vorgehen in der Lage die anfängliche Kontamination von 8,8% ${}^4\text{He}/d$ in der Deuteronauslese auf einen statistisch vernachlässigbaren Wert von 0,32% zu begrenzen.

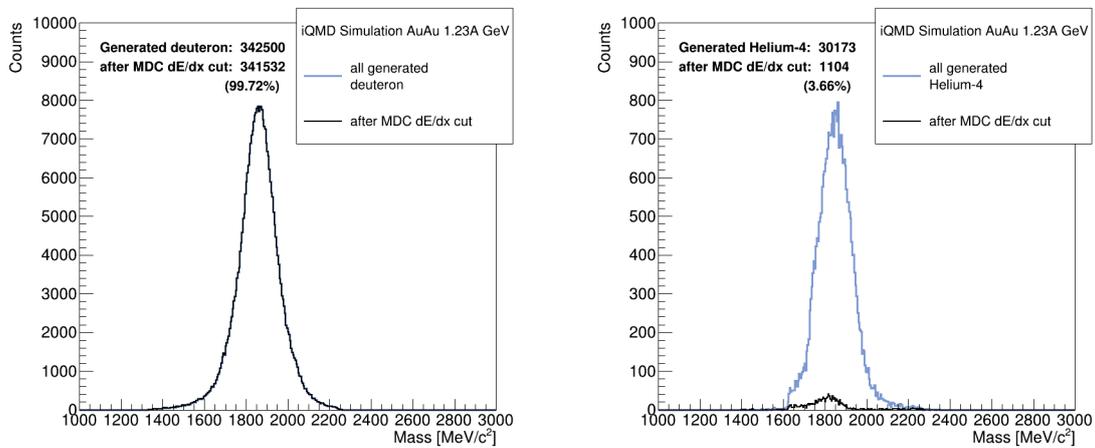


Abbildung 4.24: Auswirkung der MDC dE/dx Deuteronselektion in iQMD Simulation. Links ist kein Unterschied von vorher zu nachher zu erkennen, während rechts der Anteil der ${}^4\text{He}$ signifikant reduziert werden konnte.

4.2.2 Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate

Im nächsten Schritt geht es um die Signalextraktion der Deuteronen und die Untergrundabschätzung. Analog zu den Protonen wird hier die *Peakfinder* und *Interpolator* Methode verwendet. Der Bereich in $(m_t - m_0)$ wurde von 0 bis 1000 MeV/c^2 in 40 Bins unterteilt und die Rapidity wie bisher von 0,09 bis 2,09 in Schritten von 0,1 Intervallen.

Die Bereiche, in denen der *Peakfinder* Signale ermittelt, ist für Deuteronen von 1700 MeV/c^2 bis 2200 MeV/c^2 gewählt. Tritonen werden bei einer Masse von $m > 2500$ MeV/c^2 gesucht und Protonen bei $m < 1500$ MeV/c^2 . Die konstante Verschiebung der Interpolationspunkte des *Interpolator*s beträgt 50 MeV/c^2 und der Versatz wurde auf 10 MeV/c^2 eingestellt.

In Abb.4.25 sind die Massenspektren im Bereich von 325 MeV/c^2 bis 625 MeV/c^2 um *midrapidity* in der Zentralitätsklasse 0 – 10% gezeigt. Derselbe Bereich um *most backward rapidity* ist in Abb.4.26 dargestellt und um die vorletzte *forward rapidity*, die für Deuteronen gewählt wurde, in Abb.4.27. Allerdings aufgrund der Phasenraumabdeckung für den Bereich von 150 MeV/c^2 bis 450 MeV/c^2 .

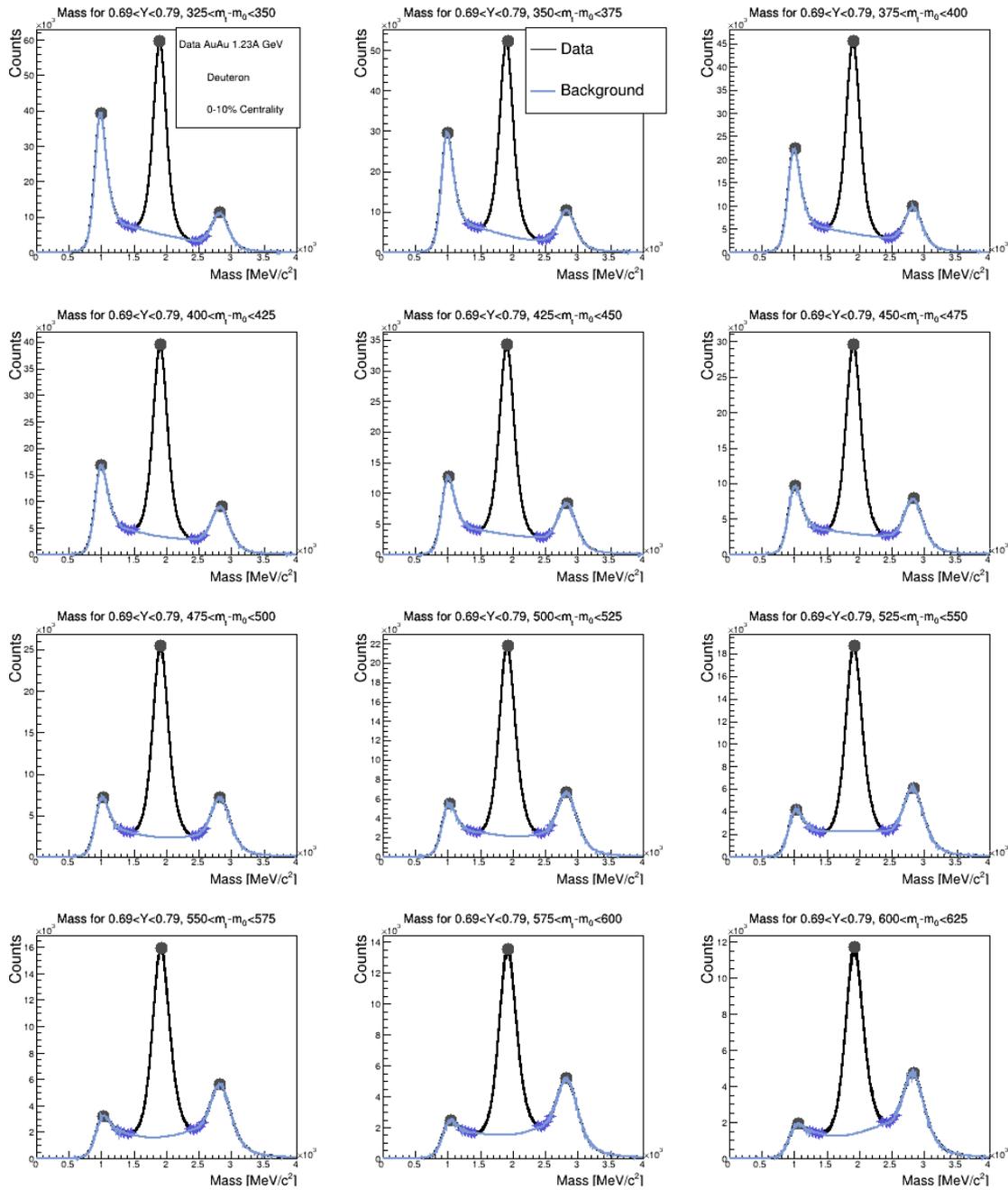


Abbildung 4.25: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* ($0,69 < Y < 0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ - Bereich von $325 - 625$ MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

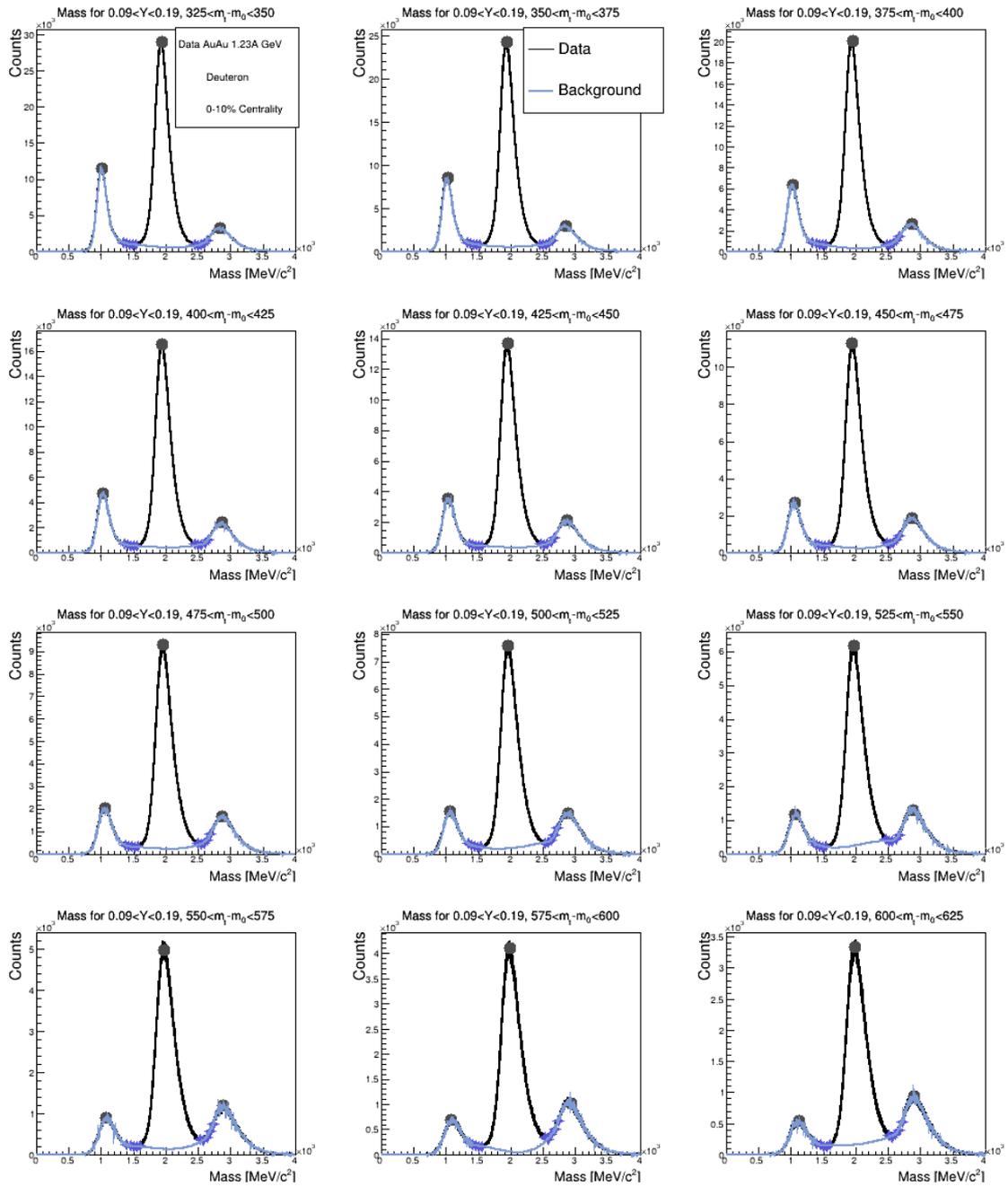


Abbildung 4.26: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

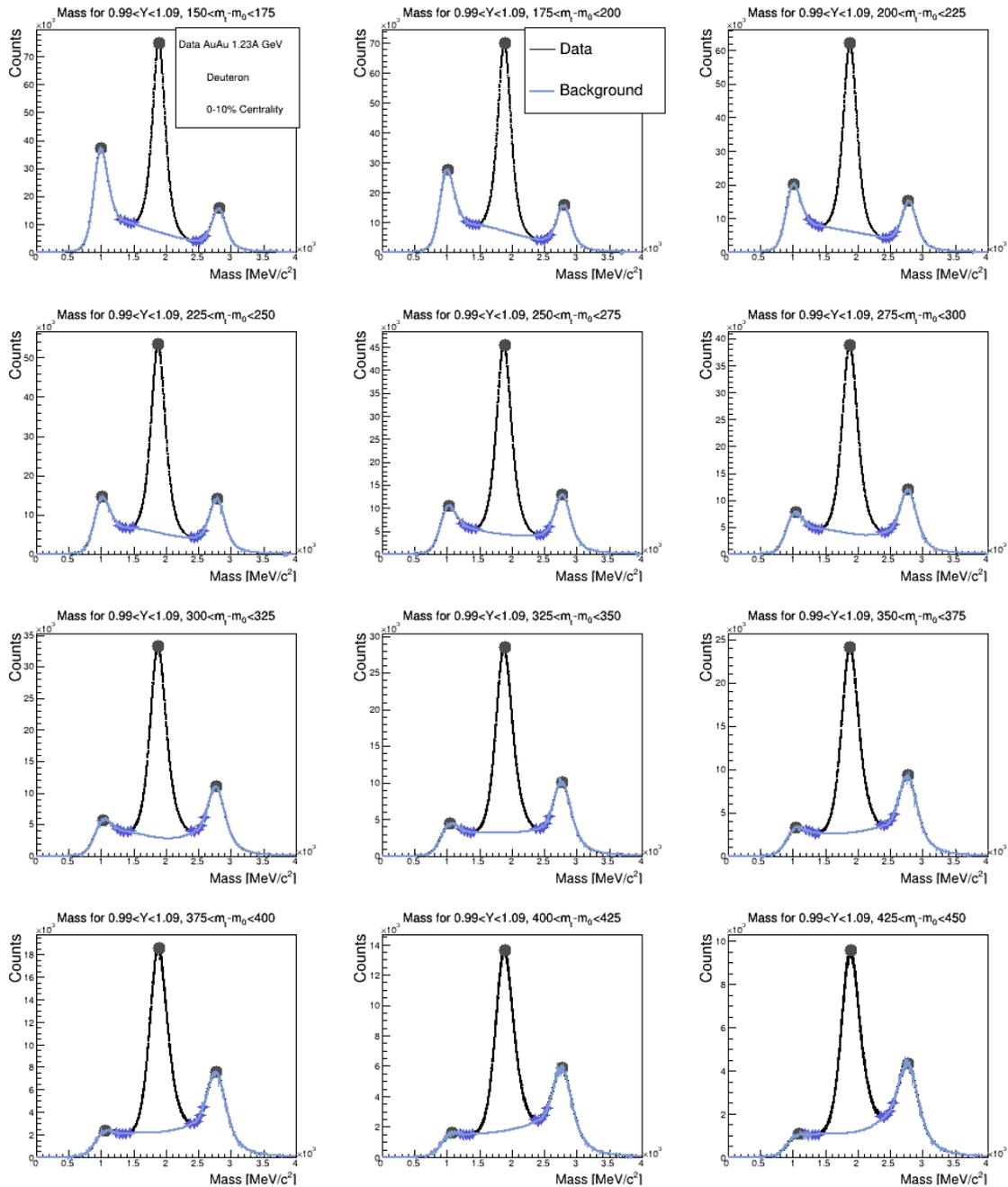


Abbildung 4.27: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* ($0,99 < Y < 1,09$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $150 - 450$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

Die exemplarischen Massenspektren der weiteren Zentralitätsklassen finden sich im Anhang in Abb.A.12 bis Abb.A.20.

4.2.3 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Nachdem innerhalb der Massenspektren die Untergrundabschätzung abgezogen wurde und eine Normalverteilung im 2σ Bereich integriert wurde, findet als Nächstes die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur statt. Das Vorgehen ist in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, indem die Anzahl der rekonstruierten simulierten Deuteronen durch die Anzahl der ursprünglich Generierten geteilt wird.

Auch hier wird der *smoothing* Algorithmus für die Akzeptanz- und Effizienzmatrizen ab $(m_t - m_0) > 200 \text{ MeV}/c^2$ angewendet, um Fluktuationen aufgrund der Simulationsstatistik auszugleichen. Die auf die vorläufigen *yields* angewendete Korrektur ist in Abb.4.24 für die Zentralitätsklassen 0–10% und in Abb.4.29 für 10–20% und 20–30% gezeigt. Die Matrix für 30–40% findet sich in Abb.4.30. Eingezeichnet in den Phasenraum ist die Abdeckung, die daraufhin für das Spektrum der differentiellen Zählraten gewählt wird.

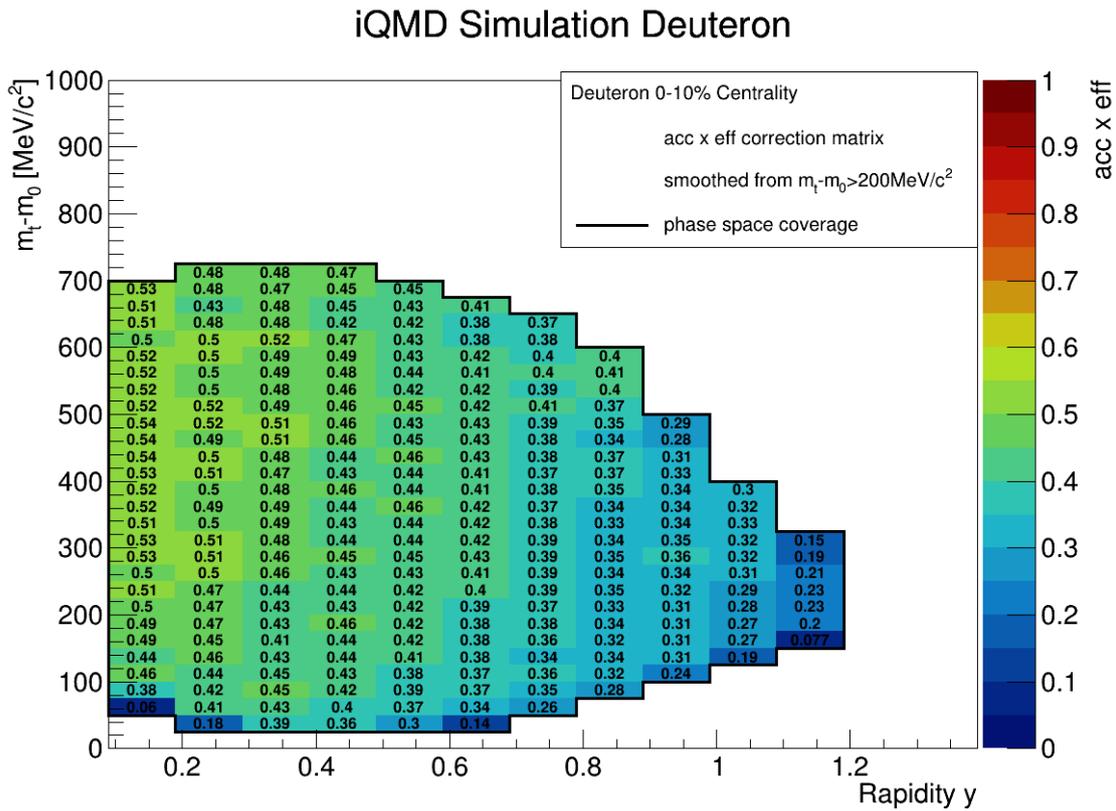


Abbildung 4.28: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrizen für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 0–10%. Der *smoothing* Algorithmus wurde für den Bereich ab $(m_t - m_0) > 200 \text{ MeV}/c^2$ durchgeführt. Die eingezeichnete schwarze Linie stellt die im Folgenden gewählte Phasenraumabdeckung für die Daten dar.

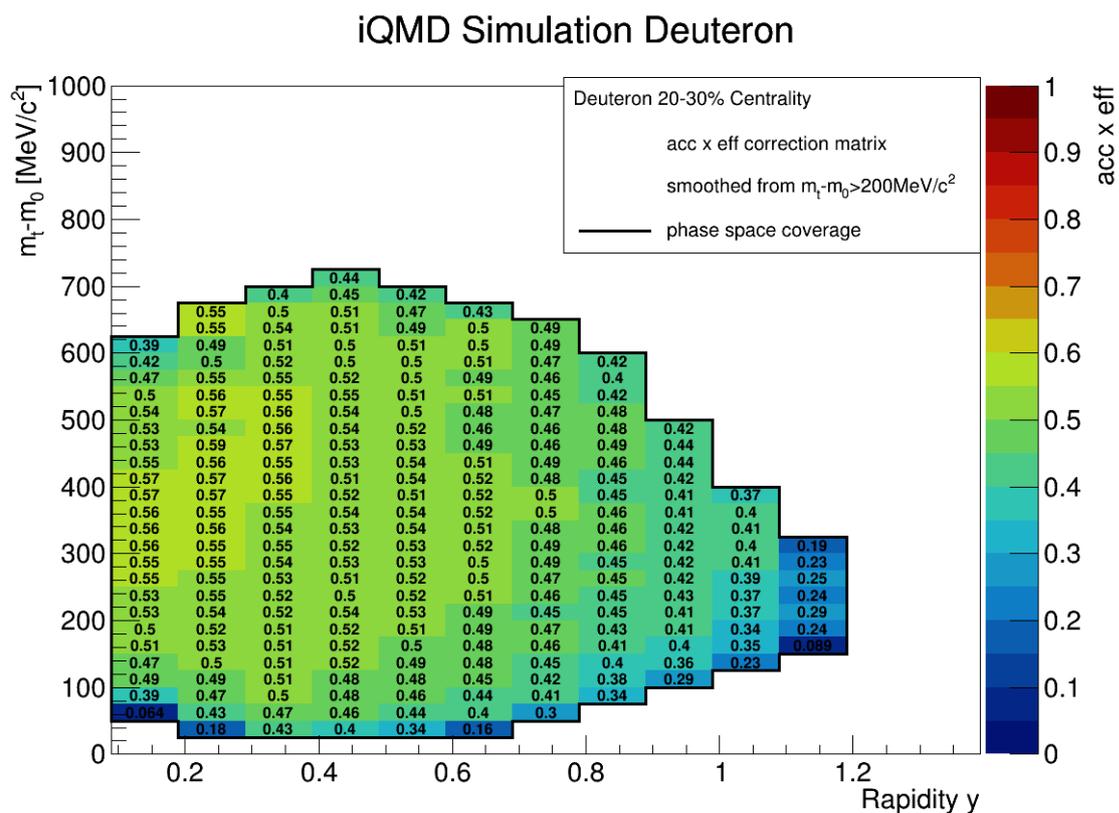
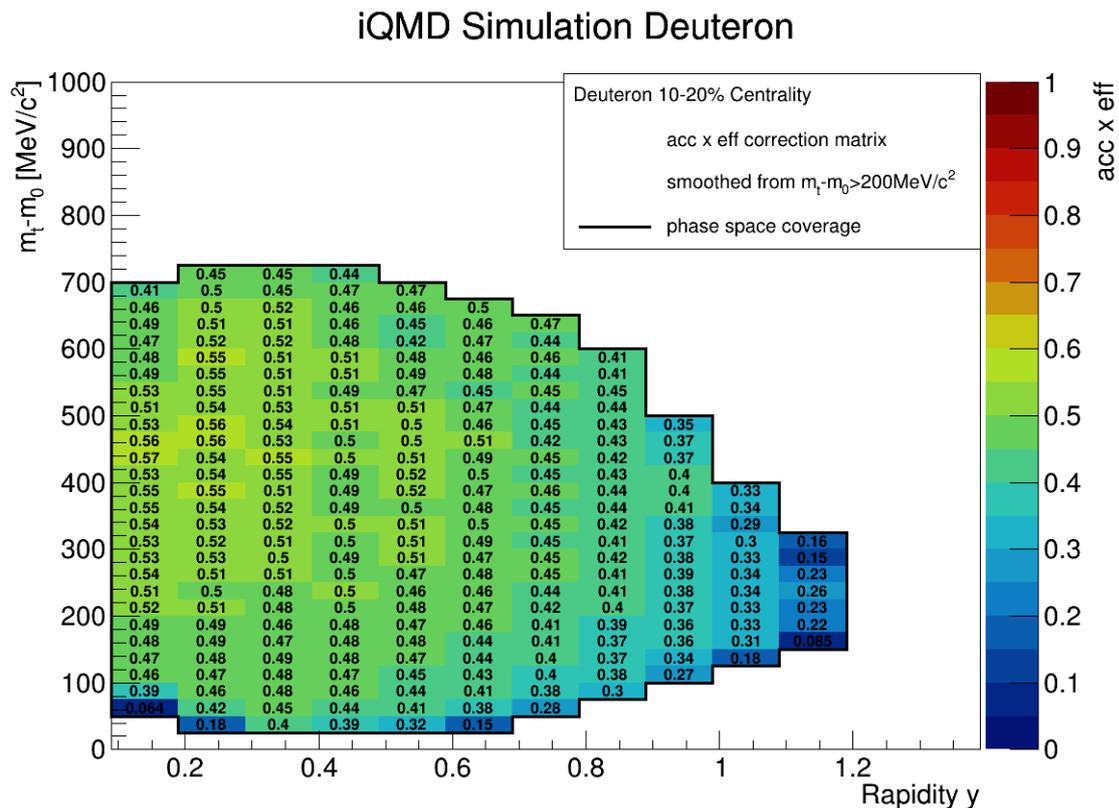


Abbildung 4.29: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrizen für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 10–20% (oben) und 20–30% (unten).

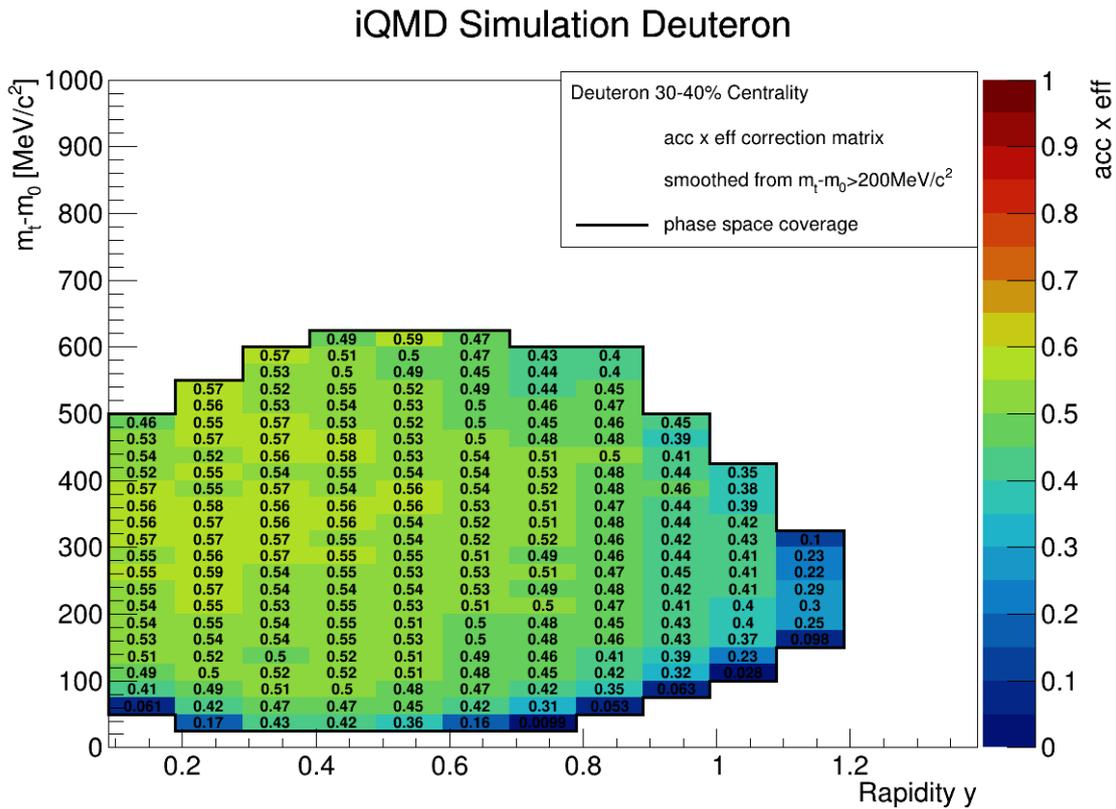


Abbildung 4.30: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatriizen für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 30 – 40%. Zu Beachten ist hier die geringere Phasenraumabdeckung im Vergleich zu den anderen Zentralitätsklassen.

Zusätzlich wird die Normierung auf die Anzahl der Ereignisse vorgenommen. Die für Akzeptanz und Effizienz korrigierten multidifferentiellen Zählraten $d^2N/dm_t dy$ sind in Abb.4.31 für die Zentralitätsklasse 0 – 10% und 10 – 20% dargestellt. Die Daten für 20 – 30% und 30 – 40% finden sich in Abb.4.32.

Für die Deuteronen ist der Rapiditätsbereich, der untersucht wurde, von 0,09 bis 1,19 definiert. Die Spektren werden hier ebenfalls jeweils mit 10er Potenzen zur besseren Präsentation multipliziert, wie in den Legenden angegeben. Die Ergebnisse sind zunächst nur mit dem statistischen Fehler behaftet, der aufgrund der guten Statistik für die Deuteronen, wie für die Protonen, nicht sichtbar ist. Die Datenpunkte, die in den Rapiditätsintervallen noch mitgenommen werden, werden entsprechend der Abdeckung im Phasenraum ausgewählt.

Die transversalen Massenspektren zeigen einen kontinuierlichen Verlauf, der aber im Vergleich zu den Protonen kleine Unregelmäßigkeiten im Bereich von hohen $(m_t - m_0)$ aufweist. Dieser Effekt ist gerade für die semizentralen Zentralitätsklassen zu beobachten. Das ist auf die Untergrundabschätzung über den *Interpolator* zurückzuführen, bei dem es sich als anspruchsvoller als bei den Protonen herausgestellt hat die richtige Parameterauswahl zu treffen, um über den gesamten Bereich eine sinnvolle Untergrundabschätzung zu erreichen. Grund dafür waren die zwei zusätzlichen Signale in den Massenspektren.

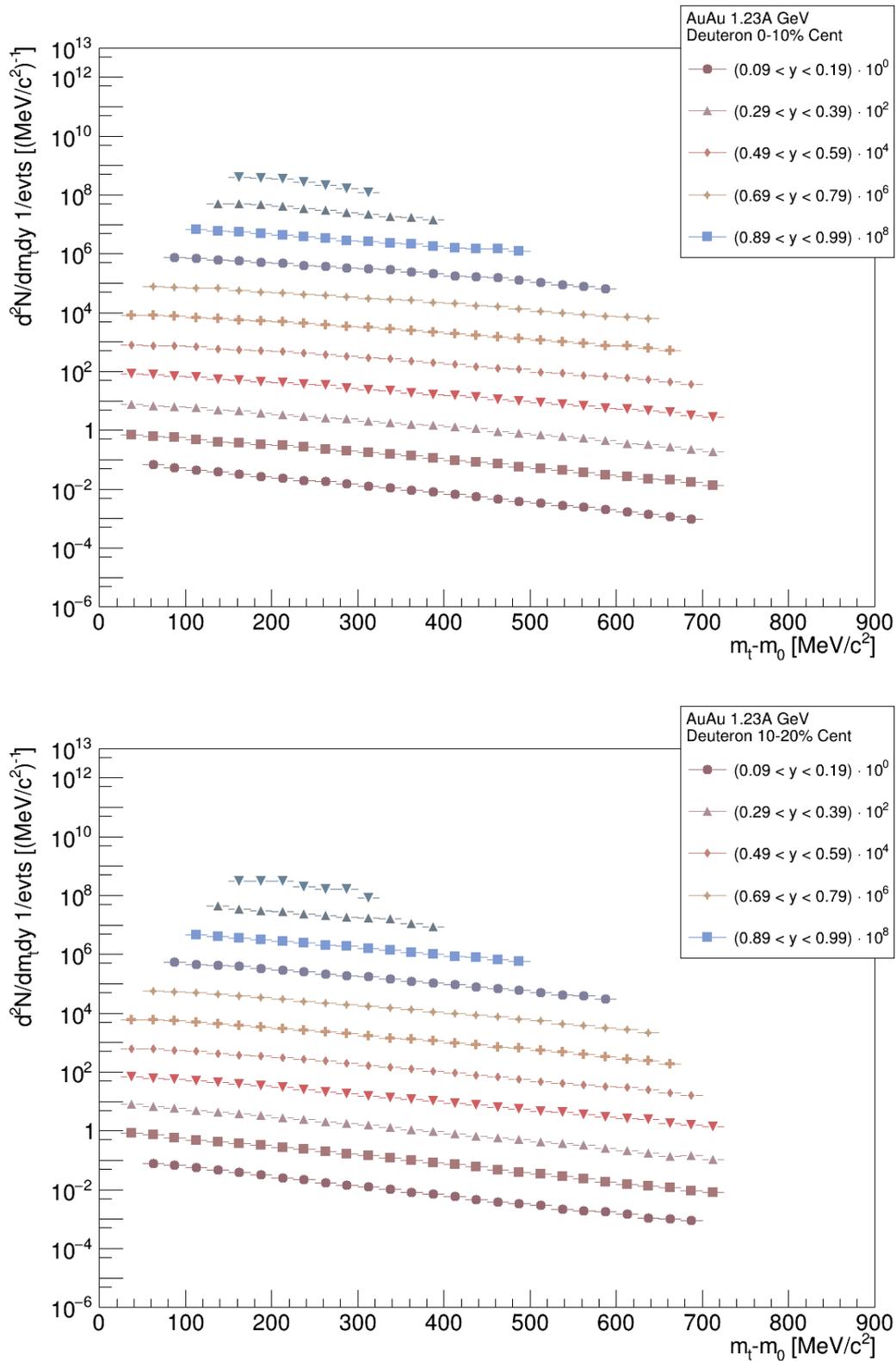


Abbildung 4.31: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren $d^2N/dm_t dy$ der Deuteronen in den Zentralitätsklassen 0–10% (oben) und 10–20% (unten). Die verschiedenen Rapiditybereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

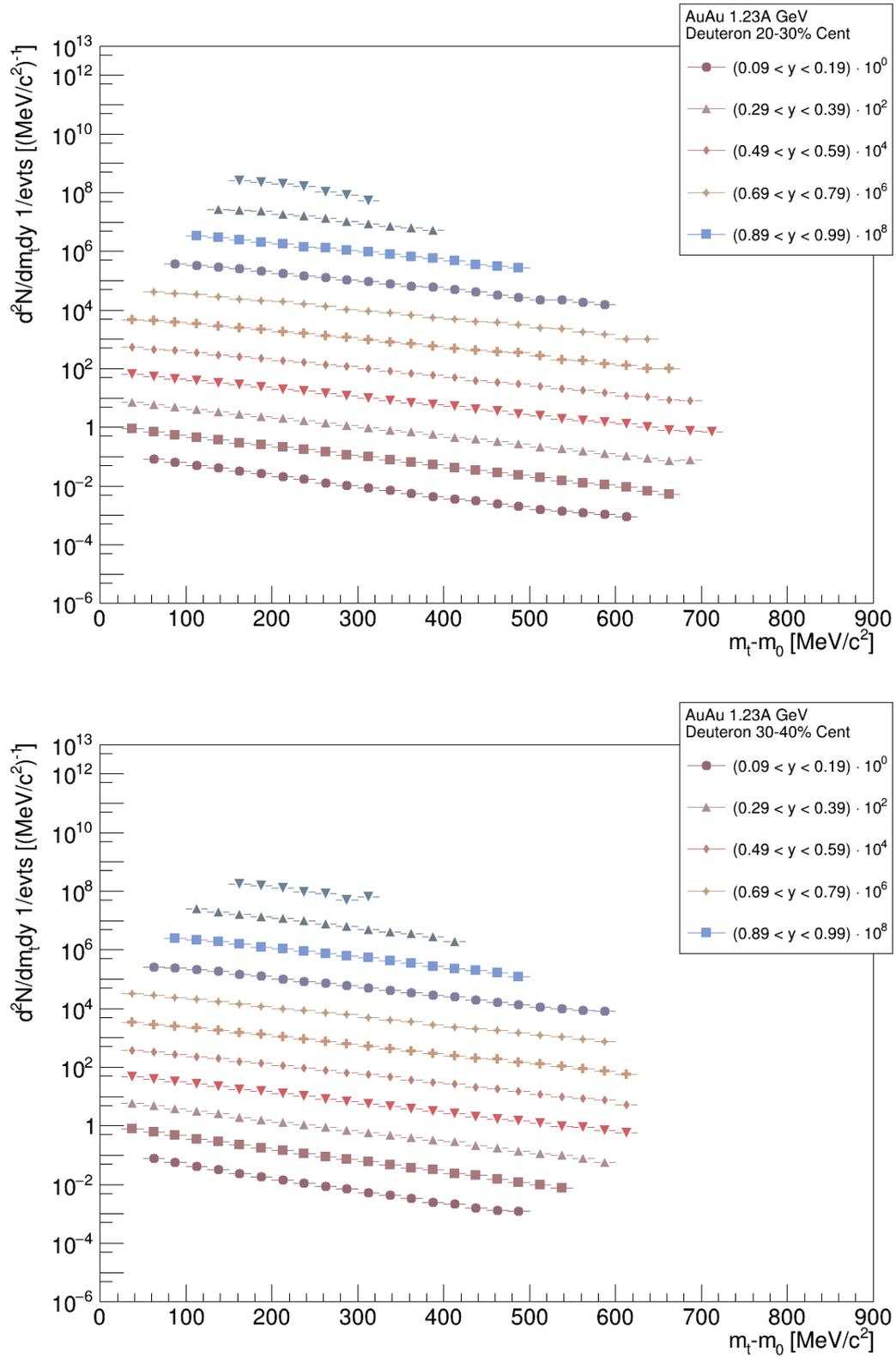


Abbildung 4.32: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren $d^2N/dm_T dy$ der Deuteronen in den Zentralitätsklassen 20–30% (oben) und 30–40% (unten). Die verschiedenen Rapiditybereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

4.2.4 Systematische Fehlerabschätzung

Die systematische Fehlerabschätzung für die transversalen Massenspektren der Deuteronen erfolgt analog zur Vorgehensweise bei den Protonen in Abschnitt 4.1.2. Die betrachteten Fehlerquellen sind die Variation der Energieverlusteinschränkung in den MDCs, der Untergrundabschätzung zur Signalextraktion und der *forward-backward* Hemisphärenvergleich.

Der größte Beitrag, der nach Formel (4.2) berechnet wurde, wird als systematischer Fehler angenommen. Auch hier finden sich die meisten dominanten Beiträge bei der Energieverlustauswahl, wobei der *forward-backward* Vergleich erneut lediglich bei Rapiditäten größer *midrapidity* berücksichtigt wird.

Daraufhin wird der *smoothing* Algorithmus angewendet, um Abweichungen von über 5% zu auszugleichen. Im letzten Schritt werden die systematischen Fehler pro Rapiditätseinheit gemittelt und auf den Mindestfehler von 4% gesetzt. Die resultierenden systematischen Fehlermatrizen sind für die Zentralitätsklassen 0–10% in Abb.4.33 gezeigt. Für 10–20% und 20–30% sind die Fehlermatrizen in Abb.4.34 dargestellt, sowie 30–40% in Abb.4.35.

Die bestimmten Fehler werden im nächsten Abschnitt auf die berechneten transversalen Massenspektren angewendet und wird auch für die darauffolgenden Rapiditätsverteilungen angenommen, da keine systematische Fehlerabschätzung der Extrapolation vorgenommen wurde.

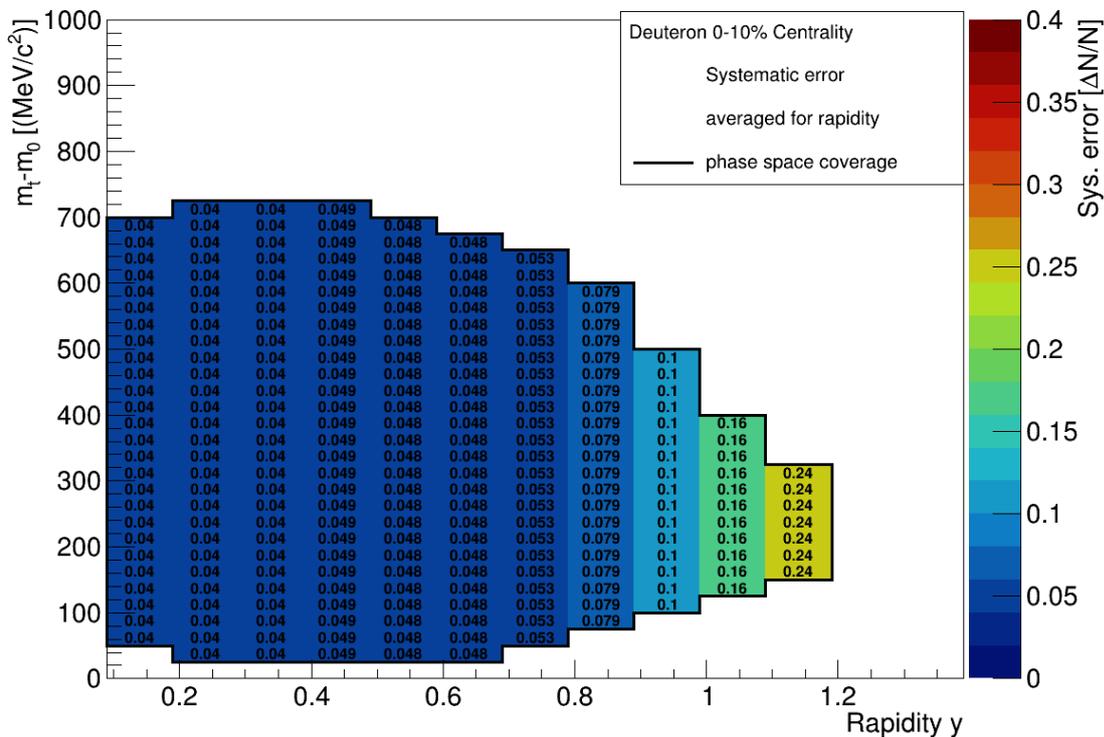


Abbildung 4.33: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 0–10% (oben). Es wurde jeweils der größte Beitrag der Fehlerquellen angenommen und der *smoothing* Algorithmus verwendet. Der Minimalfehler wurde auf 4% gesetzt.

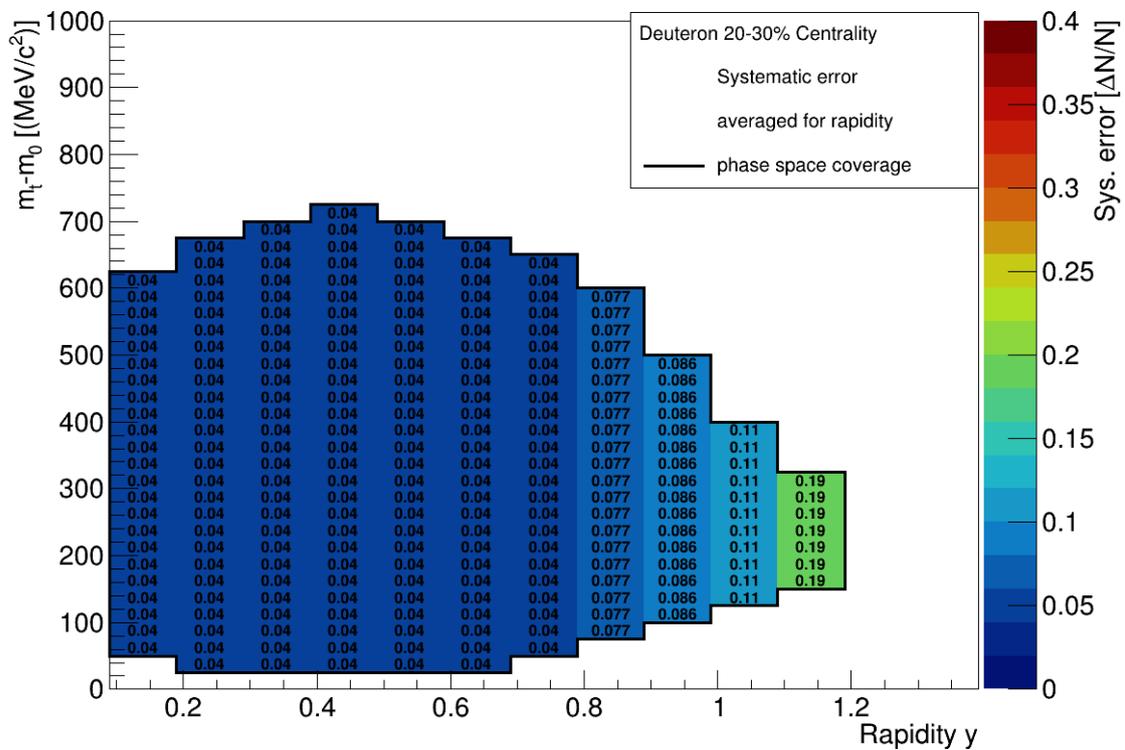
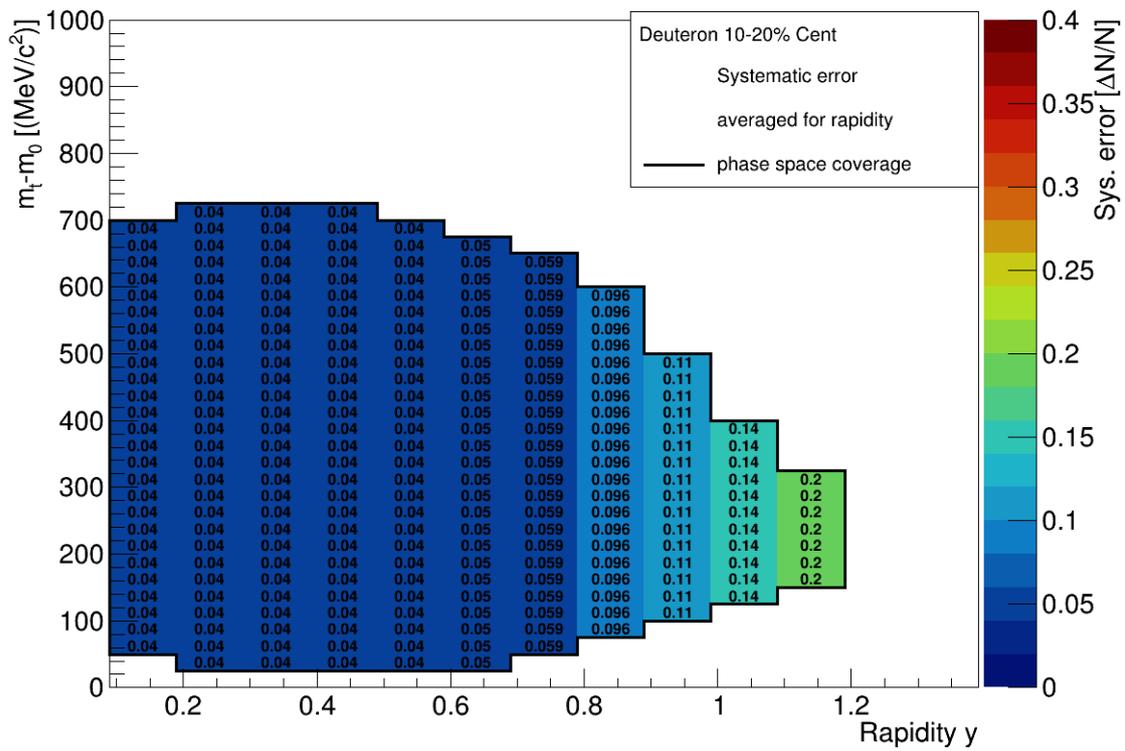


Abbildung 4.34: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 10 – 20% (oben) und 20 – 30% (unten).

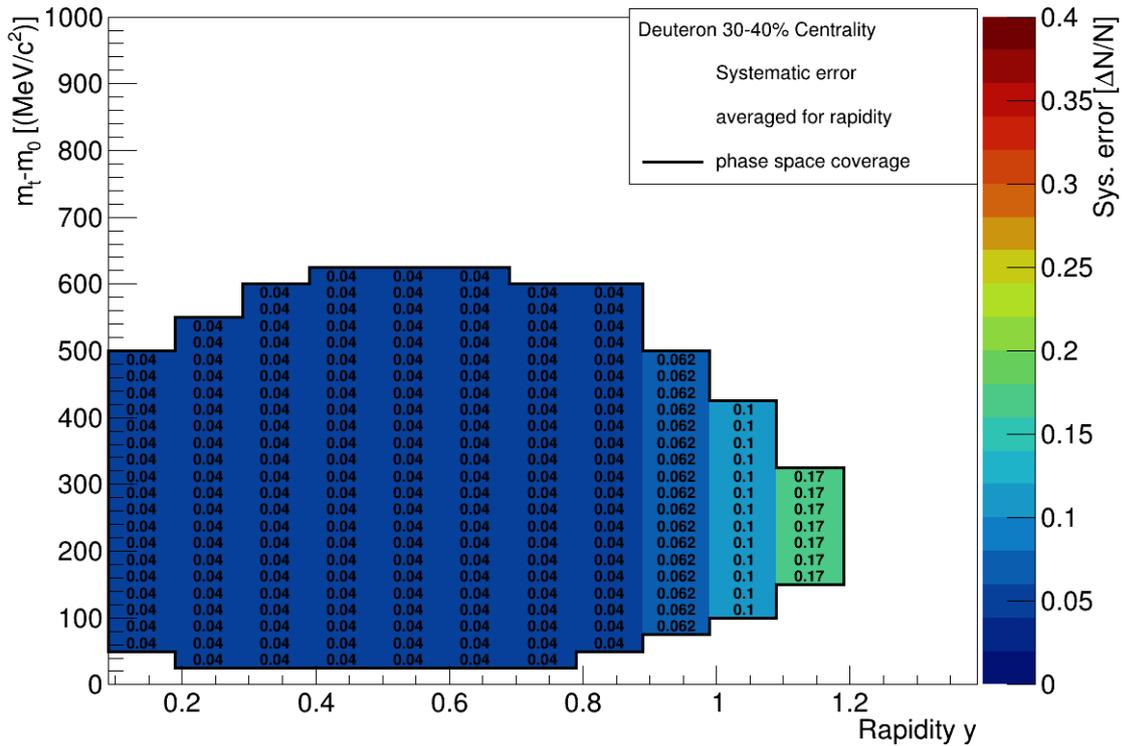


Abbildung 4.35: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 30 – 40%.

4.2.5 Bestimmung der Rapiditätsverteilungen

Um die differentielle Zählrate dN/dy der emittierten Deuteronen zu berechnen, werden im nächsten Schritt die bestimmten transversalen Massenspektren mithilfe der Siemens-Rasmussen Funktion (3.12) extrapoliert. Dabei wird die kinetische *Freeze-Out* Temperatur und die radiale Expansionsgeschwindigkeit β_r ermittelt. Die Minimierung der möglichen Freiheitsgrade erfolgt über eine " χ^2 -mapping" Methode.

Die Spektren zusammen mit der Extrapolation sowie den systematischen Fehlern sind in Abb.4.36 für die Zentralitätsklassen 0 – 10% und 10 – 20% gezeigt. Die Ergebnisse der Zentralitätsklasse 20 – 30% und 30 – 40% sind in Abb.4.37 zu finden. In den jeweiligen Darstellungen ist auf der rechten Seite das Verhältnis zwischen Daten und Extrapolation angegeben. Man erkennt, dass die Extrapolation die Daten über weite Teile gut beschreibt. Beim Übergang zu hohen ($m_t - m_0$) beobachtet man Fluktuationen, die teilweise den ermittelten systematischen Fehler übersteigen.

Die Extrapolationsergebnisse für die *Freeze-Out* Temperatur T und die radiale Expansionsgeschwindigkeit β sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Analog zu den Protonen nehmen die Parameter beim Übergang von zentralen zu peripheren Ereignissen stetig ab. Die Werte sind nur mit dem statistischen Fehler behaftet, da der Siemens-Rasmussen Fit hauptsächlich zur Extrapolation verwendet wird.

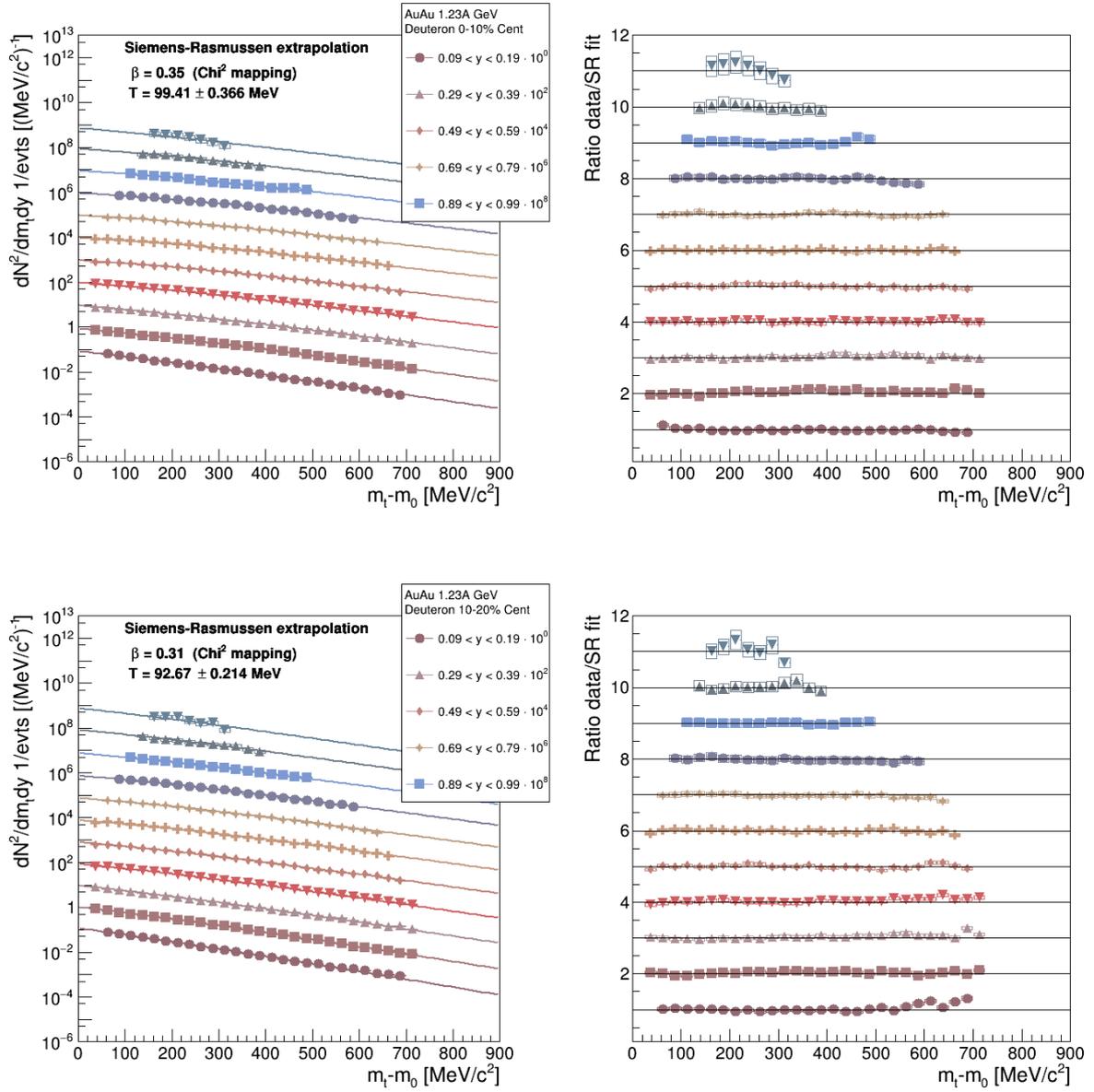


Abbildung 4.36: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Deuteronen in den Zentralitätsklasse 0 – 10% (oben) und 10 – 20% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für die nicht gemessenen Bereiche extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β_r durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt und man beobachtet nur leichte Abweichungen für hohe ($m_t - m_0$).

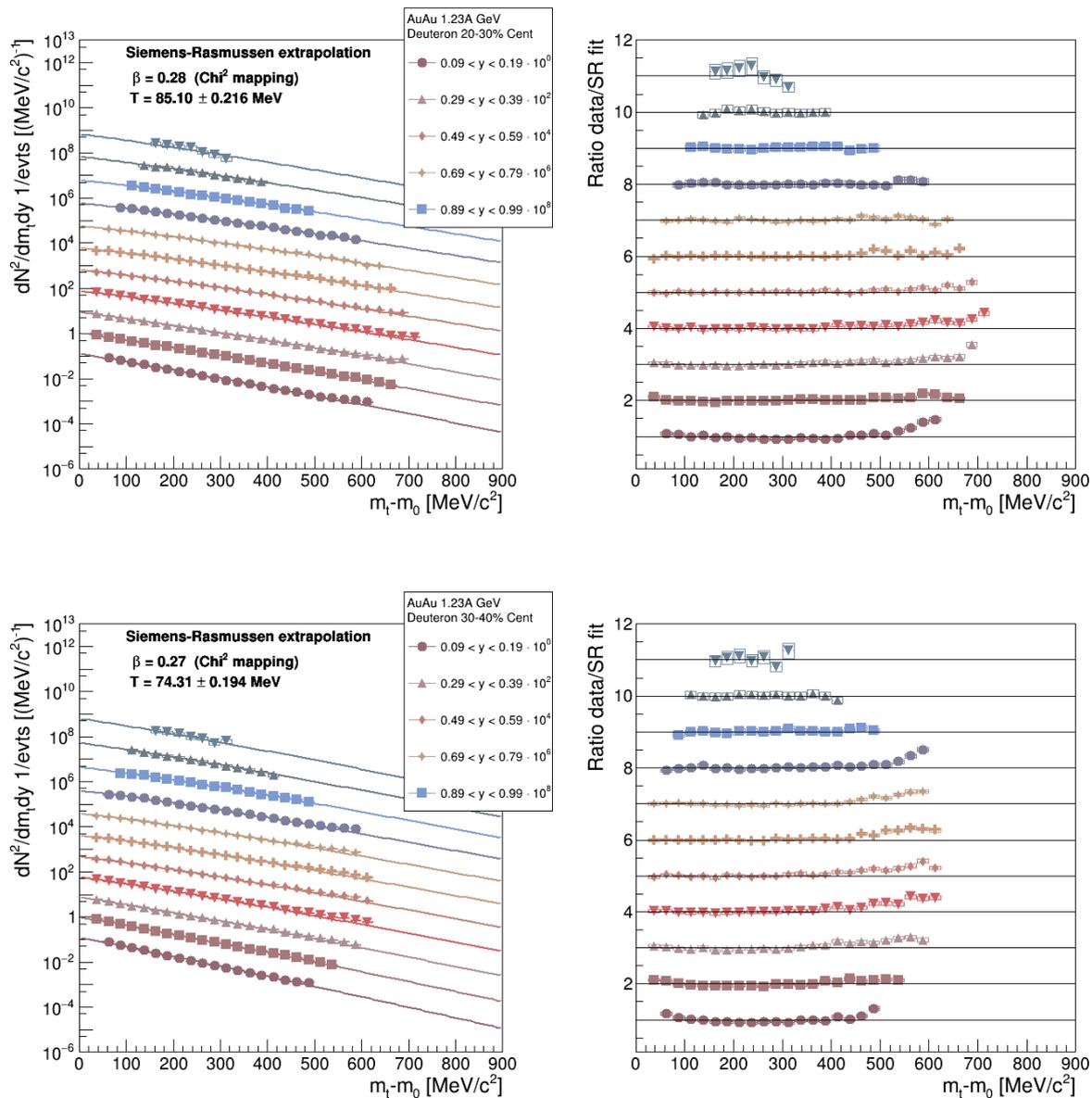


Abbildung 4.37: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der Deuteronen in den Zentralitätsklassen 20 – 30% (oben) und 30 – 40% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für die nicht gemessenen Bereiche extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β_r durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt und man beobachtet stärkere Abweichungen für hohe ($m_t - m_0$) als bei den anderen Klassen.

	T [MeV]	β_r
0 – 10%	$99,4 \pm 0,4$	0,35
10 – 20%	$92,7 \pm 0,2$	0,31
20 – 30%	$85,1 \pm 0,2$	0,28
30 – 40%	$74,3 \pm 0,2$	0,27

Tabelle 4.3: *Freeze-Out* Parameter T und β_r der Deuteronen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet über die Siemens-Rasmussen Funktion.

Integriert man die Daten zusammen mit dem extrapolierten Bereich über $(m_t - m_0)$ erhält man die differentiellen Zählraten dN/dy für das Schwerpunktsystem bei $y_{cm} = 0,74$. Gezeigt in Abb.4.38 sind die resultierenden Verteilungen der einzelnen Zentralitätsklassen zusammen mit dem farbig unterlegtem Bereich, der nur aus der Integration über die Datenpunkte berechnet wurde.

Man erkennt, dass der Anteil des extrapolierten Bereichs in der *forward* Region größer als in *backward* ist, was an der geringeren Phasenraumabdeckung bzw. geringeren Anzahl an Datenpunkten liegt.

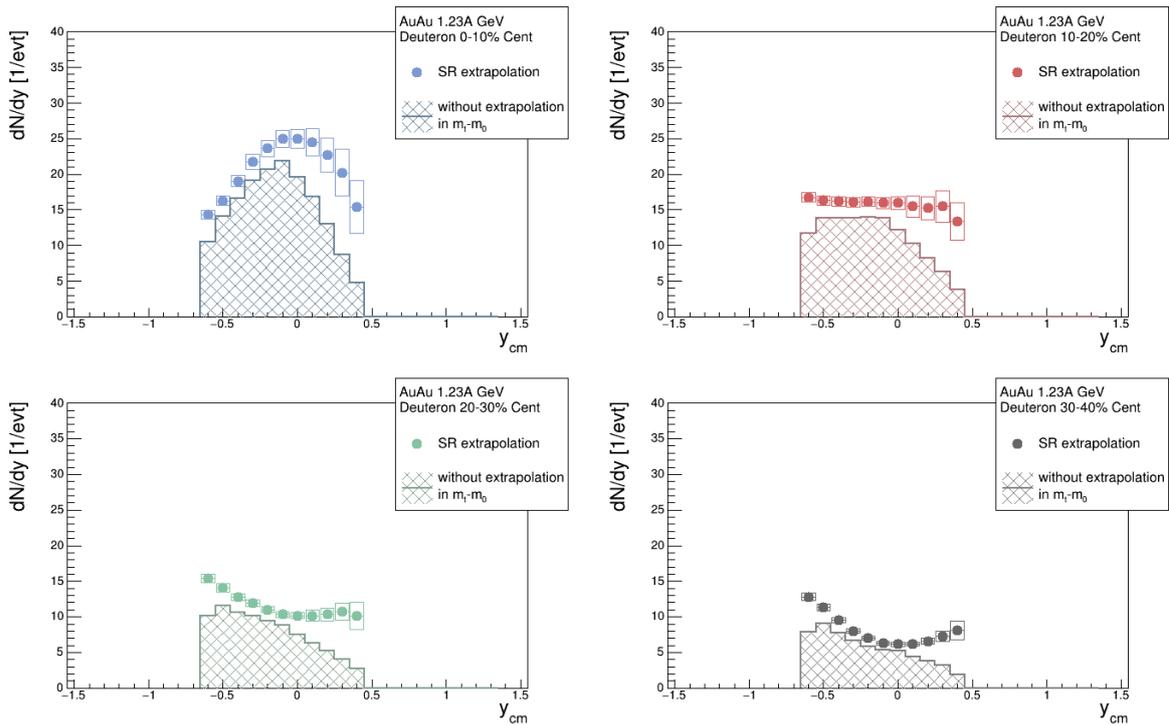


Abbildung 4.38: Rapiditydichteverteilungen für Deuteronen in den einzelnen Zentralitätsklassen. Die Datenpunkte sind zusammen mit der Siemens-Rasmussen Extrapolation berechnet, während der farbig markierte Teil nur die Integration über die Datenpunkte darstellt.

4.2.5.1 Zentralitätsabhängigkeit der Verteilung

Die differentiellen Zählraten dN/dy für die vier Zentralitätsklassen zusammen mit den gespiegelten Verteilungen sind in Abb.4.39 dargestellt. Die gespiegelten Werte werden angegeben, weil es sich bei den Au+Au Kollisionen um ein symmetrisches Stoßsystem handelt und dementsprechend wird angenommen, dass eine um *midrapidity* symmetrische Verteilung vorliegt. In dieser Hinsicht beobachtet man, dass die Punkte innerhalb ihrer systematischen Fehler deckungsgleich sind.

Im Verlauf der Rapiditätsverteilungen erkennt man erneut den Übergang der zwei Beobachterbereiche, die von *backward* und *forward rapidity* $y = \pm 0,74$ ausgehend, anfangen beim Übergang von peripheren Ereignissen zu zentralen ineinander zu laufen bis sie einer Normalverteilung bei *midrapidity* im *participants* Bereich ähneln.

Das Integral der Datenpunkte in dem gemessenen Rapiditätsbereich $y_{lab} = 0,09 - 1,19$ liefert die Multiplizitäten für die vier Zentralitätsklassen, die in Tab.4.4 zusammengefasst sind.

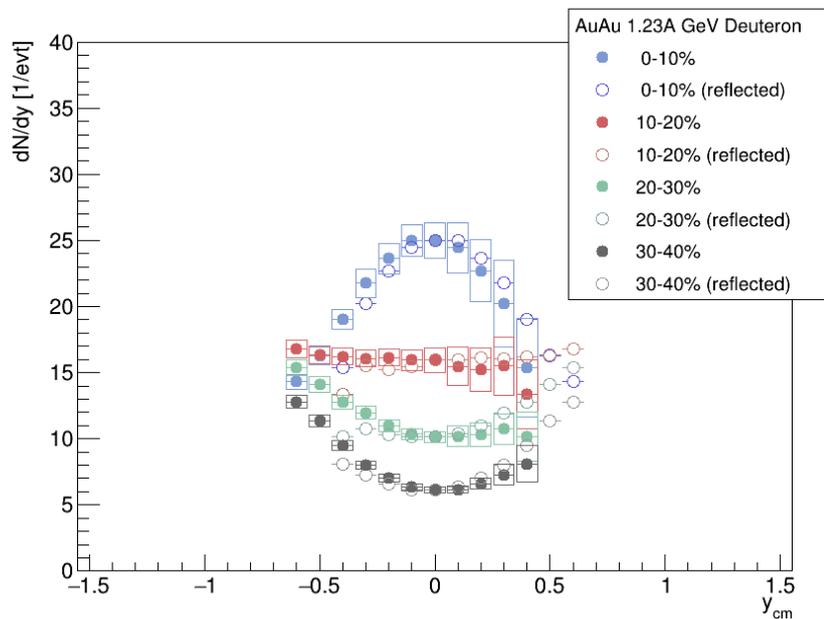


Abbildung 4.39: Rapiditydichteverteilung für Deuteronen in allen Zentralitätsklassen mit systematischen Fehlern. Die offenen Symbole stellen die um *midrapidity* gespiegelten Verteilungen dar.

	Mult [1/evt]	stat.	sys. Fehler
0 – 10%	22,8	$\pm 0,016$	$\pm 1,8$
10 – 20%	17,3	$\pm 0,014$	$\pm 1,3$
20 – 30%	12,7	$\pm 0,013$	$\pm 0,8$
30 – 40%	8,9	$\pm 0,013$	$\pm 0,5$

Tabelle 4.4: Multiplizitäten der Deuteronen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet im gemessenen Rapiditätsbereich $y_{lab} = 0,09 - 1,19$. Angegeben ist der statistische und systematische Fehler.

4.2.5.2 Bestimmung der 4π Zählrate für 0–10% zentrale Ereignisse und der Vergleich mit vorangegangenen Analysen

Zur Berechnung der Multiplizität über den gesamten Rapiditätsbereich wird hier, wie bei den Protonen, die Verteilung in der Zentralitätsklasse 0–10% mit einem doppelten Gaussfit beschrieben, gezeigt in Abb.4.40. Die Integration liefert eine Multiplizität der Deuteronen von $30,4 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 1,8(\text{sys})$ pro Ereignis.

Die Gegenprobe zur Analyse aus [51] ist ebenfalls in der Abbildung gezeigt. Auch hier, wie bei den Protonen, stimmen die Ergebnisse innerhalb der systematischen Fehler gut überein.

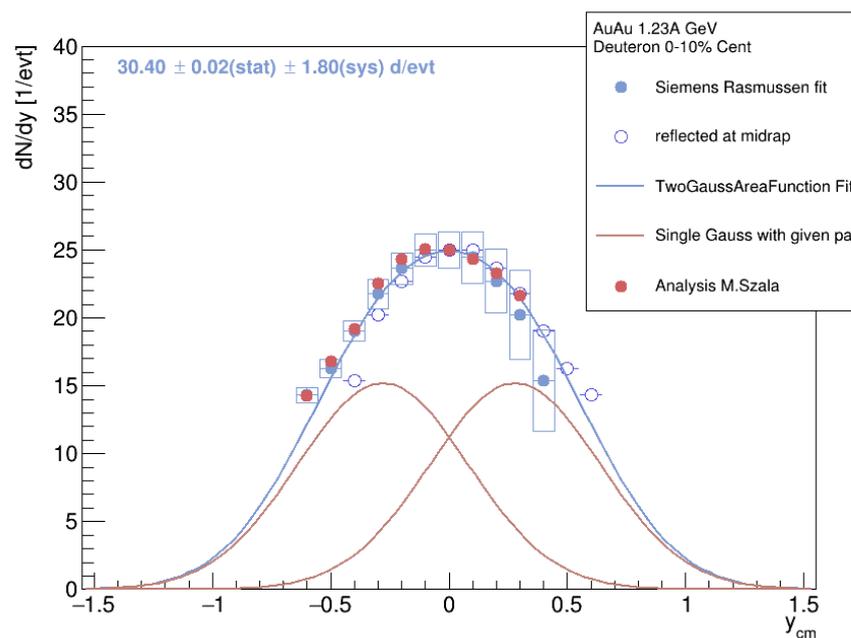


Abbildung 4.40: Rapiditydichteverteilung für Deuteronen in der Zentralitätsklasse 0–10% zusammen mit dem Ergebnis aus der Analyse [51]. Die Daten werden mit dem doppelten Gaussfit beschrieben und die resultierende Multiplizität über die Integration ist zusammen mit dem statistischen und systematischen Fehler angegeben.

4.3 Tritonen

Das dritte Teilchen, das in dieser Analyse untersucht wird, ist das Triton. Bestehend aus einem Proton und zwei Neutronen im Kernverbund, hat es eine elektrische Ladung von $+1e$. Die Ruhemasse beträgt $m=2808,9 \text{ MeV}/c^2$.

4.3.1 Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes

Analog zu den zwei bisher untersuchten Teilchen, wird als Erstes die Energieverlusteinschränkung in den MDCs erzeugt. Nach der Massenvorselektion für die Tritonen im Bereich von $2600 \text{ MeV}/c^2 < m < 3000 \text{ MeV}/c^2$, werden Energieverlustspektren in den Winkelbereichen von TOF und RPC gefüllt. Die Verteilung für Daten ist in Abb.4.41 und für Simulation in Abb.4.42 gezeigt.

Der direkte Bereich in den Projektionen über den asymmetrischen Gaussfit beschrieben werden beträgt $630 \text{ bis } 3200 \text{ MeV}/c^2$ für RPC und $600 \text{ bis } 1650 \text{ MeV}/c^2$ für TOF. Die in die Spektren eingezeichneten Linien entsprechen der 3σ Abweichung um den Mittelwert des Fits. Beispielhaft sind in Abb.4.43 zwei Projektionen jeweils aus dem niedrigen bzw. hohen Impulsbereich dargestellt. Für die Tritonen wurde lediglich eine minimale Impulseinschränkung von $p_{min} > 600 \text{ MeV}/c$ definiert.

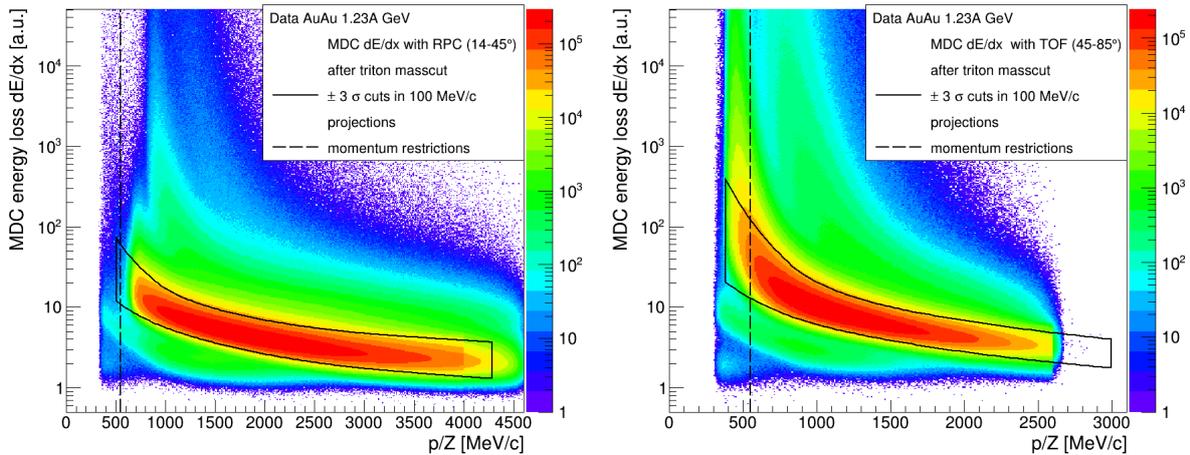


Abbildung 4.41: Teilchenselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke in den MDCs für Tritonen in Daten nach der Massenvorselektion im Bereich von $2600 \text{ MeV}/c^2 < m < 3000 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 3σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen. Man erkennt eine zweite Kurve, die durch Deuteronen erzeugt wird.

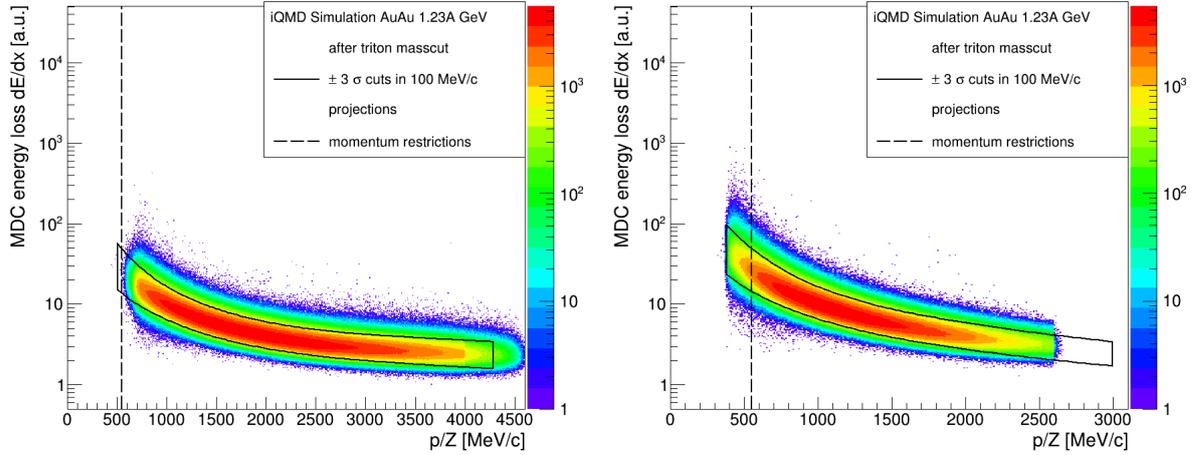


Abbildung 4.42: Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke in den MDCs für Tritonen in iQMD Simulation nach der Massenvorselektion im Bereich von $2600 \text{ MeV}/c^2 < m < 3000 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelte Linie ist die angewendete Impulseinschränkung und bei der durchgezogenen Linie handelt es sich um die 3σ Auswahl des asymmetrischen Gaußfits in den Projektionen.

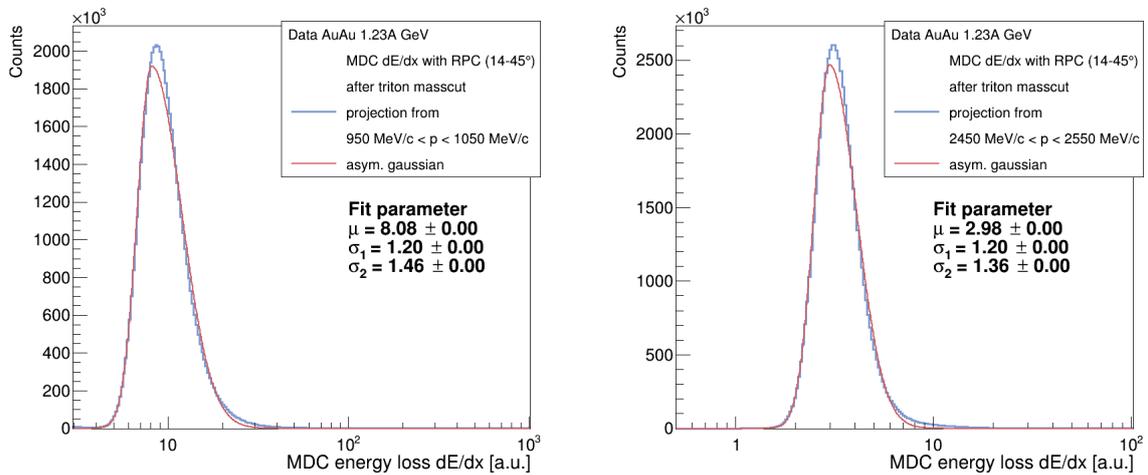


Abbildung 4.43: Projektionen des Energieverlusts pro Wegstrecke für Tritonen über $100 \text{ MeV}/c$. Beispielhaft gezeigt ist links die Verteilung für einen niedrigen Impulsbereich von $950 \text{ MeV}/c$ bis $1050 \text{ MeV}/c$ mit korrespondierendem asymmetrischen Gaußfit und den generierten Parametern. Rechts eine Verteilung für höhere Impulse von $3950 \text{ MeV}/c$ bis $4050 \text{ MeV}/c$. Zu beachten ist der andere Bereich auf der x-Achse in der linken Verteilung.

4.3.2 Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate

Die Untergrundbeschreibung und Signalextraktion erfolgt über Massenspektren nach der Aufteilung in die einzelnen Phasenraumzellen. Gewählt wurden für die Tritonen ein $(m_t - m_0)$ Bereich von $0 - 1000 \text{ MeV}/c^2$, der in 40 Bins unterteilt wurde. Die Rapidität teilt sich wie für die anderen Teilchen bisher von $0,09 - 2,09$ in 20 Bins.

Die Methodik über *Peakfinder* und *Interpolator* zur Untergrundabschätzung, die hier angewendet wird, wurde bereits diskutiert. Der Bereich, indem Tritonsignale gesucht werden beträgt $2600 \text{ MeV}/c^2$ bis $4000 \text{ MeV}/c^2$. Da es sich bei Tritonen um einfach geladene Kerne handelt, die eine große Masse besitzen, werden sie im Massen-zu-Ladungsverhältnisspektrum als schwerstes Teilchen gemessen. Daher befindet sich nur die leichteren Deuteronen als Signal im Massenspektrum der Phasenraumzellen daneben. Dieses identifiziert der *Peakfinder* im Massenbereich kleiner als $2200 \text{ MeV}/c^2$.

Als Einstellungen für den *Interpolator* wurde eine konstante Verschiebung von $50 \text{ MeV}/c^2$ gewählt und der Versatz beträgt $10 \text{ MeV}/c^2$. Die beispielhaften Massenspektren der Tritonen sind in Abb.4.44 um *midrapidity*, in Abb.4.45 um *most backward rapidity* und in Abb.4.46 um die vorletzte *forward rapidity* gezeigt. Aufgrund der weniger guten Phasenraumabdeckung, im Vergleich zu den Protonen und Deuteronen, wird hier zur Darstellung der $(m_t - m_0)$ -Bereich von 125 bis $425 \text{ MeV}/c^2$ gewählt.

Die exemplarischen Massenspektren für die Tritonen der weiteren Zentralitätsklassen finden sich im Anhang in Abb.A.21 bis Abb.A.29.

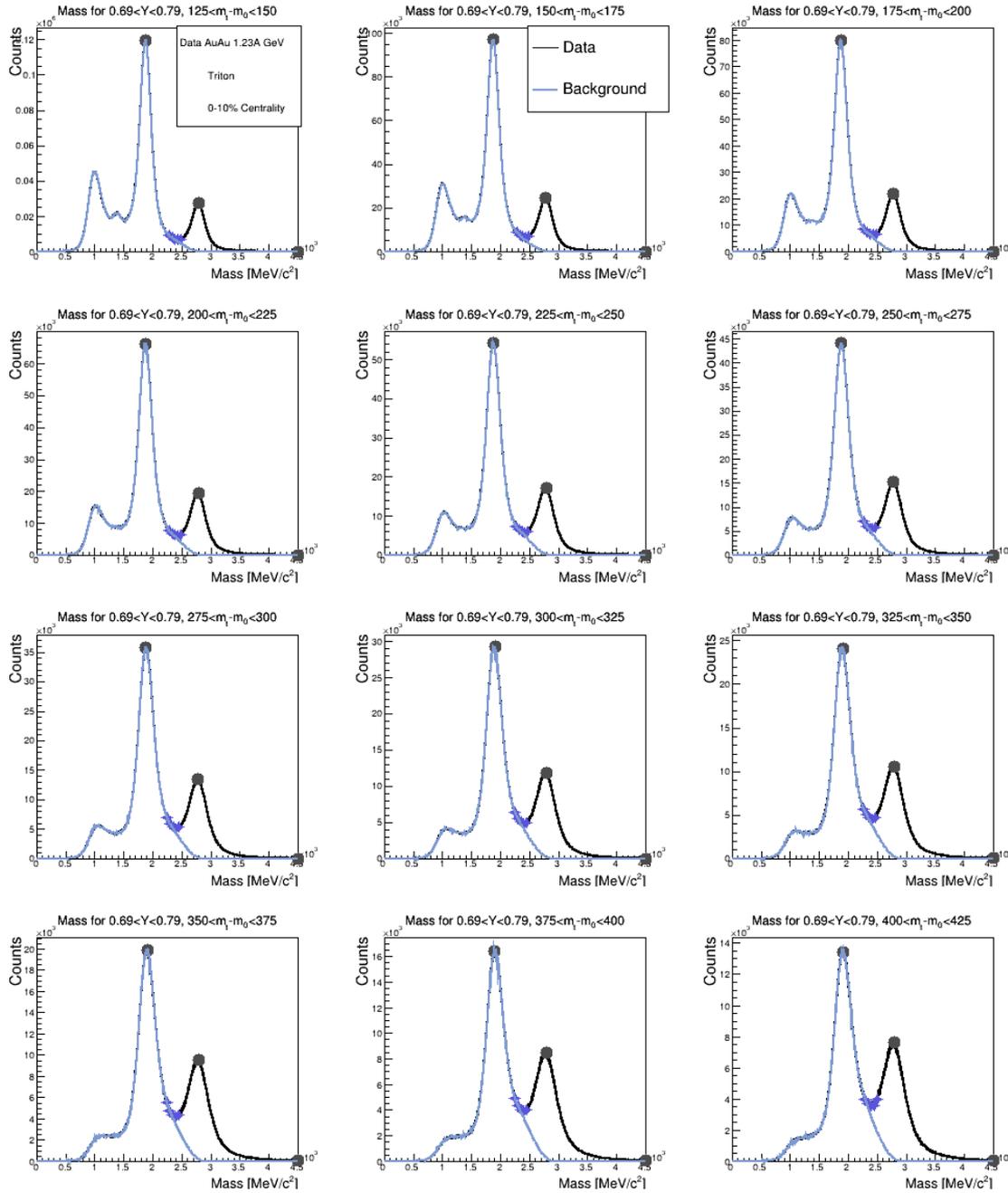


Abbildung 4.44: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* ($0,69-0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125 - 425$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

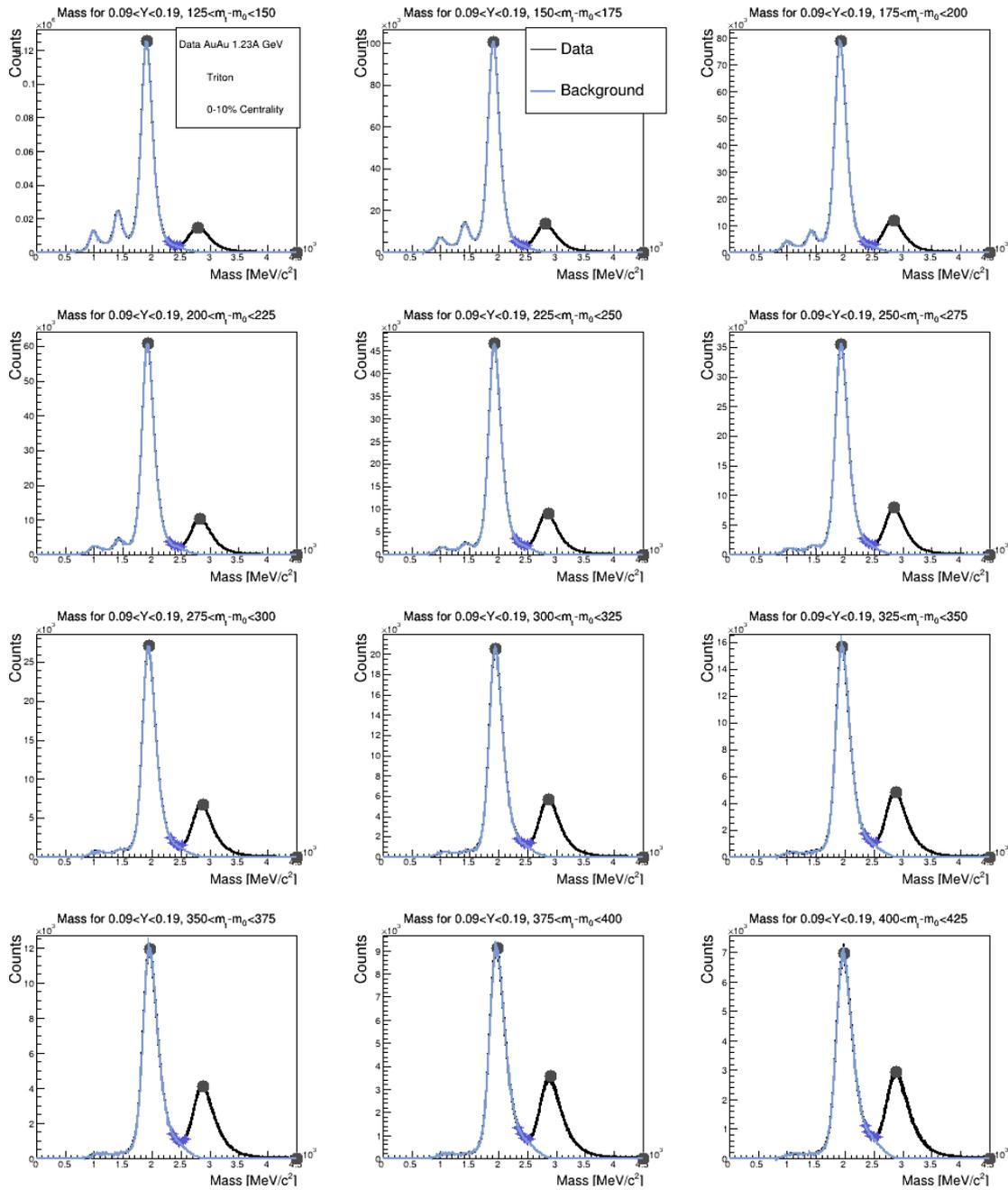


Abbildung 4.45: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09, 0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125 - 425 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

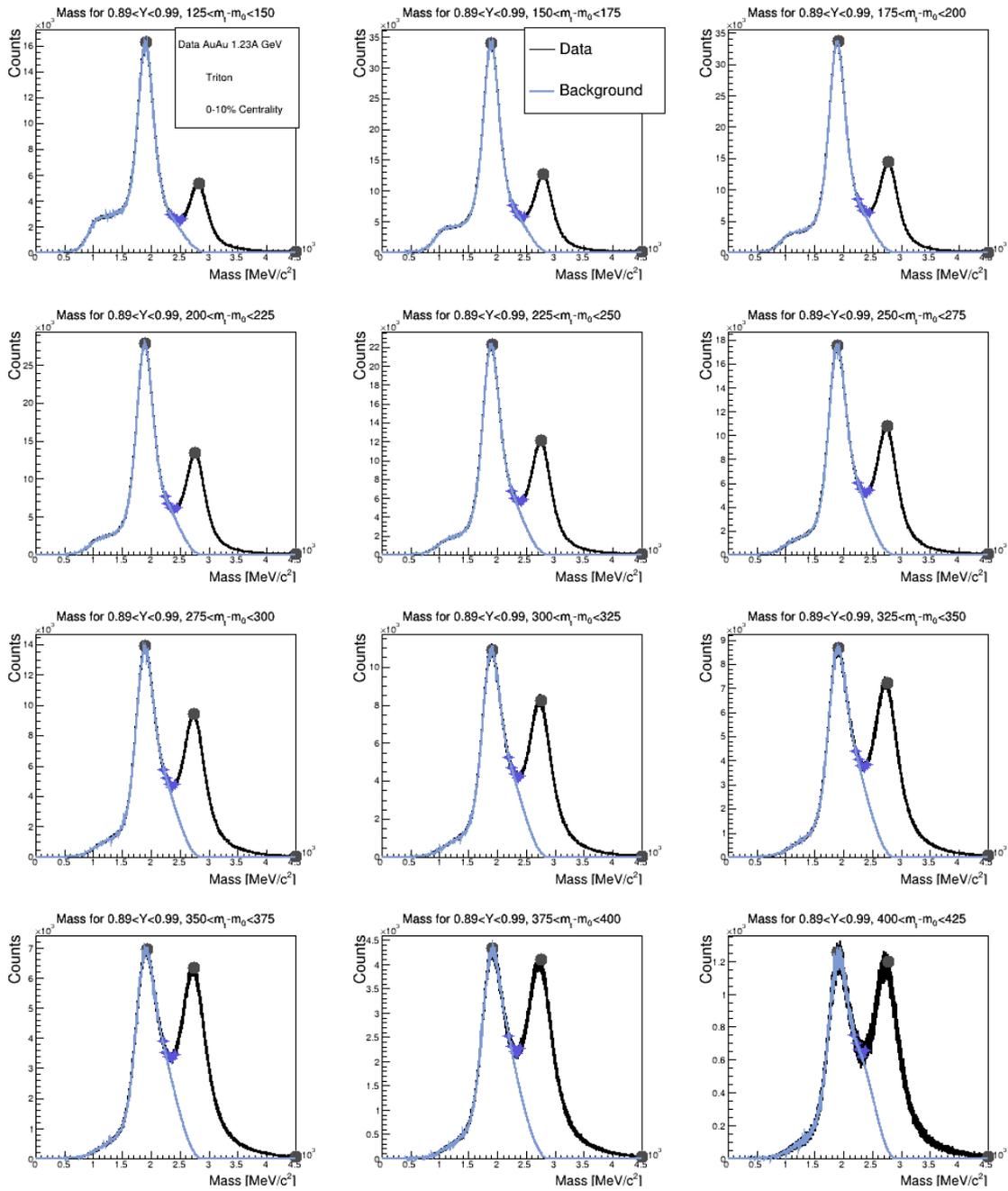


Abbildung 4.46: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* ($0,89-0,99$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125-425$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

4.3.3 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Die Signale, die durch die Untergrundabschätzung extrahiert wurden und im 2σ Bereich integriert wurden, werden als Nächstes für Akzeptanz und Effizienz korrigiert. Beschrieben wurde die Methodik in Abschnitt 3.3.2.

Aufgrund von Fluktuationen in der iQMD Simulation, wird auch hier der *smoothing* Algorithmus für Werte über $(m_t - m_0) > 200 \text{ MeV}/c^2$ bei Abweichungen von 5% angewendet. Die Korrekturmatrix für die Zentralitätsklasse 0–10% ist in Abb.4.47 gezeigt, die Matrizen für 10–20% und 20–30% sind in Abb.4.48 dargestellt. Die Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrix für die Zentralitätsklasse 30–40% findet sich in Abb.4.49. Eingezeichnet ist die Phasenraumabdeckung, die für die differentiellen Zählraten ausgewählt wird und man erkennt, dass sie im Vergleich zu den anderen Teilchen geringer ausfällt.

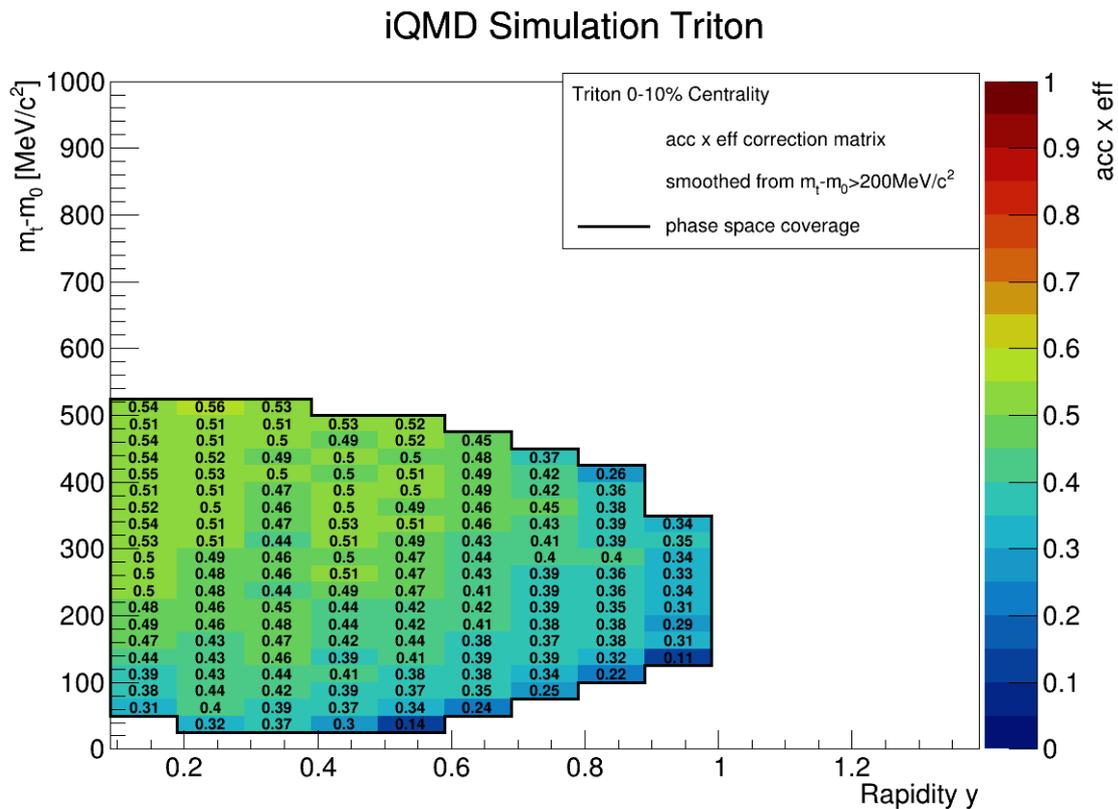


Abbildung 4.47: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrizen für Tritonen in der Zentralitätsklasse 0–10%. Der *smoothing* Algorithmus wurde für den bereich ab $m_t - m_0 > 200 \text{ MeV}/c^2$ durchgeführt. Die eingezeichnete schwarze Linie stellt die im Folgenden gewählte Phasenraumabdeckung für die Daten dar.

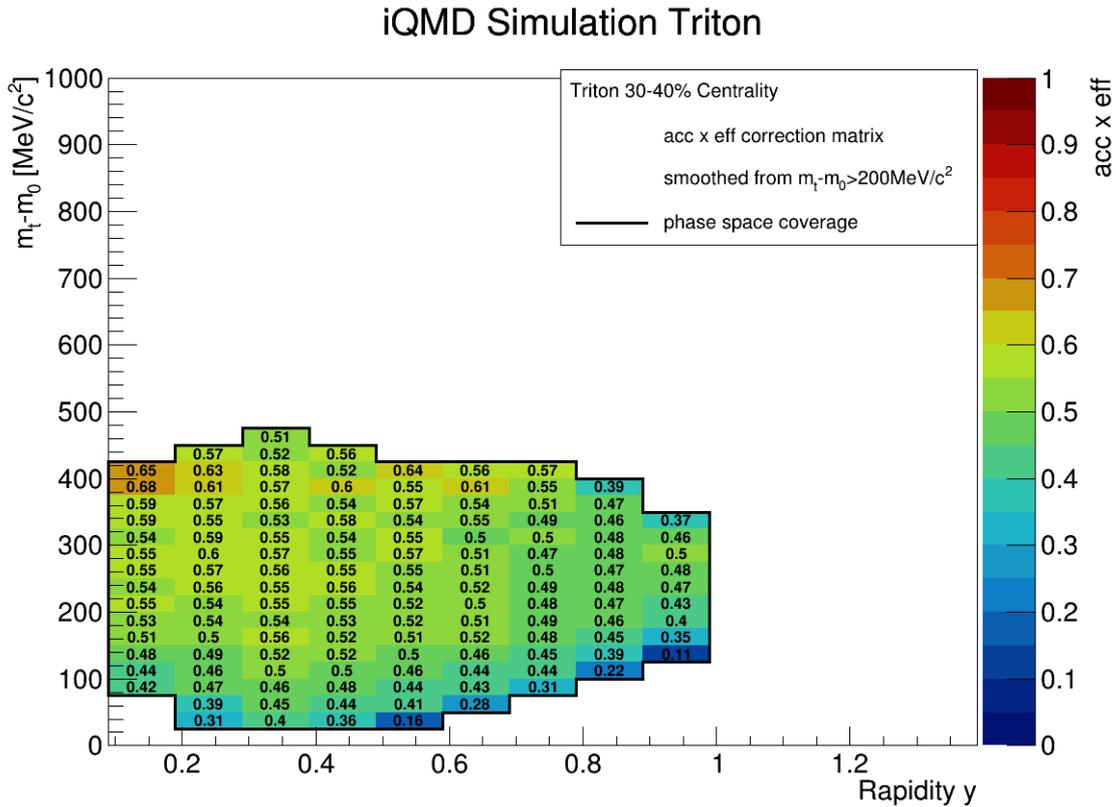


Abbildung 4.49: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatriizen für Tritonen in der Zentralitätsklasse 30 – 40%. Zu Beachten ist hier die geringere Phasenraumabdeckung im Vergleich zu den anderen Zentralitätsklassen.

Nach der Normierung auf die Anzahl der Ereignisse, sind die differentiellen Zählraten $d^2N/dm_t dy$ für 0 – 10% und 10 – 20% in Abb.4.50 dargestellt. Die Ergebnisse für die Zentralitätsklassen 20 – 30% und 30 – 40% sind in Abb.51 gezeigt.

Der resultierende Rapiditybereich der Tritonen ist von 0,09 bis 0,99 gewählt. Die Spektren sind zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert, wie in den Legenden angegeben. Hier erkennt man, dass die Statistik zur Datenauswertung weiterhin gut ist und ein nicht sichtbarer statistischer Fehler vorhanden ist. Der Verlauf der differentiellen Zählraten ist wie erwartet kontinuierlich.

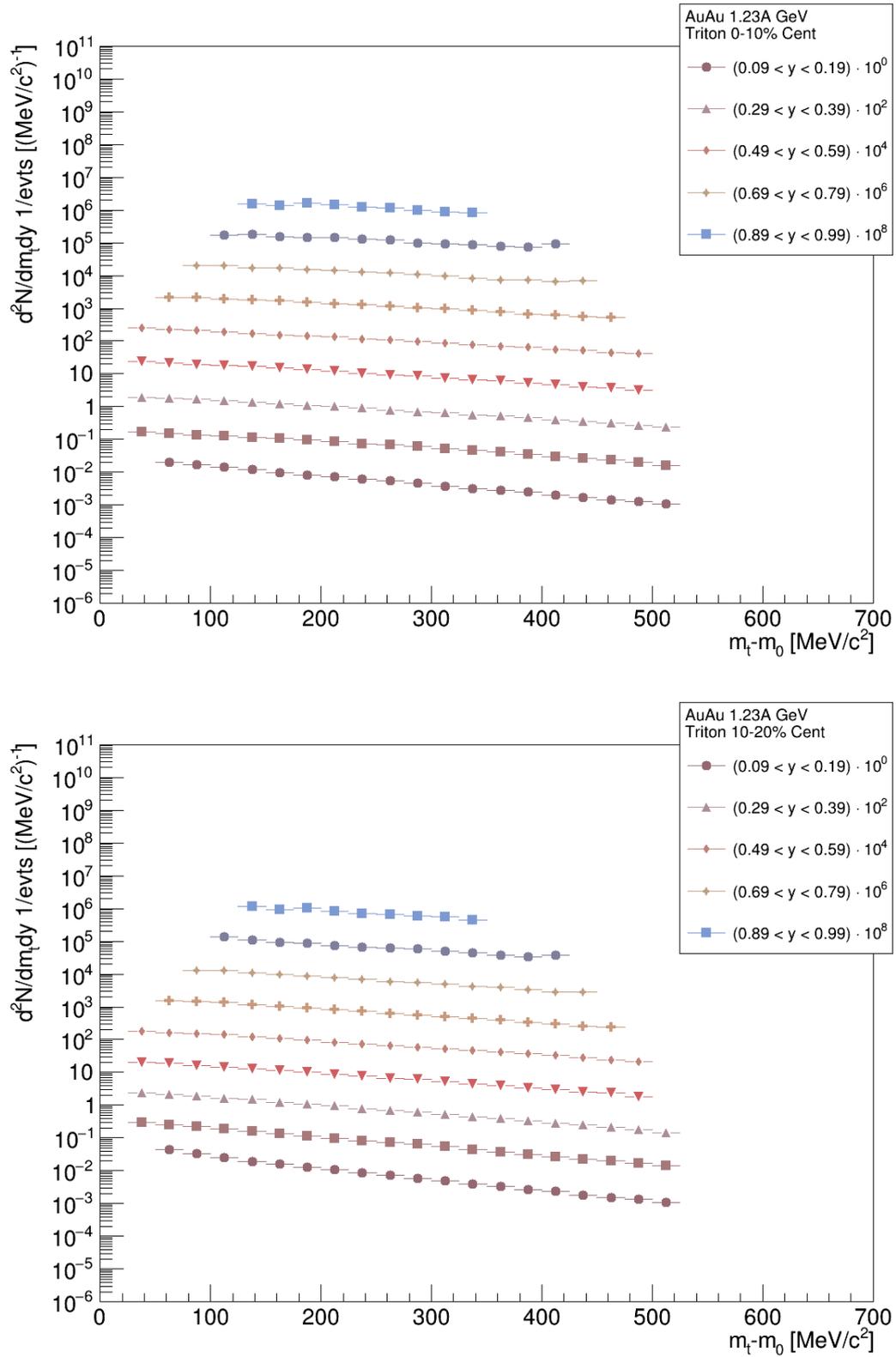


Abbildung 4.50: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren $d^2N/dm_t dy$ der Tritonen in den Zentralitätsklassen 0 – 10% (oben) und 10 – 20% (unten). Die verschiedenen Rapiditätsbereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

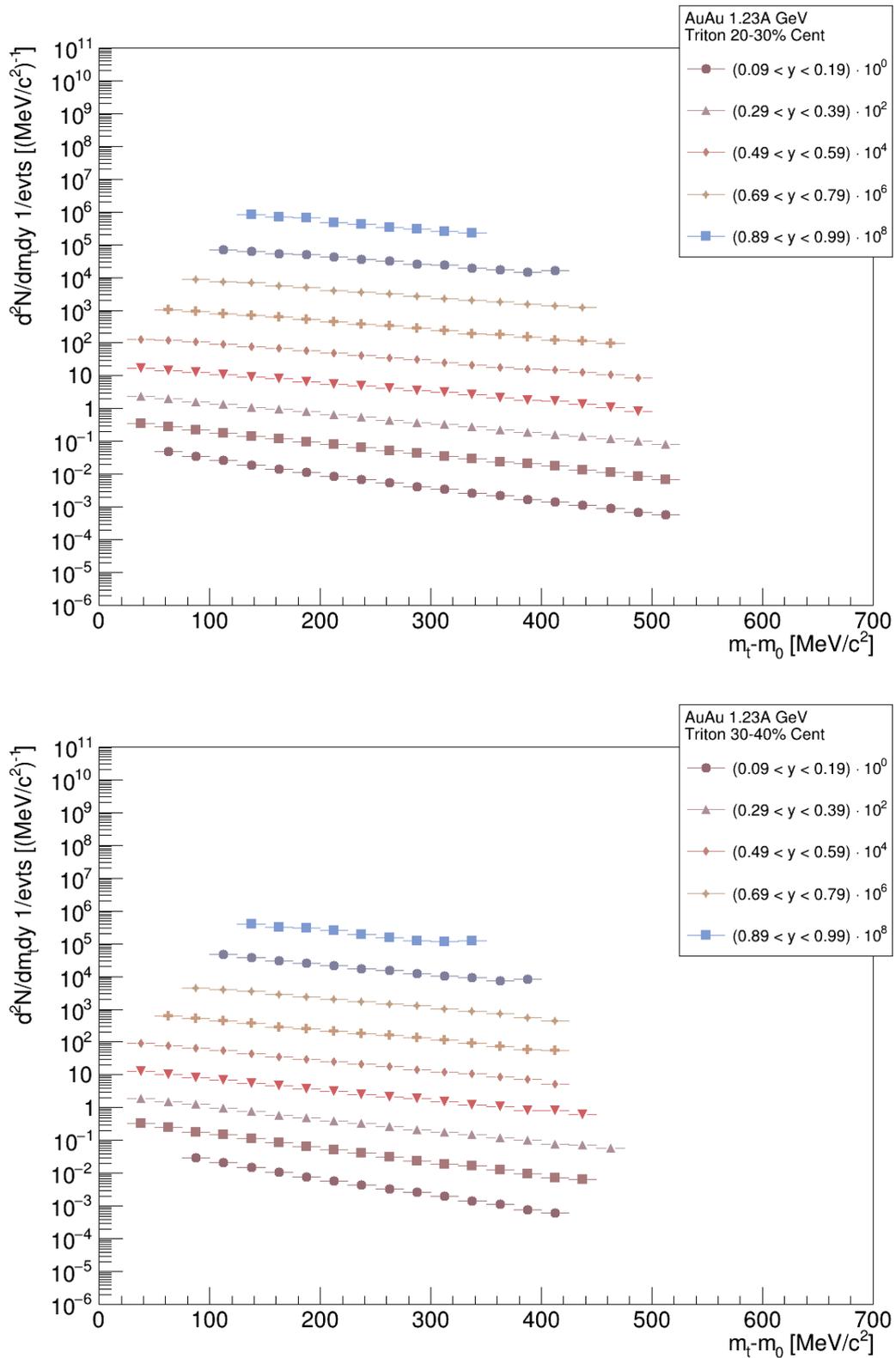


Abbildung 4.51: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren $d^2N/dm_t dy$ der Tritonen in den Zentralitätsklassen 20–30% (oben) und 30–40% (unten). Die verschiedenen Rapiditätsbereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

4.3.4 Systematische Fehlerabschätzung

Die systematische Fehlerabschätzung in den differentiellen Zählraten der Tritonen erfolgt analog zu den bisher beschriebenen Teilchen. Es wird die Variation zwischen Energieverlusteinschränkungen in den MDCs, die Massenintegration zur Signalextraktion und der *forward-backward* Hemisphärenvergleich durchgeführt.

Der größte Beitrag, der nach Formel (4.2) berechnet wurde, wird als systematischer Fehler angenommen. Die meisten dominanten Beiträge kommen aus dem Unterschied der logarithmischen Beschreibung des Energieverlusts im Vergleich zur linearen. Die Beiträge aus dem *forward-backward* Hemisphärenvergleich haben nur bei Rapiditäten über *midrapidity* Einfluss, da die Akzeptanz im Winkelbereich des TOF Detektors mit kleineren experimentellen Unsicherheiten in der Rekonstruktion behaftet ist.

Auf die resultierenden Fehlermatrizen wird daraufhin der *smoothing* Algorithmus angewendet und über die einzelnen Rapiditätsintervalle gemittelt. Im letzten Schritt zur systematischen Fehlerbeschreibung werden die Werte unterhalb des Minimalfehlers von 4% auf diesen gesetzt.

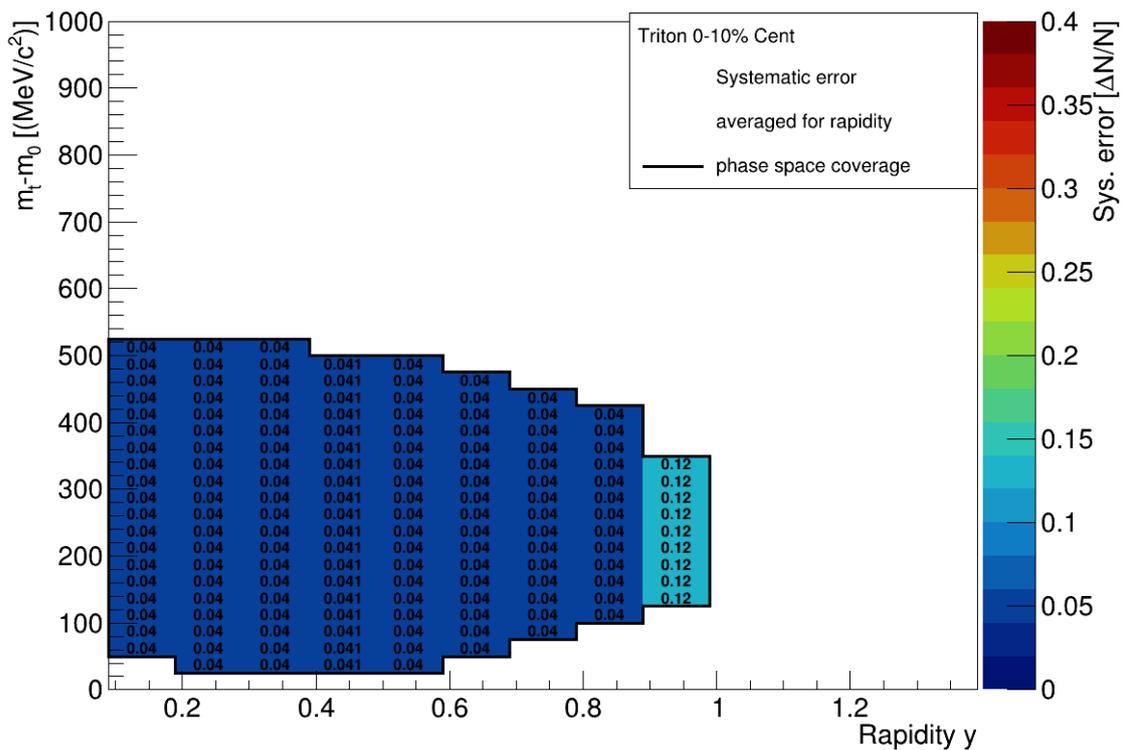


Abbildung 4.52: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Tritonen in der Zentralitätsklasse 0 – 10%. Es wurde jeweils der größte Beitrag der Fehlerquellen angenommen und der *smoothing* Algorithmus verwendet. Der Minimalfehler wurde auf 4% gesetzt.

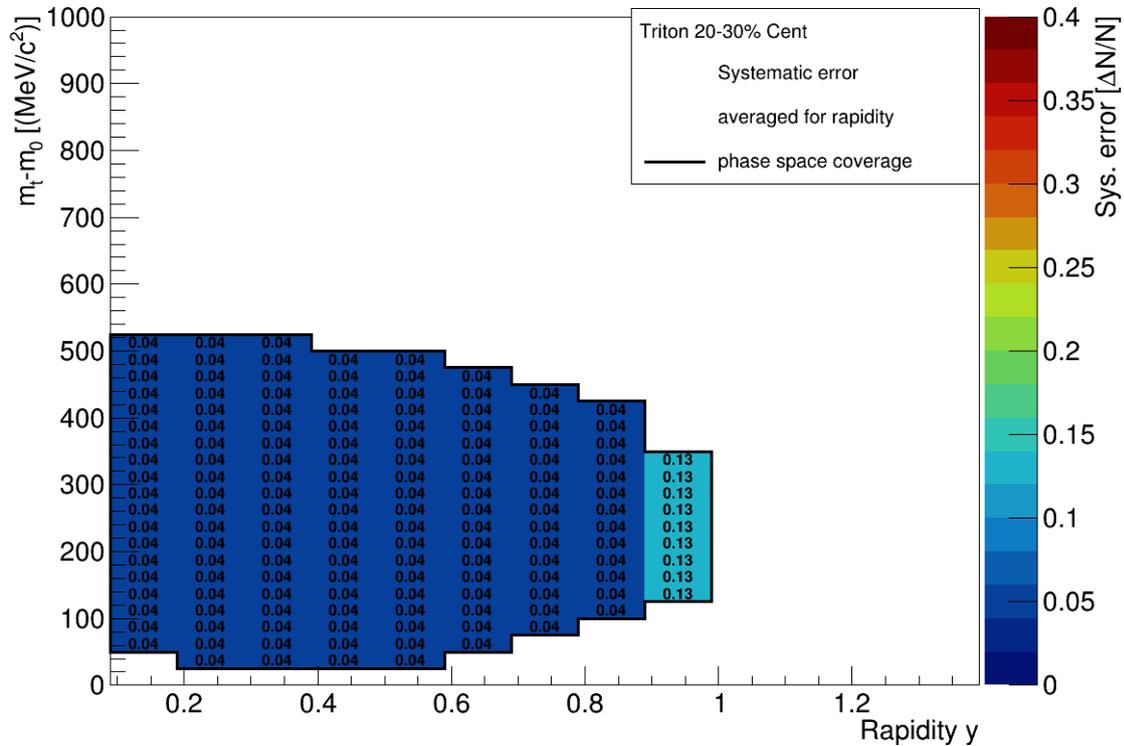
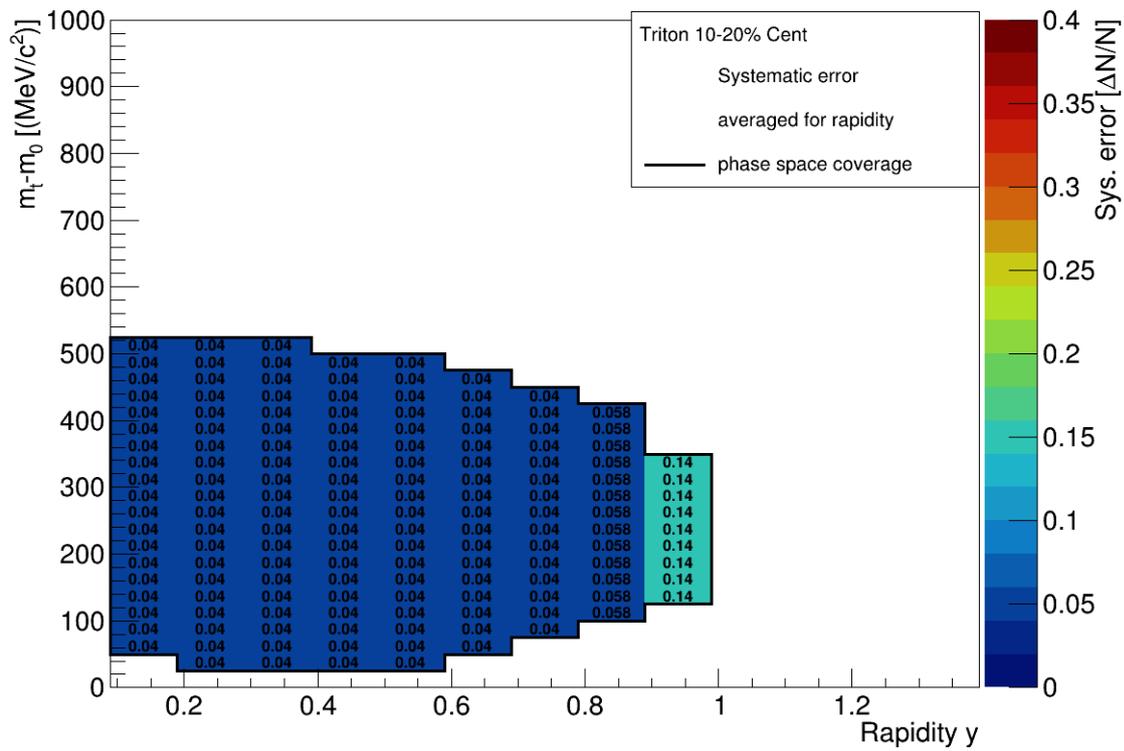


Abbildung 4.53: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Tritonen in der Zentralitätsklasse 10–20% (oben) und 20–30% (unten).

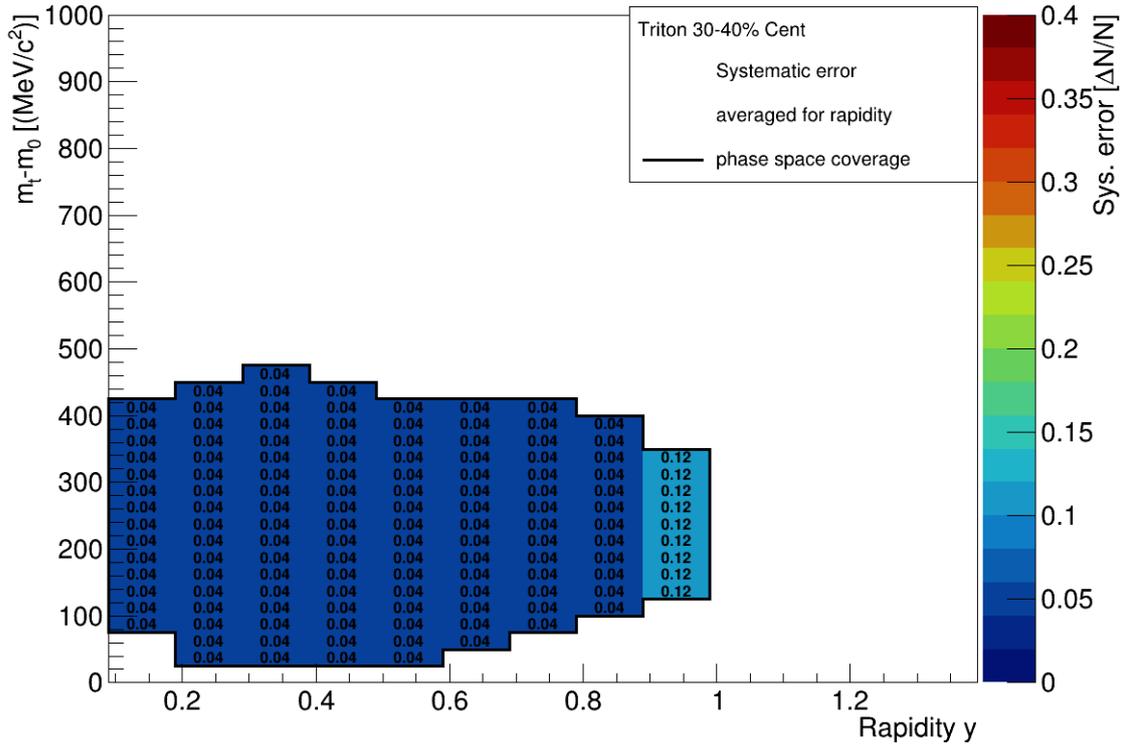


Abbildung 4.54: Resultierende systematische Fehlermatrizen für Tritonen in der Zentralitätsklasse 30 – 40%.

4.3.5 Bestimmung der Rapiditätsverteilungen

Die Beschreibung der transversalen Massenspektren zur Berechnung der Multiplizität, sowie den *Freeze-Out* Parameter T und β_r , wird über die Siemens-Rasmussen Fitfunktion vorgenommen. Die Extrapolation beschreibt dabei die Bereiche, die nicht von den Datenpunkten abgedeckt sind. Die Minimierung der Freiheitsgrade des Fits werden über eine " χ^2 -mapping" Methode vorgenommen.

Die Spektren zusammen mit der Extrapolation und den systematischen Fehlern sind für die Zentralitätsklassen 0 – 10% und 10 – 20% in Abb.4.55 gezeigt. 20 – 30% sowie 30 – 40% sind in Abb.4.56 dargestellt. Das Verhältnis zwischen Daten und Extrapolation ist ebenfalls angegeben. Man erkennt, dass die Datenpunkte vom Fit gerade im niedrigen $(m_t - m_0)$ -Bereich gut beschrieben werden. Für hohe $(m_t - m_0)$ weichen sie teilweise über die statistischen Fehler davon ab.

Die ermittelten Ergebnisse für die Parameter T und β_r sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Man beobachtet wie bei den Protonen und Deuteronen, dass die Werte beim Übergang von zentralen zu semizentralen Ereignissen stetig abnehmen. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich nur um die statistischen, da der Siemens-Rasmussen Fit hauptsächlich zur Extrapolation verwendet wurde und keine systematischen Abweichungen untersucht wurden.

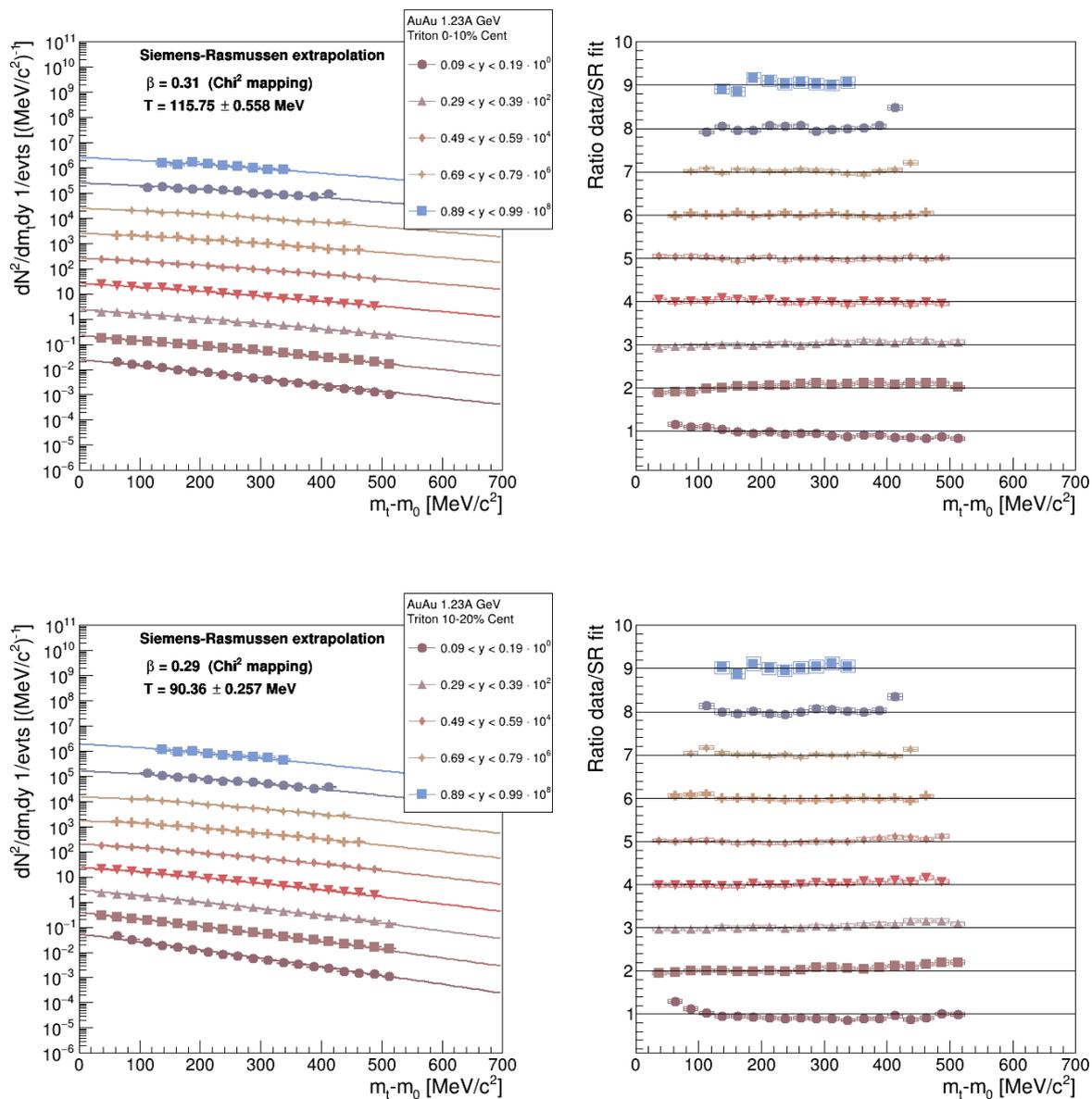


Abbildung 4.55: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren der Tritonen in den Zentralitätsklasse 0–10% (oben) und 10–20% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für den nicht gemessenen Bereich extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt und man beobachtet nur leichte Abweichungen für hohe $(m_t - m_0)$.

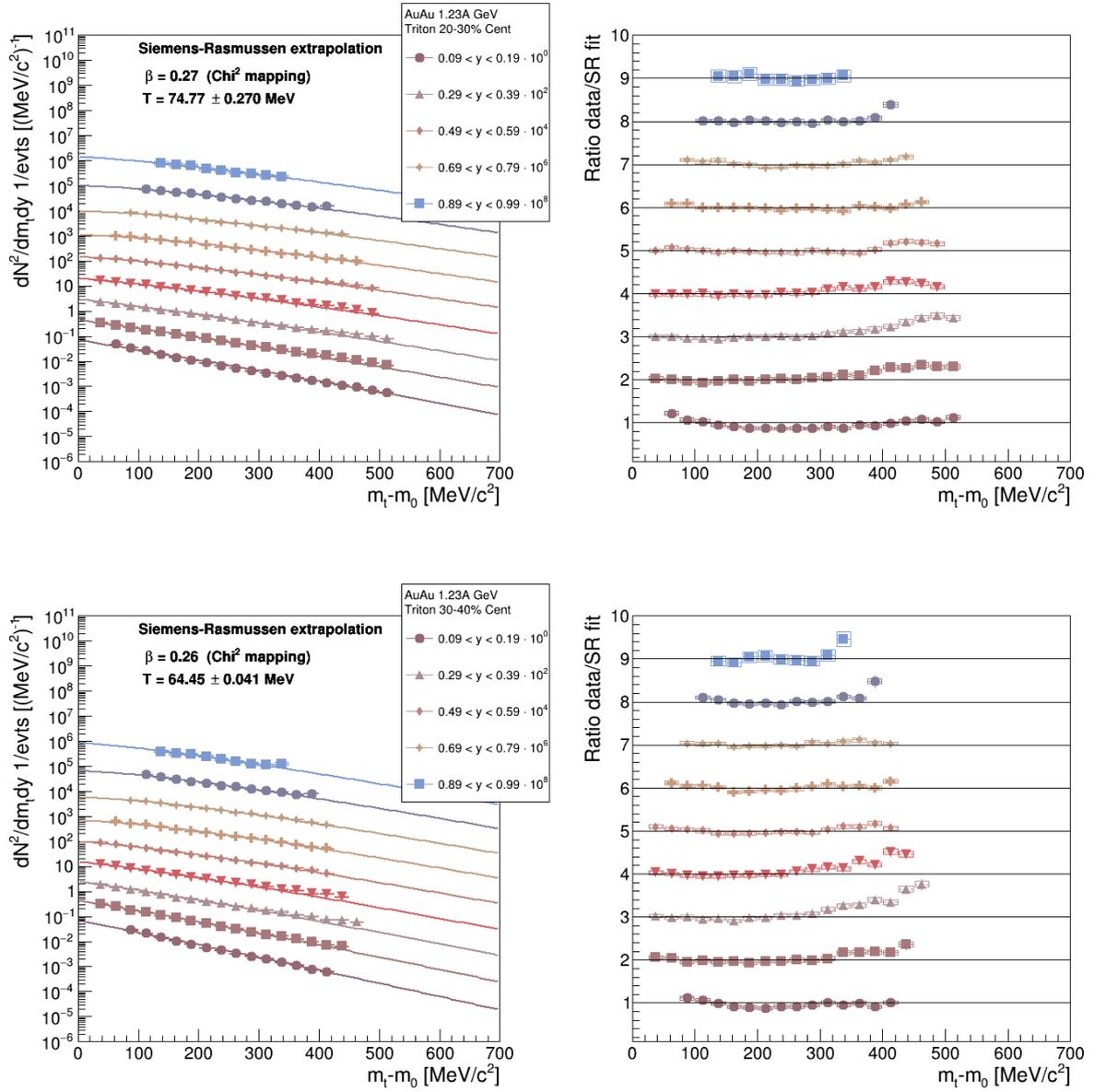


Abbildung 4.56: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren der Tritonen in den Zentralitätsklassen 20–30% (oben) und 30–40% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für den nicht gemessenen Bereich extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt und man beobachtet stärkere Abweichungen für hohe $(m_t - m_0)$ als bei den anderen Klassen.

	T [MeV]	β_r
0 – 10%	$115,75 \pm 0,56$	0,31
10 – 20%	$90,36 \pm 0,26$	0,29
20 – 30%	$74,77 \pm 0,27$	0,27
30 – 40%	$64,45 \pm 0,04$	0,26

Tabelle 4.5: *Freeze-Out* Parameter T und β_r der Tritonen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet über die Siemens-Rasmussen Funktion.

Die Integration über den gesamten $(m_t - m_0)$ -Bereich bestehend aus Daten und Extrapolation, liefert die differentielle Zählrate dN/dy für Tritonen. Gezeigt in Abb.4.57 sind die resultierenden Verteilungen für alle Zentralitätsklassen, zusammen mit dem farblich unterlegten Bereich, der sich nur aus den Datenpunkten berechnet.

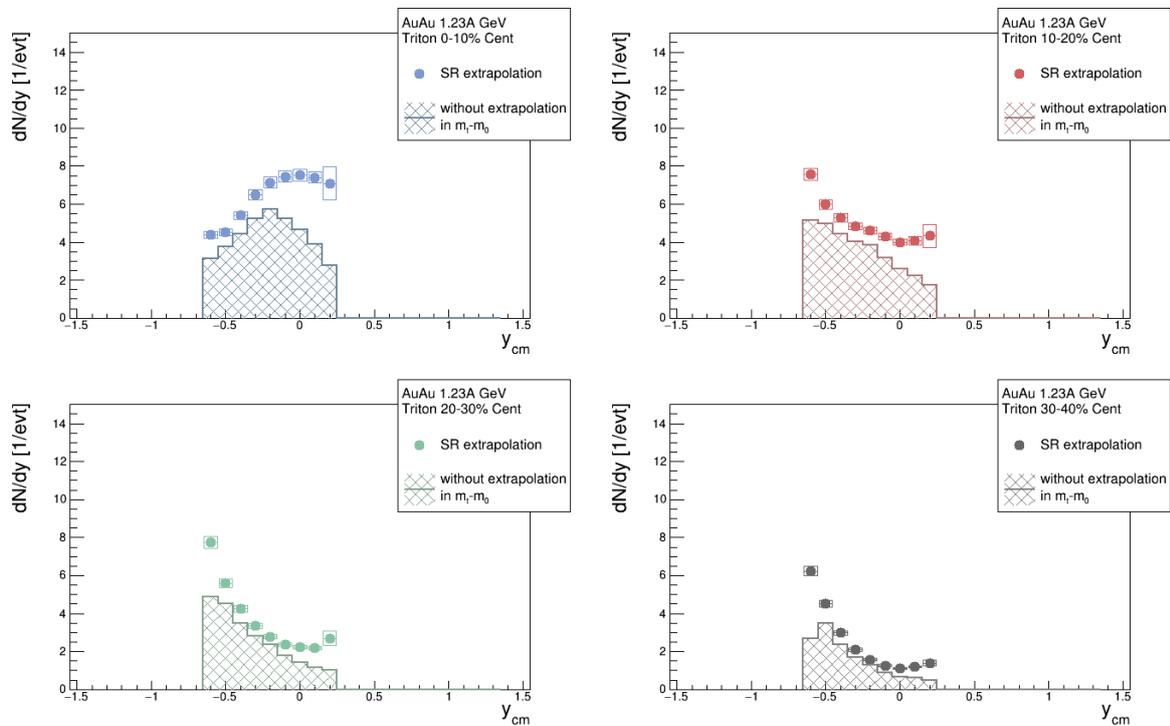


Abbildung 4.57: Rapiditysdichteverteilungen für Tritonen in den einzelnen Zentralitätsklassen. Die Datenpunkte sind zusammen mit der Siemens-Rasmussen Extrapolation berechnet, während der farblich markierte Teil nur die Integration über die Datenpunkte darstellt.

4.3.5.1 Zentralitätsabhängigkeit der Verteilung

In Abb.4.58 sind die differentiellen Zählraten dN/dy der Tritonen für alle Zentralitätsklassen zusammen mit den um *midrapidity* gespiegelten Werten dargestellt. Man beobachtet, dass die Datenpunkte innerhalb der systematischen Fehler mit den gespiegelten gut übereinstimmen.

Ähnlich zu den Protonen und Deuteronen, erkennt man hier deutlicher das Wechselspiel zwischen dem *spectator* und *participant* Bereich im Übergang von zentralen zu semizentralen Kollisionen. Dabei nehmen immer weniger Nukleonen an den Reaktionen teil, die nicht in der Kollisionszone gestoppt werden.

Die Multiplizitäten für die vier Zentralitätsklassen, die über die reinen Datenpunkte berechnet wurden im Rapiditätsbereich von 0,09 bis 0,99 sind in Tabelle 4.6 angegeben.

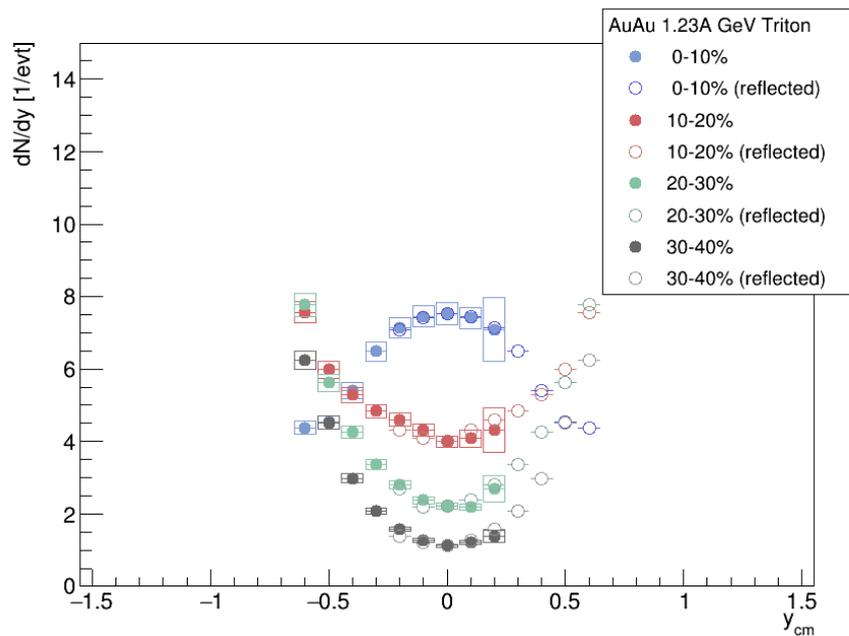


Abbildung 4.58: Rapiditätsdichteverteilung für Tritonen in allen Zentralitätsklassen mit systematischen Fehlern. Die offenen Symbole stellen die um *midrapidity* gespiegelten Verteilungen dar.

	Mult [1/evt]	stat.	sys. Fehler
0 – 10%	5,74	$\pm 0,008$	$\pm 0,29$
10 – 20%	4,50	$\pm 0,001$	$\pm 0,23$
20 – 30%	3,33	$\pm 0,010$	$\pm 0,16$
30 – 40%	2,24	$\pm 0,009$	$\pm 0,10$

Tabelle 4.6: Multiplizitäten der Deuteronen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet im gemessenen Rapiditätsbereich $y_{lab} = 0,09 - 0,99$. Angegeben ist der statistische und systematische Fehler.

4.3.5.2 Bestimmung der 4π Zählrate für 0–10% zentrale Ereignisse und der Vergleich mit vorangegangenen Analysen

In der Zentralitätsklasse 0–10% ist es auch für die Tritonen möglich mit einer doppelten Gaussfunktion den gesamten Rapiditätsbereich zu extrapolieren, gezeigt in Abb.4.59. Die Integration liefert eine Multiplizität von $8,97 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,29(\text{sys})$ Tritonen pro Ereignis.

Die Gegenprobe zur Analyse aus [51] ist ebenfalls in der Abbildung dargestellt. Man erkennt, dass auch hier die Datenpunkte innerhalb der systematischen Fehler gut übereinstimmen.

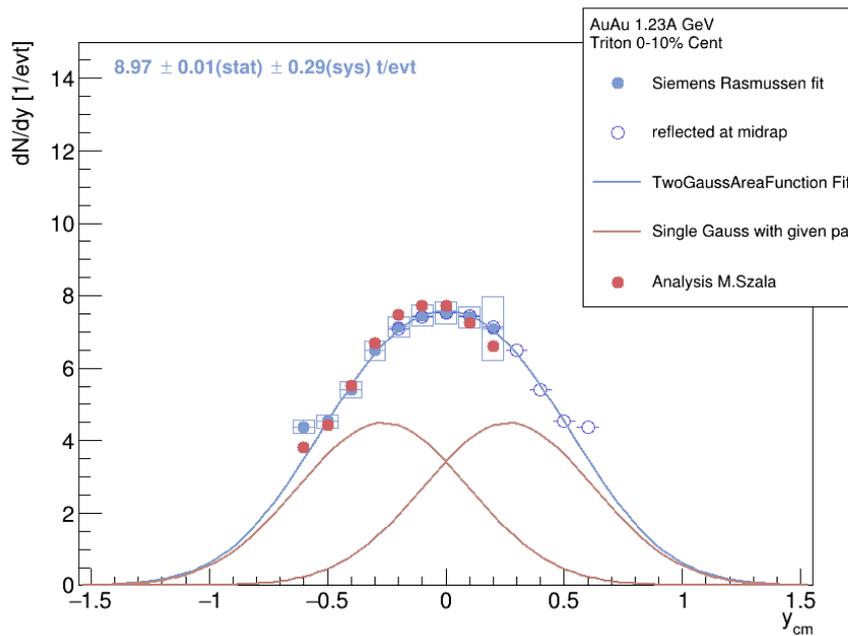


Abbildung 4.59: Rapiditydichteverteilung für Tritonen in der Zentralitätsklasse 0–10% zusammen mit den Ergebnissen aus der Analyse [51]. Die Daten werden mit dem doppelten Gaussfit beschrieben und die resultierende Multiplizität über die Integration ist zusammen mit dem statistischen und systematischen Fehler angegeben. Die Datenpunkte stimmen innerhalb der Fehler gut überein.

4.4 ${}^3\text{Helium}$

Bei dem vierten und letzten Teilchen dieser Analyse handelt es sich um das ${}^3\text{He}$. Es setzt sich im Kernverbund aus zwei Protonen und einem Neutron zusammen, somit ist es doppelt positiv geladen. Die Ruhemasse des Teilchens beträgt $m_0 = 2808,4 \text{ MeV}/c^2$.

4.4.1 Vorselektion anhand des spezifischen Energieverlustes

Die doppelt positive Ladung der ${}^3\text{He}$ -Kerne hat zur Folge, dass sie im Spektrum des Masse-zu-Ladungsverhältnisses zwischen den dominanten Protonen und Deuteronen bei halber Masse gemessen werden. Die Massenvorselektion erfolgt dementsprechend im Bereich von $1300 \text{ MeV}/c^2$ bis $1550 \text{ MeV}/c^2$.

Der spezifische Energieverlust pro Wegstrecke, gemessen in den MDCs, wird nach dieser Vorselektion aufgetragen. Die Verteilungen sind in Abb.4.60 für den RPC und TOF Winkelbereich für die Daten gezeigt. Die Spektren aus Simulation sind in Abb.4.61 dargestellt. Die eingezeichneten Einschränkungen berechnen sich wie bisher aus dem asymmetrischen Gaussfit in den $100 \text{ MeV}/c$ Projektionen auf der Impulsachse, die sich in Intervallen von $30 \text{ MeV}/c$ wiederholen. Zwei Beispiele der Projektionen sind in Abb.4.62 dargestellt. In den Energieverlustspektren sowie den Projektionen erkennt man Beiträge, die auf Protonen zurückzuführen sind, die innerhalb der Massenvorselektion vorhanden sind.

Die Bereiche auf der Impulsachse, die direkt gefittet werden, ist von 630 bis $1650 \text{ MeV}/c$ für RPC und 690 bis $1260 \text{ MeV}/c$ für TOF. Analog zu den Tritonen wird nur ein Minimalimpuls von $p_{min} > 550 \text{ MeV}/c$ definiert.

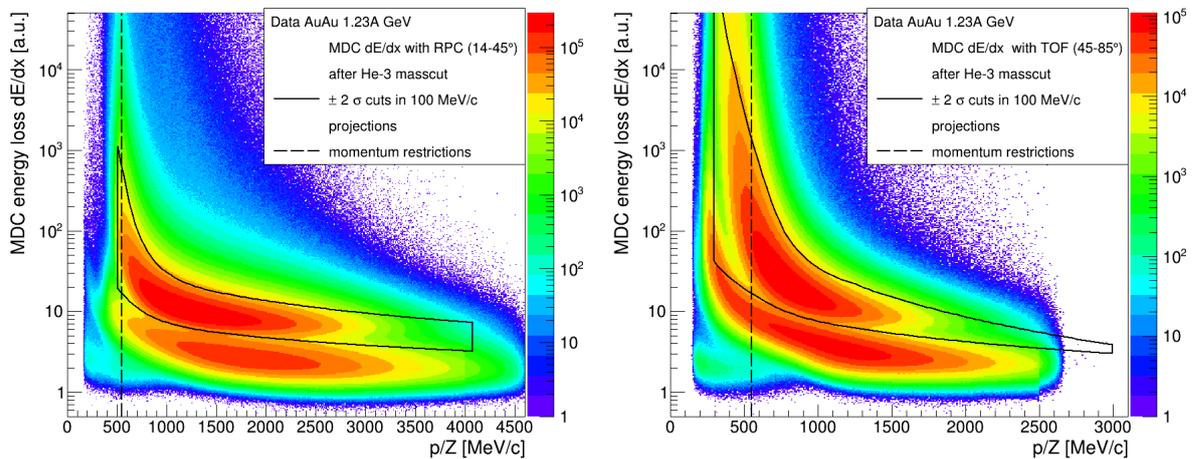


Abbildung 4.60: Teilchenvorselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke in den MDC Detektoren für ${}^3\text{He}$ in Daten nach der Massenvorselektion im Bereich von $1300 \text{ MeV}/c^2 < m < 1550 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 2σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen. Man erkennt die zweite Kurve der Protonen.

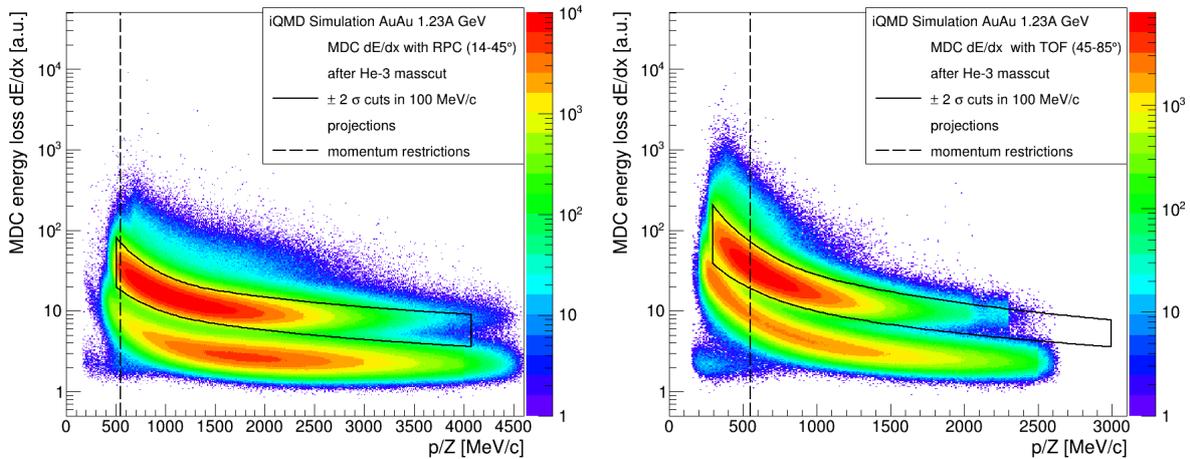


Abbildung 4.61: Teilchenvorselektion über den spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke in den MDC Detektoren für ${}^3\text{He}$ in iQMD Simulation nach der Massenvorselektion im Bereich von $1300 \text{ MeV}/c^2 < m < 1550 \text{ MeV}/c^2$. Die gestrichelten Linien sind die angewendeten Impulseinschränkungen und bei der durchgezogenen Linien handelt es sich um die 2σ Auswahl des asymmetrischen Gaussfits in den Projektionen. Man erkennt die zweite Kurve der Protonen.

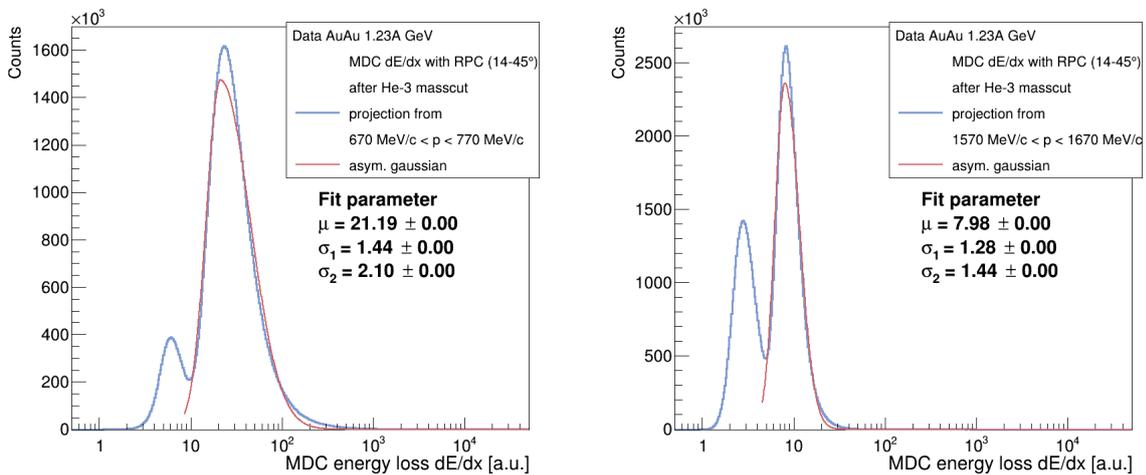


Abbildung 4.62: Beispiele der Projektionen des Energieverlusts pro Wegstrecke für ${}^3\text{He}$ über $100 \text{ MeV}/c$. Gezeigt ist links die Verteilung für einen niedrigen Impulsbereich von $670 \text{ MeV}/c$ bis $770 \text{ MeV}/c$ mit korrespondierendem asymmetrischen Gaußfit und den generierten Parametern. Rechts eine Verteilung für höhere Impulse von $1570 \text{ MeV}/c$ bis $1670 \text{ MeV}/c$. Man erkennt eine zweite Verteilung der verbliebenen Protonen.

Eine Besonderheit für die ³He-Energieverlustauswahl ist der nicht vernachlässigbare Anteil der Protonen, der im Spektrum eine überlagernde Verteilung aufweist. Daher wird hier anders als bei den bisherigen Teilchen eine engere Auswahl von 2σ durch den asymmetrischen Gaussfit gewählt, um eine möglichst reine Teilchenbestimmung zu erhalten. Trotzdem sind in dieser strikteren Einschränkung etwa 95% der ³He vorhanden.

4.4.2 Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate

Die Signalextraktion zur Bestimmung der multidifferentiellen Zählrate wird nach der Energieverlustvorselektion über Massenspektren in den einzelnen Phasenraumzellen vorgenommen. Der Bereich in $(m_t - m_0)$ von 0 bis 1000 MeV/c² wird dafür in 40 Bins mit einer Größe von 25 MeV/c² unterteilt. Die Rapidity im Bereich von 0,09 bis 2,09 ist in 20 Einheiten eingeteilt.

Analog zu den anderen Teilchen findet hier der *Peakfinder* und *Interpolator* Anwendung. Gesucht werden ³He-Signale im Bereich von 1200 MeV/c² bis 1600 MeV/c². Bei einem Signal unter einer Masse von 1100 MeV/c² wird dieses den Protonen zugeordnet und für größer als 1700 MeV/c² den Deuteronen.

Die konstante Verschiebung des *Interpolators* beträgt 20 MeV/c² und als Einstellung für den Versatz wurde 5 MeV/c² gewählt. Auch hier, ähnlich zu den Deuteronen, muss ein Kompromiss dieser "Stellschrauben" gefunden werden, der in der Lage ist den Untergrund des eingebetteten ³He-Signals über den gesamten Phasenraum hinweg gut zu beschreiben.

In Abb.4.63 sind die Massenspektren im Bereich von 225 MeV/c² bis 525 MeV/c² im Rapiditybereich um *midrapidity* in der Zentralitätsklasse 0–10% gezeigt. Derselbe Bereich um *most backward rapidity* ist in Abb.4.64 dargestellt und die Massenspektren im Rapiditybereich um *most forward rapidity* findet sich in Abb.4.65. Die exemplarischen Massenspektren der weiteren Zentralitätsklassen finden sich im Anhang in Abb.A.30 bis Abb.A.38.

Der abgeschätzte Untergrund wird daraufhin von den Daten abgezogen und das Signal wird im 2σ Bereich integriert. Bei den so berechneten Werten handelt es sich um die unkorrigierten differentiellen Zählraten, die über die gesamte Strahlzeit aufgenommen wurden.

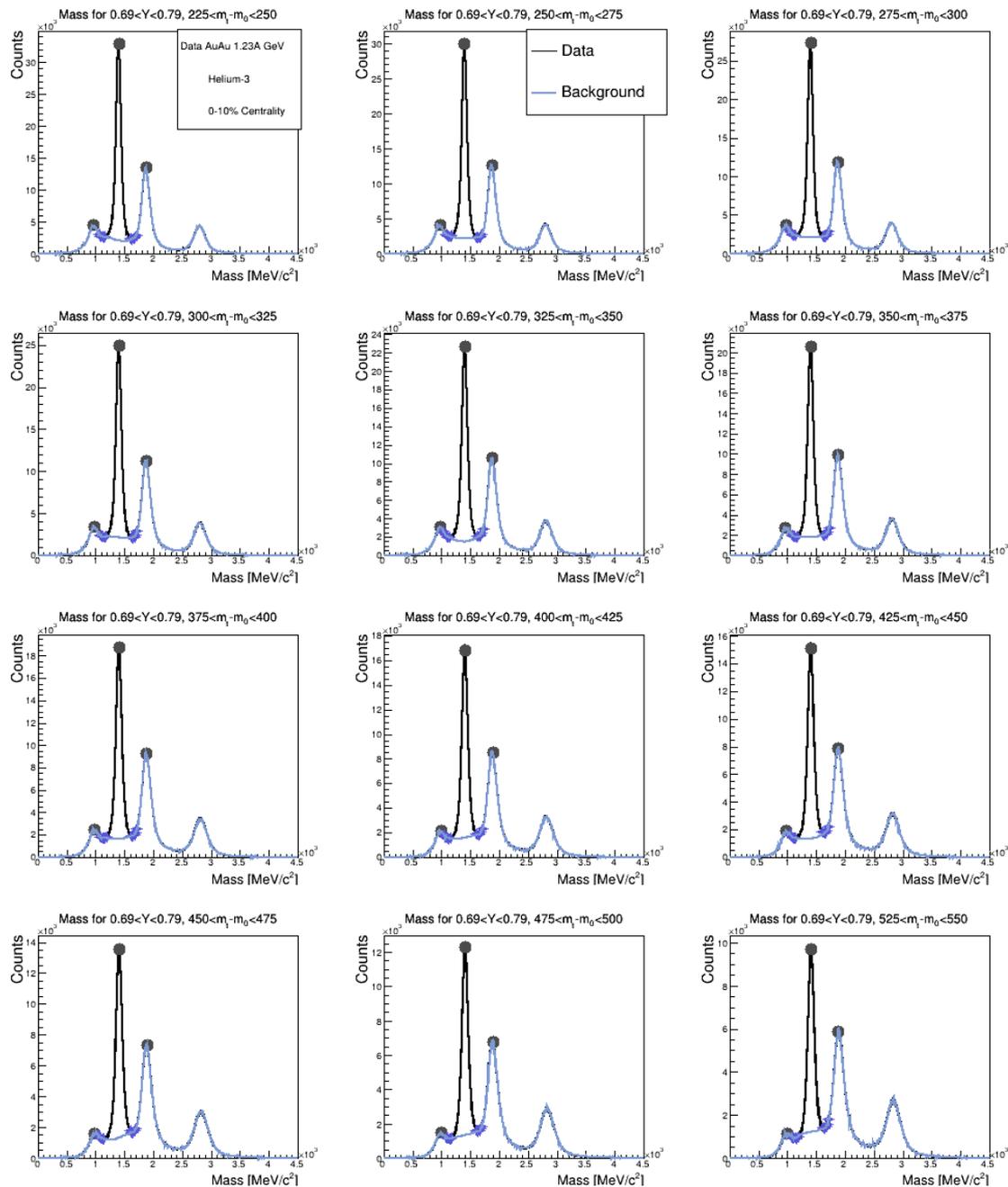


Abbildung 4.63: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* ($0,69 < Y < 0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225 - 525 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

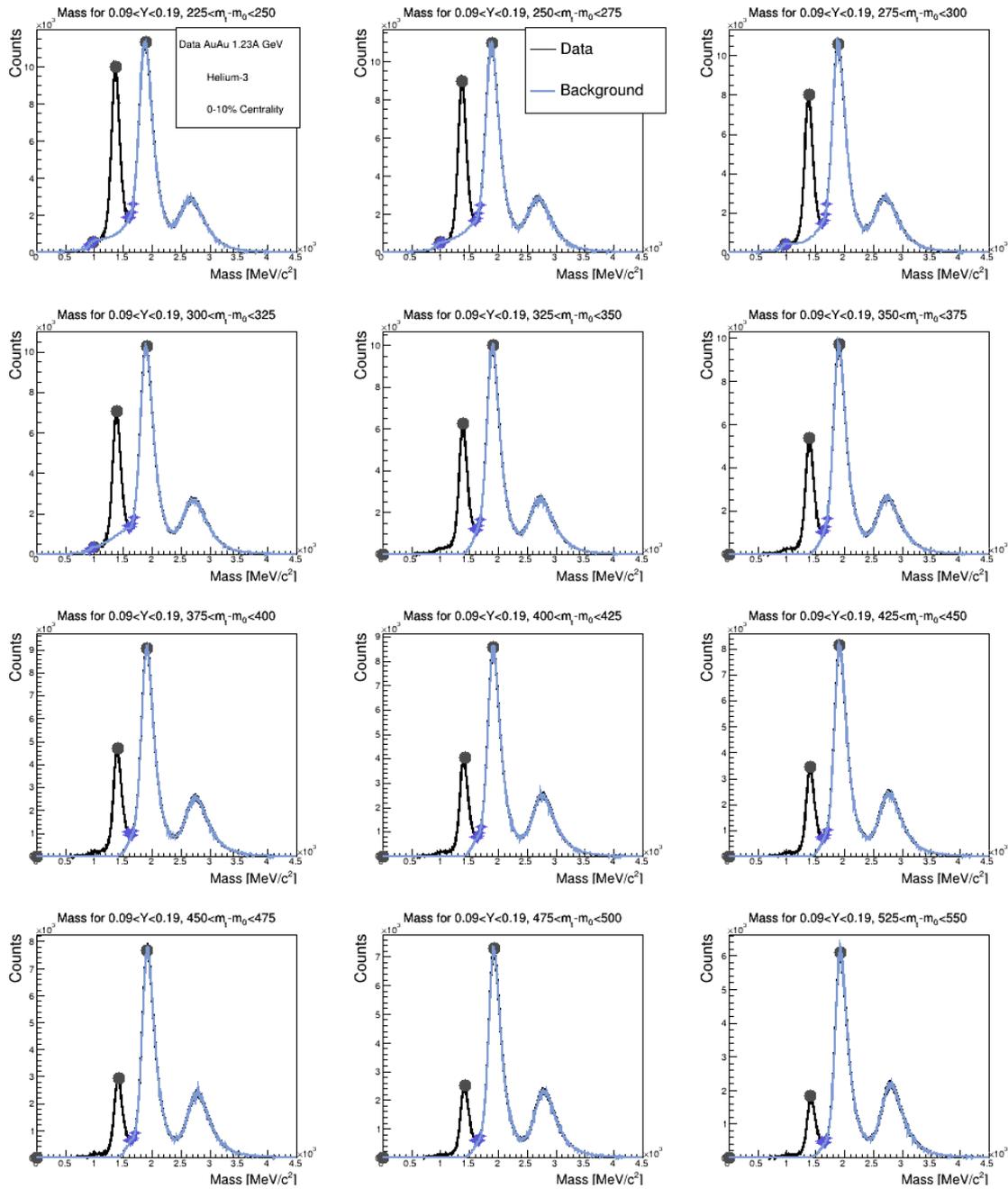


Abbildung 4.64: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225-525 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

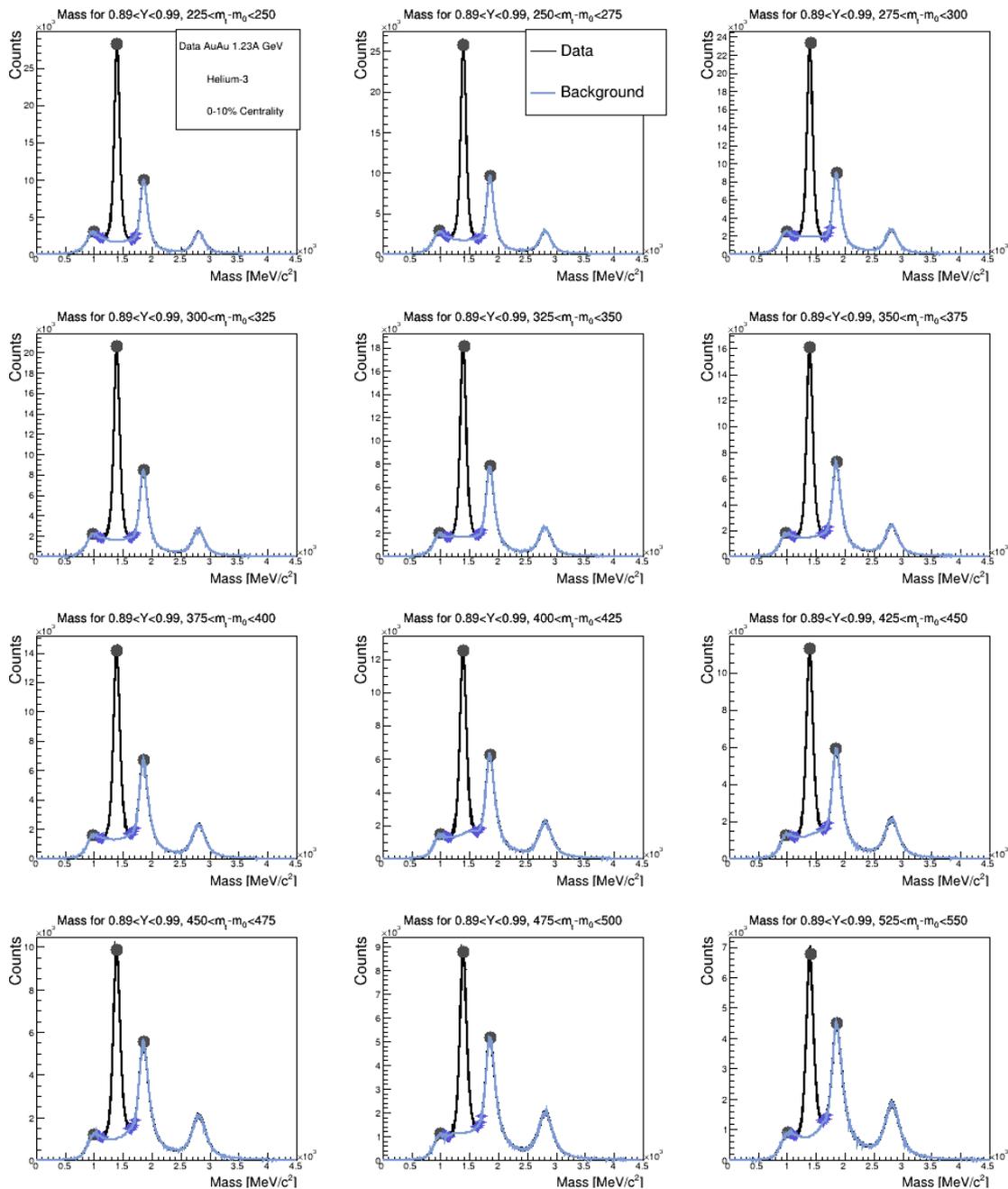


Abbildung 4.65: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most forward rapidity* (0,89-0,99 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von 225–525 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

4.4.3 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur für die ${}^3\text{He}$ -Signale wird, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, durchgeführt. Die Anzahl der rekonstruierten ${}^3\text{He}$ aus Simulation in den einzelnen Phasenraumzellen wird durch die Anzahl der ursprünglich generierten Teilchen geteilt.

Der *smoothing* Algorithmus wird analog zu den den bisher analysierten Teilchen bei Werten von $(m_t - m_0) > 200 \text{ MeV}/c^2$ angewendet, um Fluktuationen in der iQMD Statistik auszugleichen.

Die auf die vorläufigen differentiellen Zählraten angewendete Korrektur ist in Abb.4.66 für die Zentralitätsklassen 0 – 10% und in Abb.4.67 für 10 – 20% und 20 – 30% gezeigt. Die Matrix für 30 – 40% findet sich in Abb.4.68. Eingezeichnet in den Phasenraum ist die Abdeckung, die daraufhin für die Spektren der differentiellen Zählraten gewählt wird.

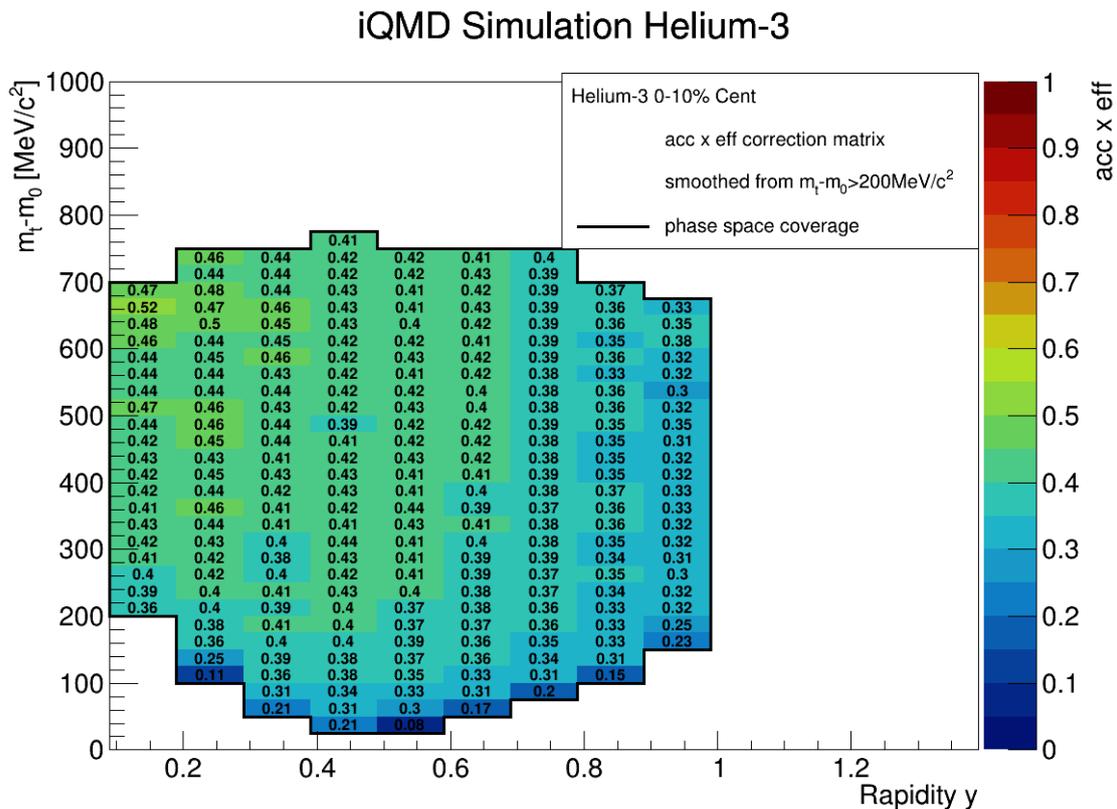


Abbildung 4.66: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatrizen für ${}^3\text{He}$ in der Zentralitätsklasse 0 – 10%. Der *smoothing* Algorithmus wurde für den Bereich ab $(m_t - m_0) > 200 \text{ MeV}/c^2$ durchgeführt. Die eingezeichnete schwarze Linie stellt die im Folgenden gewählte Phasenraumabdeckung für die Daten dar.

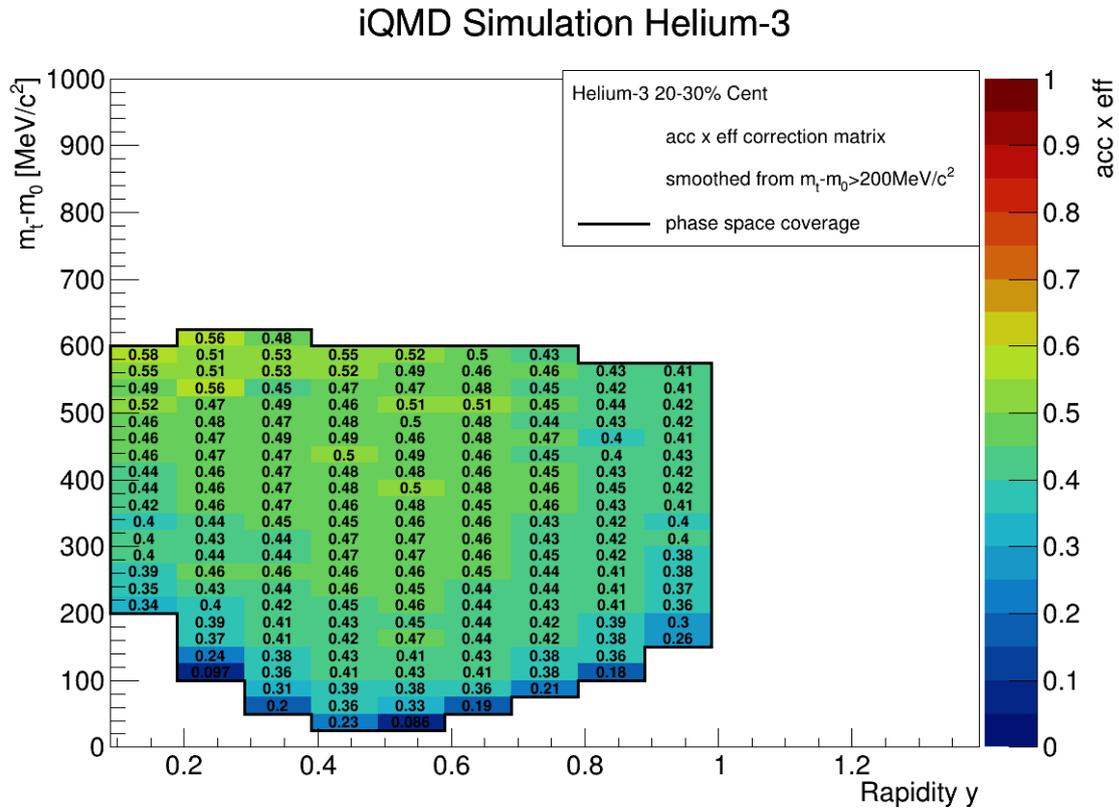
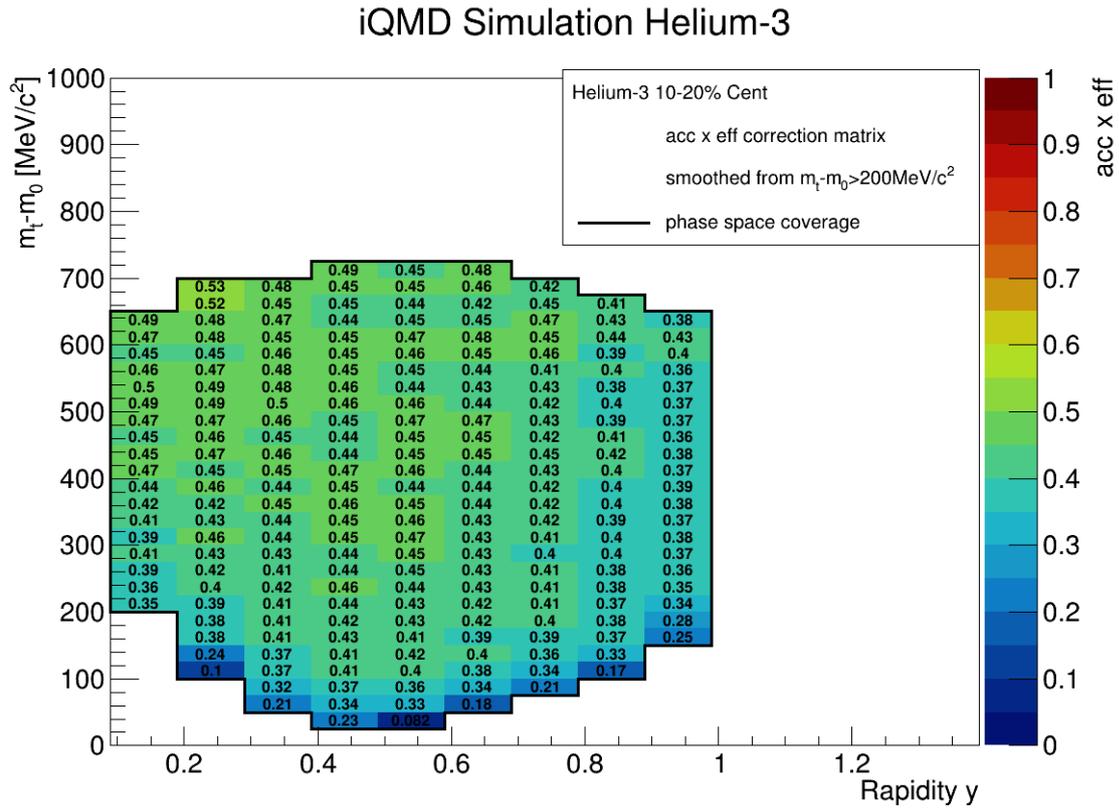


Abbildung 4.67: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatriizen für ^3He in der Zentralitätsklasse 10 – 20% (oben) und 20 – 30% (unten).

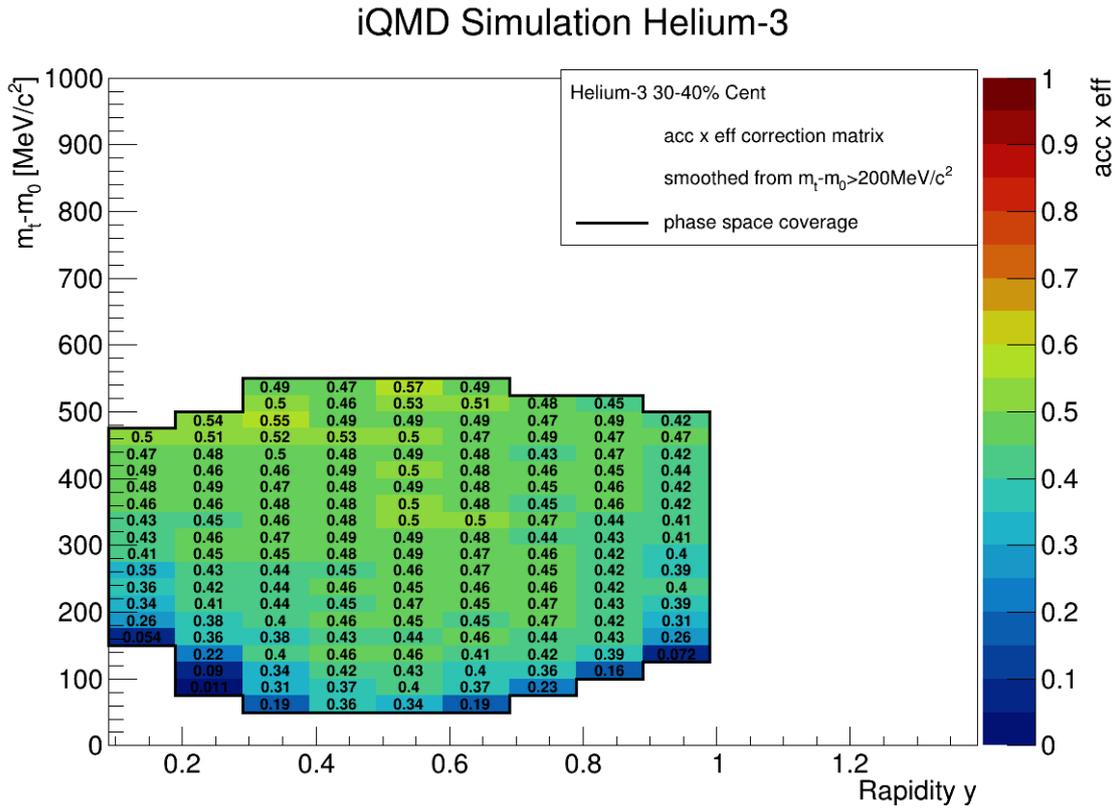


Abbildung 4.68: Akzeptanz- und Effizienzkorrekturmatriizen für ${}^3\text{He}$ in der Zentralitätsklasse 30 – 40%. Zu Beachten ist hier die geringere Phasenraumabdeckung im Vergleich zu den anderen Zentralitätsklassen.

Die korrigierten differentiellen Zählraten werden daraufhin pro Rapiditätsintervall im Laborsystem entlang der $(m_t - m_0)$ -Achse aufgetragen. Die Zählraten sind für die Zentralitätsklasse 0 – 10% in Abb.4.69 dargestellt, 10 – 20% und 20 – 30% zusammen in Abb.4.70 und 30 – 40% findet sich in Abb.4.71. Die Spektren wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert, wie in der Legende angegeben.

Der untersuchte Rapiditätsbereich der ${}^3\text{He}$ ist 0,09 bis 0,99. Die einzelnen Datenpunkte innerhalb der Rapiditätsintervalle wurden abhängig von der Phasenraumabdeckung und den Akzeptanz- und Effizienzmatrizen ausgewählt. Anders als für die bisher untersuchten Teilchen, wird für die ${}^3\text{He}$ in jeder Zentralitätsklasse die Abdeckung individuell eingestellt.

Der Verlauf der differentiellen Zählraten in $(m_t - y)$ zeigen auch hier wie erwartet einen kontinuierlichen Verlauf. Auf die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Datenpunkte wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

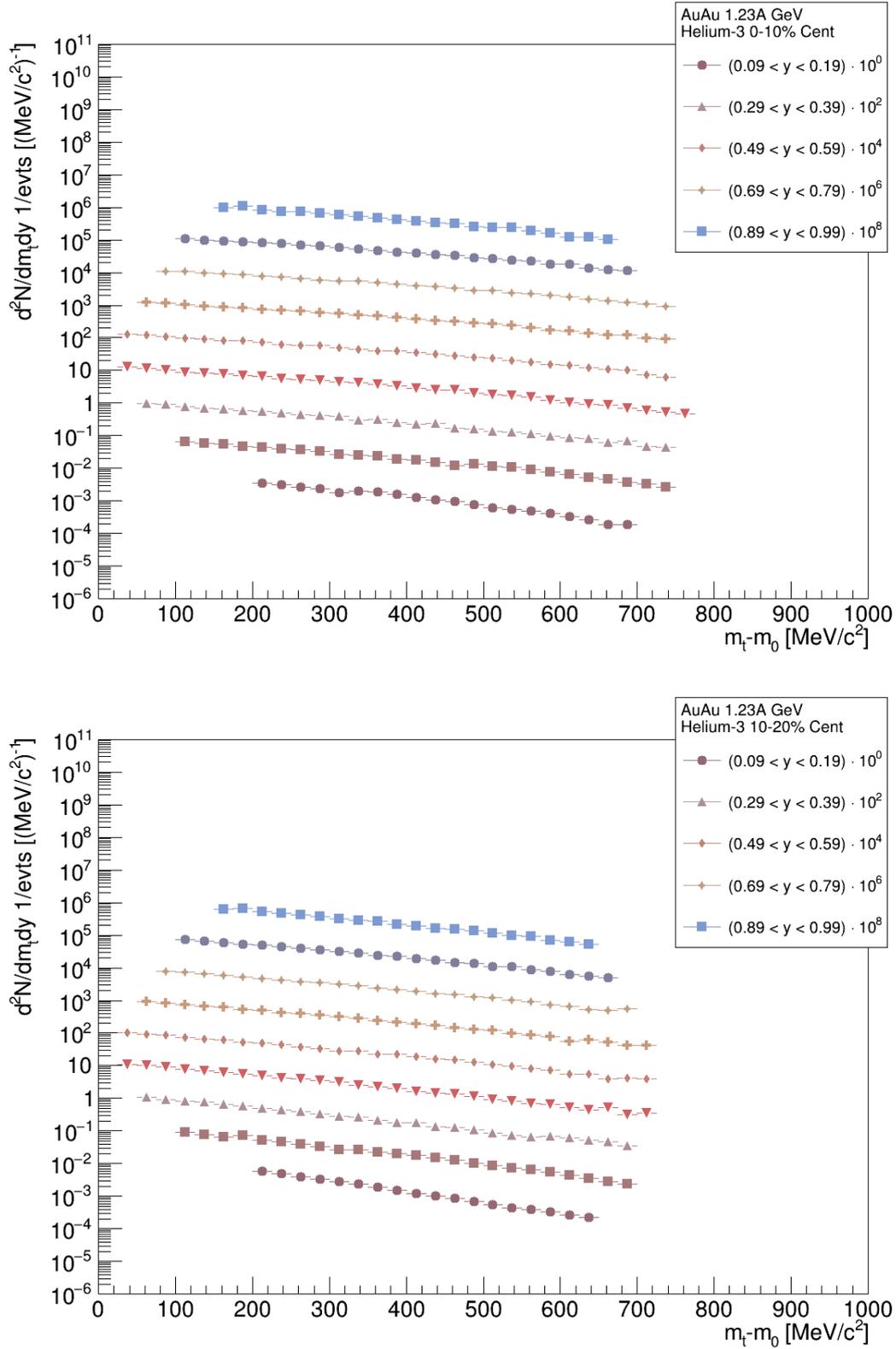


Abbildung 4.69: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren $d^2N/dm_t dy$ der ${}^3\text{He}$ in den Zentralitätsklassen 0 – 10% (oben) und 10 – 20% (unten). Die verschiedenen Rapiditybereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

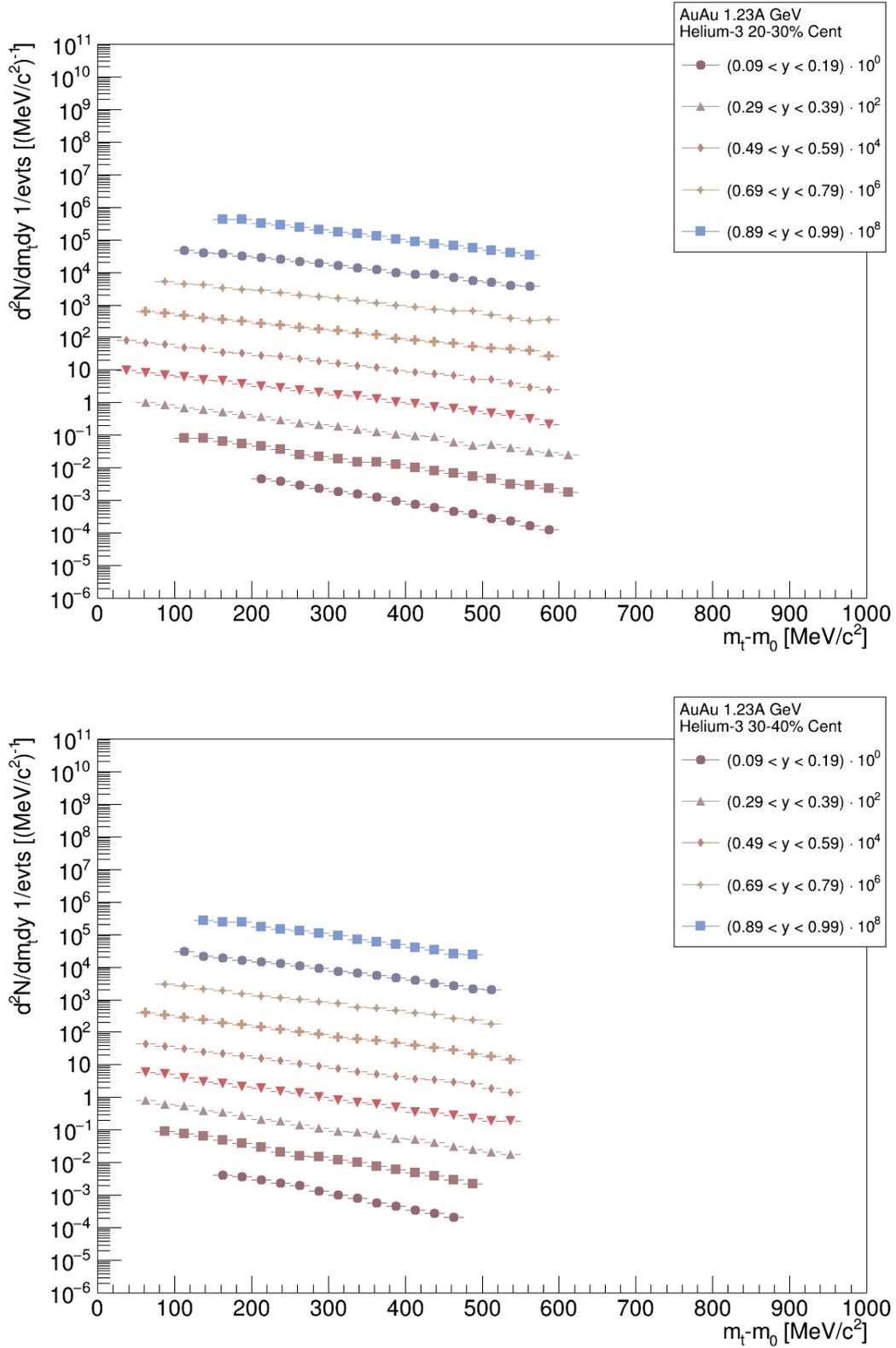


Abbildung 4.70: Mit Effizienz und Akzeptanz korrigierte transversale Massenspektren $d^2N/dm_t dy$ der ${}^3\text{He}$ in den Zentralitätsklassen 20 – 30% (oben) und 30 – 40% (unten). Die verschiedenen Rapiditybereiche im Laborsystem wurden zur besseren Präsentation mit 10er Potenzen multipliziert.

4.4.4 Systematische Fehlerabschätzung

Bei der systematischen Fehlerabschätzung der ^3He -Analyse wird analog vorgegangen wie bei den bisherigen Teilchen. Die Fehlerquellen sind die Teilchenselektion über den Energieverlust in den MDCs, die Untergrundbestimmung zur Signalextraktion und der *forward-backward* Hemisphärenvergleich.

Unterschiedlich ist allerdings, dass die Variation in der Energieverlusteinschränkung hier nicht zur linearen MDC dE/dx -Achse vorgenommen wird, sondern es wird der Unterschied zwischen der 2σ und 3σ Einschränkung des asymmetrischen Gaussfits untersucht. Die Begründung dafür ist, dass die lineare Betrachtung in erster Linie durch den verbliebenen Protonenanteil in der Massenvorselektion, keine sinnvolle Beschreibung lieferte und deswegen auf die 3σ Einschränkung bei logarithmischer Achse ausgewichen wurde.

Die systematischen Fehler sind nach Formel (4.2) berechnet und der größte Beitrag wird ausgewählt. Auf die resultierenden Werte wird der *smoothing* Algorithmus angewendet, um Abweichung über 5% auszugleichen. Die Fehler werden daraufhin in den einzelnen Rapiditätsintervallen gemittelt und auf den Minimalfehler von 4% gesetzt. Die systematischen Fehlermatrizen für die Zentralitätsklasse 0 – 10% ist in Abb.4.71 gezeigt. Die Matrizen für 10 – 20% und 20 – 30% sind in Abb.4.72 dargestellt und das Resultat für 30 – 40% findet sich in Abb.4.73.

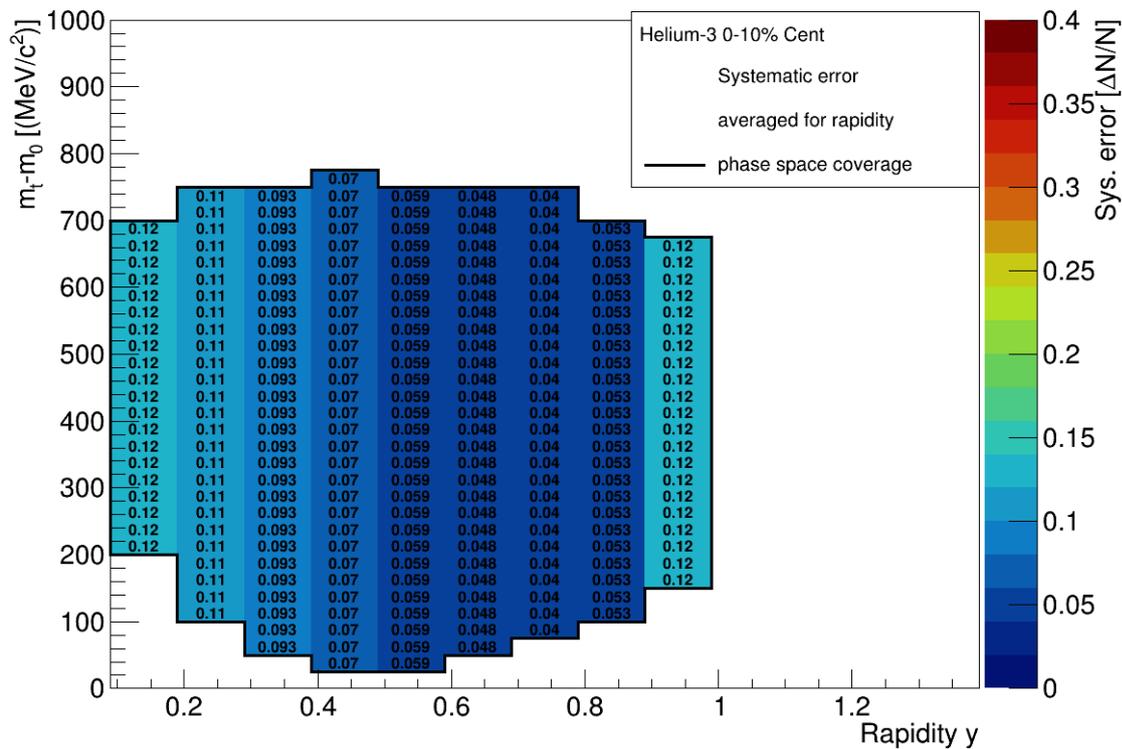


Abbildung 4.71: Resultierende systematische Fehlermatrizen für ^3He in der Zentralitätsklasse 0 – 10%. Es wurde jeweils der größte Beitrag der Fehlerquellen angenommen und der *smoothing* Algorithmus verwendet. Der Minimalfehler wurde auf 4% gesetzt.

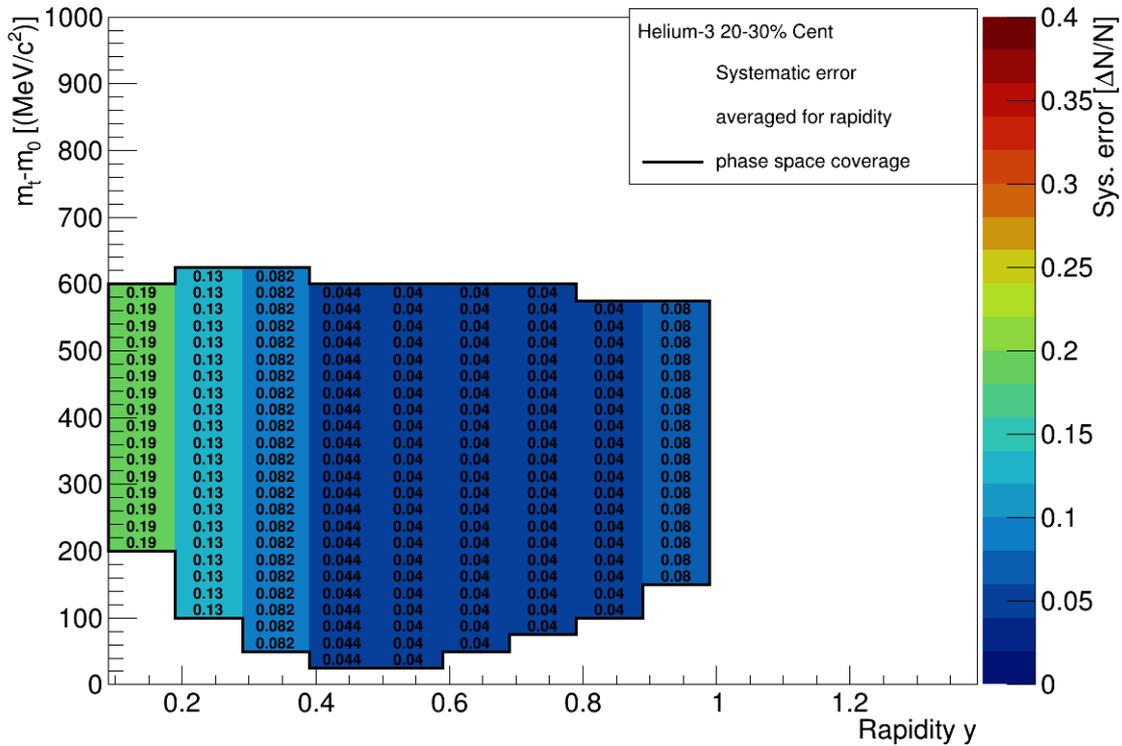


Abbildung 4.73: Resultierende systematische Fehlermatrizen für ${}^3\text{He}$ in der Zentralitätsklasse 30 – 40%.

4.4.5 Bestimmung der Rapiditätsverteilungen

Zur Berechnung der Multiplizität der ${}^3\text{He}$ werden nun die ermittelten differentiellen Zählraten $d^2N/dm_t dy$ mit der Siemens-Rasmussen Fitfunktion extrapoliert. Über die Formel (3.12) erhält man die korrelierten Parameter für die *Freeze-Out* Temperatur und die radiale Expansionsgeschwindigkeit β_r . Die Minimierung der Freiheitsgrade erfolgt über eine " χ^2 -mapping" Methode.

Die transversalen Massenspektren zusammen mit den Fitfunktionen sind in Abb.4.74 für die Zentralitätsklassen 0 – 10% und 10 – 20% gezeigt. Die Spektren für 20 – 30% und 30 – 40% sind in Abb.4.75 dargestellt. Neben den differentiellen Zählraten ist das Verhältnis zwischen Daten und Extrapolation angegeben. Man erkennt, dass die Daten über weite Teile, gerade für niedrige ($m_t - m_0$) gut beschrieben werden. Für hohe ($m_t - m_0$) lassen sich allerdings Abweichungen beobachten, die über den systematischen Fehler hinausgehen.

Die Ergebnisse für T und β_r sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Analog zu den bisherigen Teilchenanalysen, nehmen die Parameter beim Übergang von zentralen zu peripheren Ereignissen stetig ab. Auch hier sind nur die statistischen Fehler angegeben, die für β vernachlässigbar klein sind, da die Siemens-Rasmussen Fitfunktion hauptsächlich zur Extrapolation verwendet wurde.

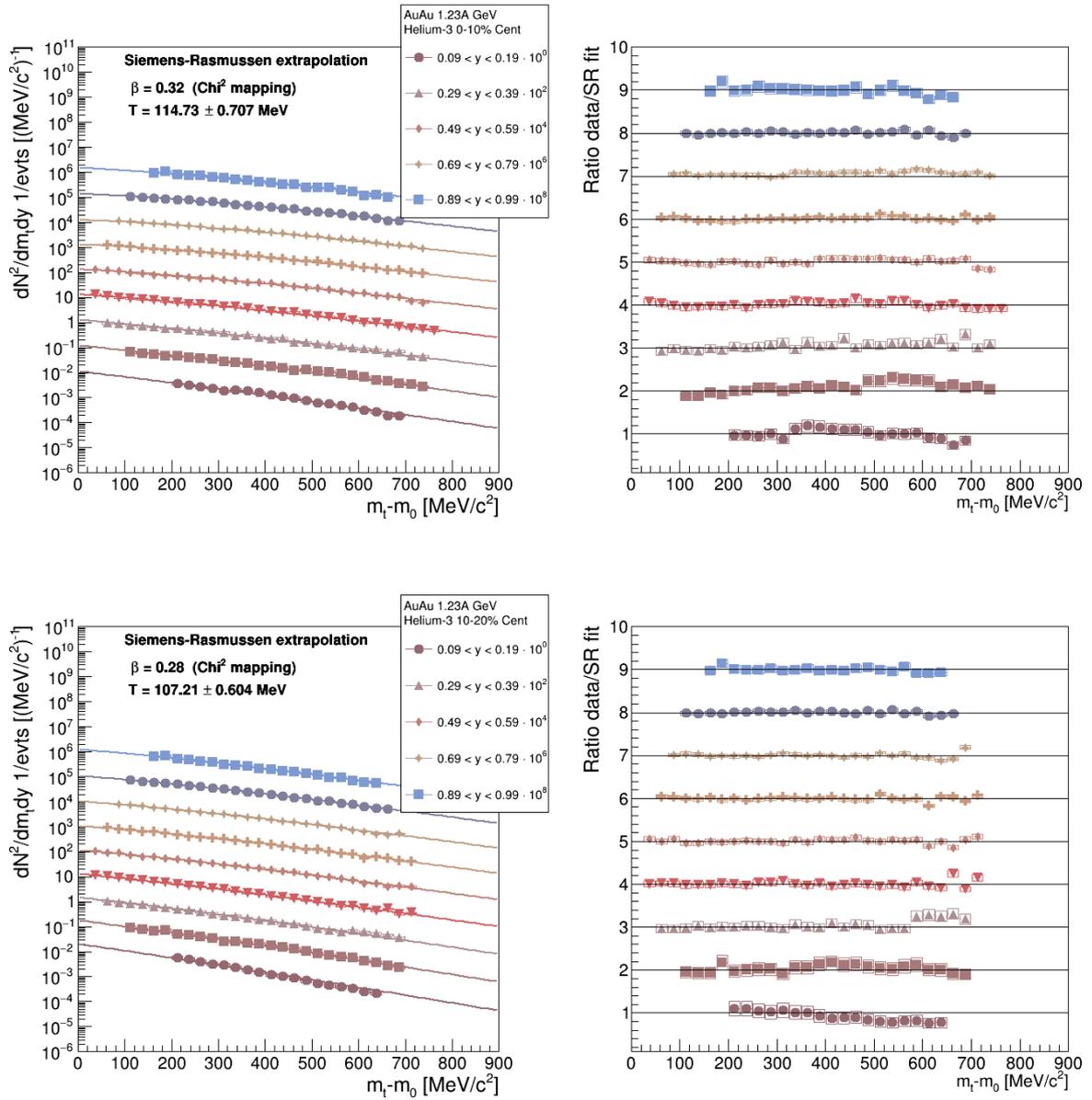


Abbildung 4.74: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der ${}^3\text{He}$ in den Zentralitätsklasse 0 – 10% (oben) und 10 – 20% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für den nicht gemessenen Bereich extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β_T durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt und man beobachtet nur leichte Abweichungen für hohe $(m_t - m_0)$.

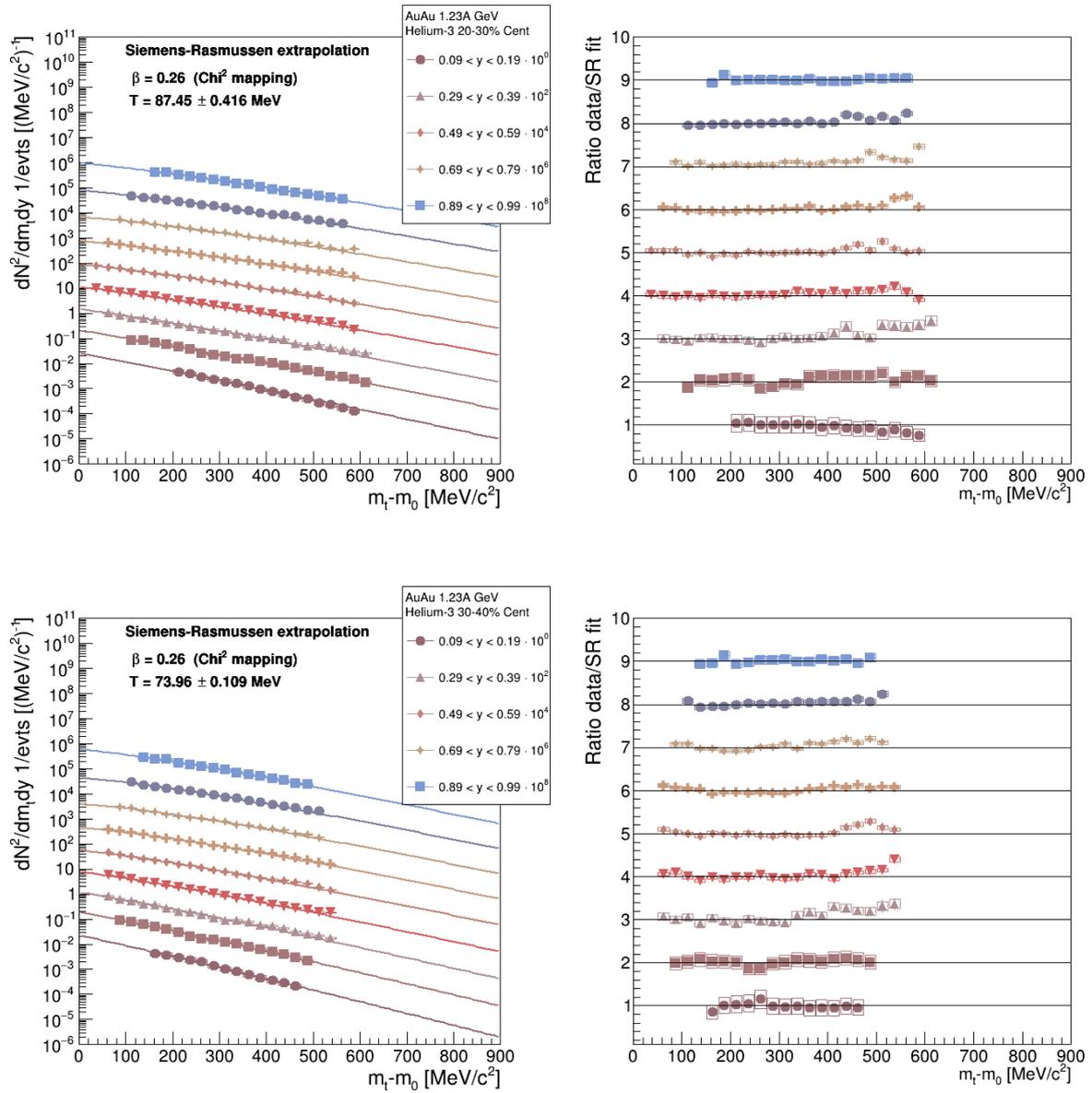


Abbildung 4.75: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte transversale Massenspektren der ^3He in den Zentralitätsklassen 20 – 30% (oben) und 30 – 40% (unten) mit systematischen Fehlern. Die Spektren wurden mit dem Siemsen-Rasmussen Fit für den nicht gemessenen Bereich extrapoliert. Die resultierenden Werte für T und β_r durch die χ^2 -mapping Methode sind angegeben. Rechts ist der direkte Vergleich der Daten zum Fit dargestellt und man beobachtet stärkere Abweichungen für hohe $(m_t - m_0)$ als bei den anderen Klassen.

	T [MeV]	β_r
0 – 10%	$114,73 \pm 0,71$	0,32
10 – 20%	$107,21 \pm 0,60$	0,28
20 – 30%	$87,45 \pm 0,42$	0,26
30 – 40%	$73,96 \pm 0,11$	0,26

Tabelle 4.7: *Freeze-Out* Parameter T und β_r der ${}^3\text{He}$ in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet über die Siemens-Rasmussen Funktion.

Daraufhin werden die Daten und Extrapolation über die gesamte $(m_t - m_0)$ -Achse integriert, um die differentielle Zählrate dN/dy für die ${}^3\text{He}$ zu erhalten. Gezeigt sind in Abb.4.76 die resultierenden Rapidityverteilungen der einzelnen Zentralitätsklassen zusammen mit dem farbig unterlegten Bereich, der nur aus der Integration über die Datenpunkte berechnet wurde. Auch hier erkennt man, dass je größer der Anteil über Integration der Datenpunkte bestimmten Rate desto geringer ist der Effekt durch Unsicherheiten in der Extrapolation.

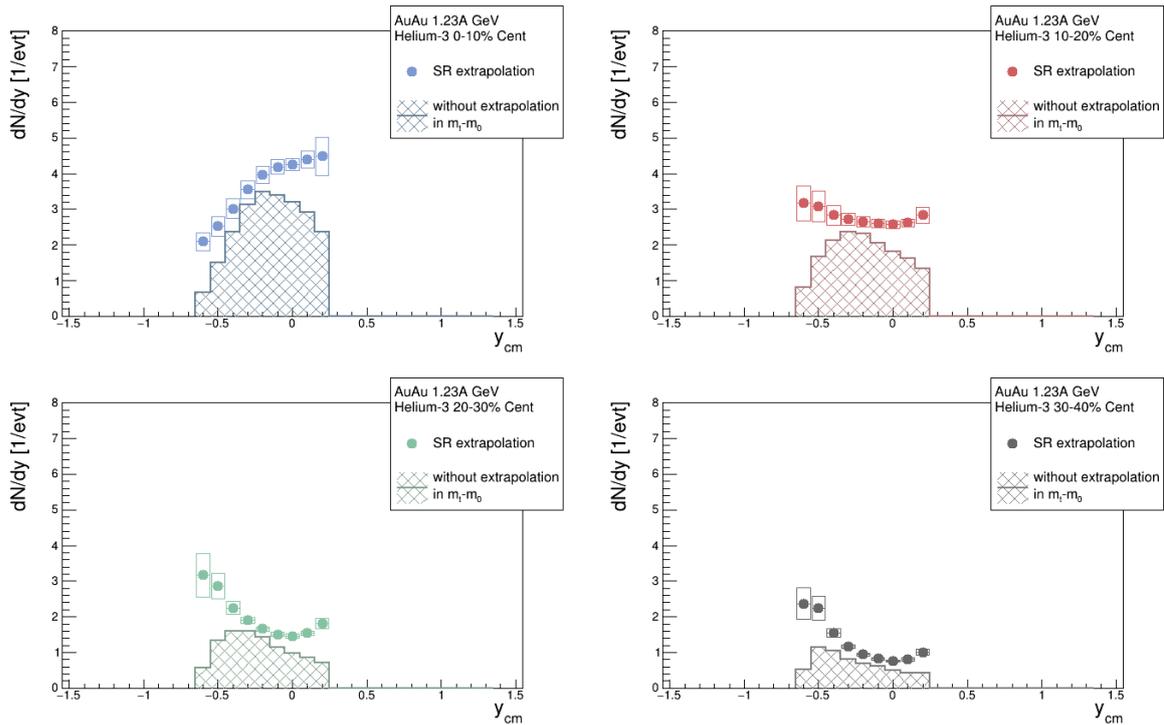


Abbildung 4.76: Rapiditydichteverteilungen für ${}^3\text{He}$ in den einzelnen Zentralitätsklassen. Die Datenpunkte sind zusammen mit der Siemens-Rasmussen Extrapolation berechnet, während der farbig markierte Teil nur die Integration über die Datenpunkte darstellt.

4.4.5.1 Zentralitätsabhängigkeit der Verteilung

Die differentiellen Zählraten dN/dy der ${}^3\text{He}$ für alle, in dieser Analyse untersuchten Zentralitätsklassen, sind in Abb.4.77 gezeigt. Man beobachtet den sich verändernden Verlauf beim Übergang von zentralen zu peripheren Ereignissen. Außerdem erkennt man, dass die Verteilung für die 0–10% zentralen Ereignisse keiner Normalverteilung folgen wie bei den anderen Teilchen. Zusätzlich ist hier deutlicher für die semizentralen Zentralitätsklassen zu beobachten, dass Teilchen, die nicht an einer Reaktion teilnehmen, im Bereich der Projektil- bzw Targetrapidität bei $y_{lab} = \pm 0,74$ gemessen werden. Die ${}^3\text{He}$ Multiplizitäten für die vier Zentralitätsklassen im gemessenen Rapiditätsbereich von 0,09 bis 0,99 sind in Tabelle 4.8 angegeben.

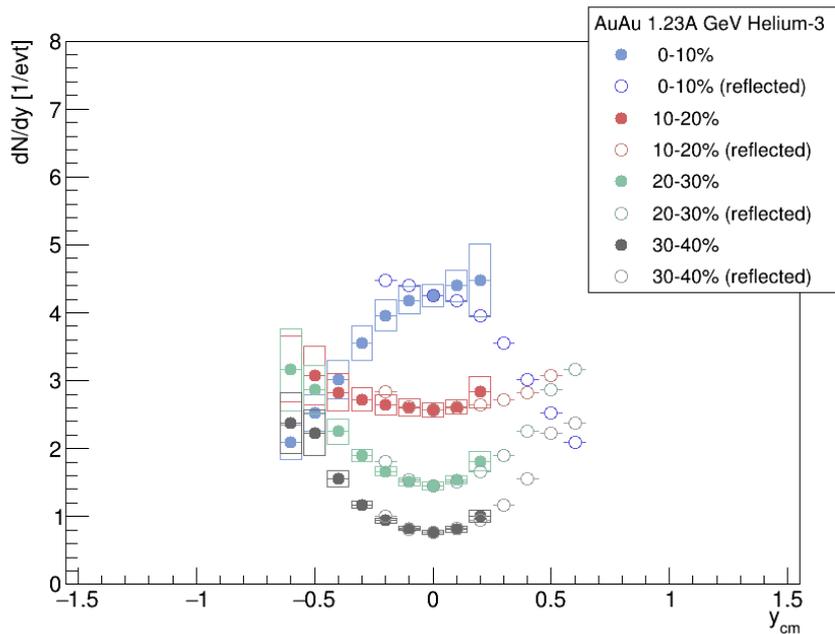


Abbildung 4.77: Rapiditydichteverteilung für Tritonen in allen Zentralitätsklassen mit systematischen Fehlern. Die offenen Symbole stellen die um *midrapidity* gespiegelten Verteilungen dar.

	Mult [1/evt]	stat.	sys. Fehler
0 – 10%	3,25	$\pm 0,004$	$\pm 0,25$
10 – 20%	2,51	$\pm 0,003$	$\pm 0,18$
20 – 30%	1,82	$\pm 0,005$	$\pm 0,14$
30 – 40%	1,17	$\pm 0,005$	$\pm 0,12$

Tabelle 4.8: Multiplizitäten der ${}^3\text{He}$ in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet im gemessenen Rapiditätsbereich $y_{lab} = 0,09 - 0,99$. Angegeben ist der statistische und systematische Fehler.

4.4.5.2 Bestimmung der 4π Zählrate in 0–10% zentralen Ereignissen und der Vergleich mit vorangegangenen Analysen

Die 4π Zählrate in dN/dy für 0–10% zentrale Events der ${}^3\text{He}$ wird über den doppelten Gaußfit berechnet, der bei den anderen Teilchen bereits Anwendung gefunden hat. Die Beschreibung ist in Abb.4.78 zusammen mit dem Vergleich zur vorangegangenen Analyse gezeigt. Die Integration der Fitfunktion über den gesamten Rapiditätsbereich liefert eine Multiplizität der ${}^3\text{He}$ von $4,98 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,24(\text{sys})$ pro Ereignis. Der Vergleich zeigt auch hier, trotz des von einer Normalverteilung abweichenden Verlaufs, eine gute Übereinstimmung innerhalb der systematischen Fehler zu der Gegenprobe aus [51].

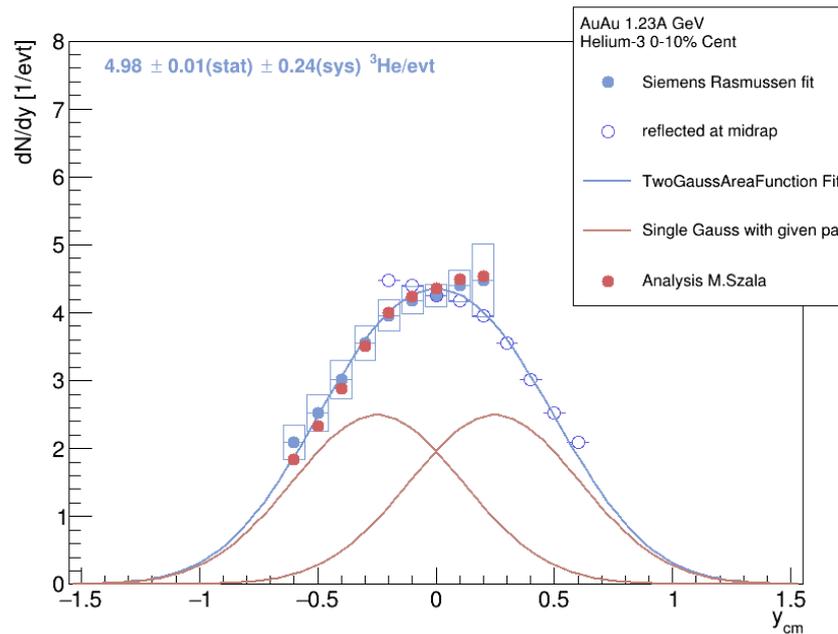


Abbildung 4.78: Rapiditydichteverteilung für ${}^3\text{He}$ in der Zentralitätsklasse 0–10% zusammen mit den Ergebnissen aus der Analyse [51]. Die Daten werden mit dem doppelten Gaußfit beschrieben und die resultierende Multiplizität über die Integration ist zusammen mit dem statistischen und systematischen Fehler angegeben.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

Die zentralitätsabhängige Auswertung der Analyseresultate von leichten Kernen aus Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV liefert Auskunft, wie sich die Temperatur, die radiale Expansionsgeschwindigkeit sowie die Multiplizitäten der jeweiligen Teilchen als Funktion der Systemgröße verhalten. Hieraus können Informationen über die Produktion und Propagation der Teilchen gewonnen werden.

Die Ergebnisse werden zunächst tabellarisch zusammengefasst und anschließend in den Kontext der globalen Daten gesetzt. Abschließend werden die Rapiditätsdichteverteilungen für die freien Nukleonen denen der gebundenen Zustände gegenüber gestellt.

5.1 Effektive Temperatur

Wie in Abschnitt 1.4 eingeführt, liefert die Siemens-Rasmussen Fitfunktion (3.12) über den inversen Steigungsparameter, eine Abschätzung für die kinetische *freeze-out* Temperatur T der jeweiligen Teilchensorte. Diese Temperatur ist definiert als die Energie, bei der keine weiteren elastischen Stöße zwischen Teilchen im System stattfinden. Der *feed-down* von Resonanzen ist für alle betrachteten Teilchen klein, sodass die Abschätzung der Temperatur nicht durch diesen Effekt stark beeinflusst wird.

In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse aus den einzelnen Teilchenanalysen zusammengefasst und mit den statistischen Fehlern angegeben.

	Protonen	Deuteronen	Tritonen	^3He
	T [MeV]	T [MeV]	T [MeV]	T [MeV]
0 – 10%	$70,7 \pm 0,04$	$99,4 \pm 0,4$	$115,75 \pm 0,56$	$114,73 \pm 0,71$
10 – 20%	$70,3 \pm 0,06$	$92,7 \pm 0,2$	$90,36 \pm 0,26$	$107,21 \pm 0,60$
20 – 30%	$68,6 \pm 0,06$	$85,1 \pm 0,2$	$74,77 \pm 0,27$	$87,45 \pm 0,42$
30 – 40%	$65,8 \pm 0,16$	$74,3 \pm 0,2$	$64,45 \pm 0,04$	$73,96 \pm 0,11$

Tabelle 5.1: *Freeze-Out* Parameter T für alle leichten Kernen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet über die Siemens-Rasmussen Funktion.

Dabei ist zu beachten, dass die Annahme einer sphärisch symmetrischen Quelle nur im Grenzfall zentraler Ereignisse erfüllt ist, was auf die zentralste in dieser Arbeit analysierte Klasse nicht zutrifft. Deshalb wird wie bereits erwähnt die Siemens-Rasmussen Funktion hauptsächlich zur Extrapolation und nicht zur physikalischen Interpretation verwendet. Daher wird im Folgenden auch davon abgesehen eine Energieabhängigkeit der Parameter zu diskutieren.

Im Verlauf der Parameterwerte für T erkennt man, dass sie für die einzelnen Teilchen beim Übergang von zentralen zu semizentralen Ereignissen stetig abnehmen. Zusätzlich steigt der Wert in der Zentralitätsklasse von 0 – 10% abhängig von der Teilchensorte bzw. Masse an, mit dem geringsten T für Protonen und ähnlichen hohem T für Tritonen und ^3He . Diesen Verlauf kann man allerdings bei den semizentralen Ereignissen nicht erkennen, gerade für den Bereich von 20 – 40%, lässt sich keine Abhängigkeit von der Teilchenmasse ausmachen.

Im Vergleich zu den Analysen aus [23] im Ar+KCl Stoßsystem liegt die hier ermittelte Temperatur in der Zentralitätsklasse 0 – 10% über dem vorangegangenen Wert von $T = 74,7 \pm 5,8$ für Deuteronen und $T = 88 \pm 16$ für Tritonen. Die Temperatur für Protonen aus [24] $T = 70 \pm 4$ stimmt mit dem hier berechneten Wert überein. Mit den Ergebnissen aus [25] $T = 100 \pm 8$ für Deuteronen stimmt die kinetische *freeze-out* Temperatur innerhalb der Fehler überein.

5.2 Radiale Expansionsgeschwindigkeit

Die zweite Parametergröße der Siemens-Rasmussen Fitfunktion ist die radiale Expansionsgeschwindigkeit β_r . Die gemessenen Werte für alle leichten Kerne dieser Analyse sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Man erkennt hier ebenfalls, dass die Geschwindigkeit beim Übergang von zentralen zu semizentralen Zentralitätsklassen für jede Teilchensorte stetig abnimmt. Zusätzlich ist hier zu beobachten, dass eine Massenabhängigkeit des Parameterwertes vorliegt. Die höchste Expansionsgeschwindigkeit wird für den leichtesten Kern, die Protonen, gemessen, während die schweren Kerne, Tritonen und ^3He eine geringere aufweisen.

	Protonen	Deuteronen	Tritonen	^3He
	β_r	β_r	β_r	β_r
0 – 10%	0,46	0,35	0,31	0,32
10 – 20%	0,41	0,31	0,29	0,28
20 – 30%	0,38	0,28	0,27	0,26
30 – 40%	0,35	0,27	0,26	0,26

Tabelle 5.2: *Freeze-Out* Parameter β für alle leichten Kernen in den einzelnen Zentralitätsklassen, berechnet über die Siemens-Rasmussen Funktion.

Im Vergleich zur Analyse aus [23] in Ar+KCl liegen die hier bestimmten Werte für Deuteronen $\beta_r = 0,37 \pm 0,13$ und Tritonen $\beta_r = 0,38 \pm 0,06$ darunter, da es sich um ein schwereres Stoßsystem bei niedrigerer Energie handelt. Mit den Werten aus [24] $\beta_r = 0,41 \pm 0,01$ für die Protonen allerdings darüber. Das Ergebniss aus [25] für Deuteronen $\beta_r = 0,37 \pm 0,01$ stimmt mit der hier ermittelten radialen Expansionsgeschwindigkeit innerhalb der Größenordnung überein.

5.3 Multiplizitäten der leichten Kerne

Ein Hauptaspekt dieser Analyse ist die Bestimmung der Multiplizitäten bzw. die differentiellen Zählraten in dN/dy für die vier Zentralitätsklassen. In den jeweiligen Rapiditätsbereichen für Protonen 0,09 bis 1,29, Deuteronen von 0,09 bis 1,19 und Tritonen sowie ^3He von 0,09 bis 0,99, sind die über die Datenpunkte berechneten *yields* in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

	Protonen			Deuteronen		
	Mult	[1/evt]		Mult	[1/evt]	
0 – 10% (Extrapol.)	83,42	$\pm 0,02(\text{stat})$	$\pm 3,95(\text{sys})$	30,4	$\pm 0,02(\text{stat})$	$\pm 1,80(\text{sys})$
Rap. y_{lab}	0,09 – 1,29			0,09 – 1,19		
0 – 10%	64,5	$\pm 0,014(\text{stat})$	$\pm 3,95(\text{sys})$	22,8	$\pm 0,016(\text{stat})$	$\pm 1,8(\text{sys})$
10 – 20%	48,7	$\pm 0,016(\text{stat})$	$\pm 2,78(\text{sys})$	17,3	$\pm 0,014(\text{stat})$	$\pm 1,3(\text{sys})$
20 – 30%	37,0	$\pm 0,015(\text{stat})$	$\pm 2,02(\text{sys})$	12,7	$\pm 0,013(\text{stat})$	$\pm 0,8(\text{sys})$
30 – 40%	27,4	$\pm 0,022(\text{stat})$	$\pm 1,53(\text{sys})$	8,9	$\pm 0,013(\text{stat})$	$\pm 0,5(\text{sys})$
	Tritonen			^3He		
	Mult	[1/evt]		Mult	[1/evt]	
0 – 10% (Extrapol.)	8,97	$\pm 0,01(\text{stat})$	$\pm 0,29(\text{sys})$	4,98	$\pm 0,01(\text{stat})$	$\pm 0,24(\text{sys})$
Rap. y_{lab}	0,09 – 0,99			0,09 – 0,99		
0 – 10%	5,74	$\pm 0,008(\text{stat})$	$\pm 0,29(\text{sys})$	3,25	$\pm 0,004(\text{stat})$	$\pm 0,25(\text{sys})$
10 – 20%	4,50	$\pm 0,001(\text{stat})$	$\pm 0,23(\text{sys})$	2,51	$\pm 0,003(\text{stat})$	$\pm 0,18(\text{sys})$
20 – 30%	3,33	$\pm 0,010(\text{stat})$	$\pm 0,16(\text{sys})$	1,82	$\pm 0,005(\text{stat})$	$\pm 0,14(\text{sys})$
30 – 40%	2,24	$\pm 0,009(\text{stat})$	$\pm 0,10(\text{sys})$	1,17	$\pm 0,005(\text{stat})$	$\pm 0,12(\text{sys})$

Tabelle 5.3: Teilchenmultiplizitäten für Protonen, Deuteronen, Tritonen und ^3He in den vier Zentralitätsklassen. Für die 0 – 10% zentralen Ereignisse ist das Integral über die Extrapolation angegeben. Die Werte sind mit statistischen und systematischen Fehler behaftet.

Wie erwartet, handelt es sich bei den Protonen um das am häufigsten emittierte Teilchen, gefolgt von den Deuteronen. Tritonen und ^3He werden in ähnlicher Anzahl produziert, wobei mehr Tritonen gemessen werden. Trotz der vergleichbaren Masse und Bindungsenergie, ist dieser Sachverhalt damit zu erklären, dass bei den ^3He wegen der zwei Protonen im Kernverbund, zusätzlich die Coulombbarriere zur Produktion überwunden werden muss.

5.4 Energieanregungsfunktionen

Mit den ermittelten Multiplizitäten für die leichten Kerne in 0–10% zentralen Ereignissen ist es nun möglich Datenpunkte für verschiedene Energieanregungsfunktion zu berechnen. In Abb.5.1 ist das Proton-zu-Deuteron-Verhältnis über das Energiespektrum im Schwerpunktsystem $\sqrt{s_{NN}}$ gezeigt. Mit den Punkten von FOPI [56], NA49 [57], ALICE [58], PHENIX [59][60], STAR [61] und PLASTIC BALL [62] erkennt man, dass das Verhältnis von Deuteronen zu Protonen mit sinkender Schwerpunktsenergie ansteigt. Im Bereich niedriger Schwerpunktsenergien stellen leichte Kerne einen Hauptbeitrag an emittierten Hardonen, wohingegen bei hohen $\sqrt{s_{NN}}$ leichte Kerne eine seltene Probe darstellen.

Die Zählraten für FOPI sind im 4π Bereich angegeben, während für die Experimente bei höheren Energien der *midrapidity* Wert verwendet wurde. Aufgrund des Verhältnisses sind die Ergebnisse dennoch vergleichbar.

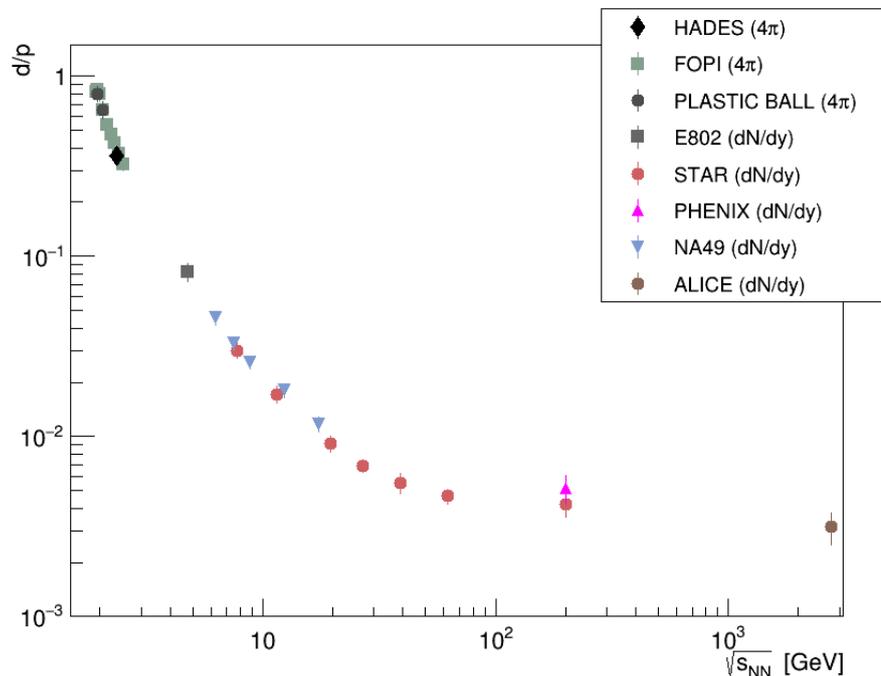


Abbildung 5.1: Energieanregungsfunktion des Deuteronen-zu-Protonen-Verhältnisses mit den Resultaten aus dieser Analyse, FOPI, Plastic Ball, E802, STAR, PHENIX, NA49 und ALICE. Für HADES und FOPI wurde die 4π -Zählrate extrapoliert, bei den Anderen wurde das Verhältnis über dN/dy berechnet.

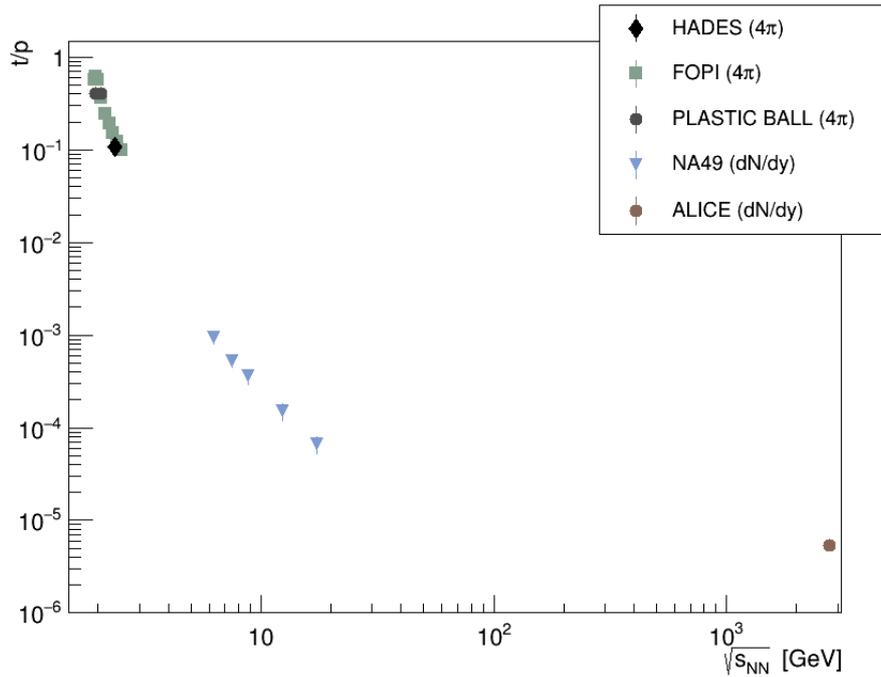


Abbildung 5.2: Energieanregungsfunktion des Triton-zu-Proton-Verhältnisses mit den Resultaten aus dieser Analyse, FOPI, Plastic Ball, NA49 und ALICE. Für HADES und FOPI wurde die 4π -Zählrate extrapoliert, bei den Anderen wurde das Verhältnis über dN/dy berechnet.

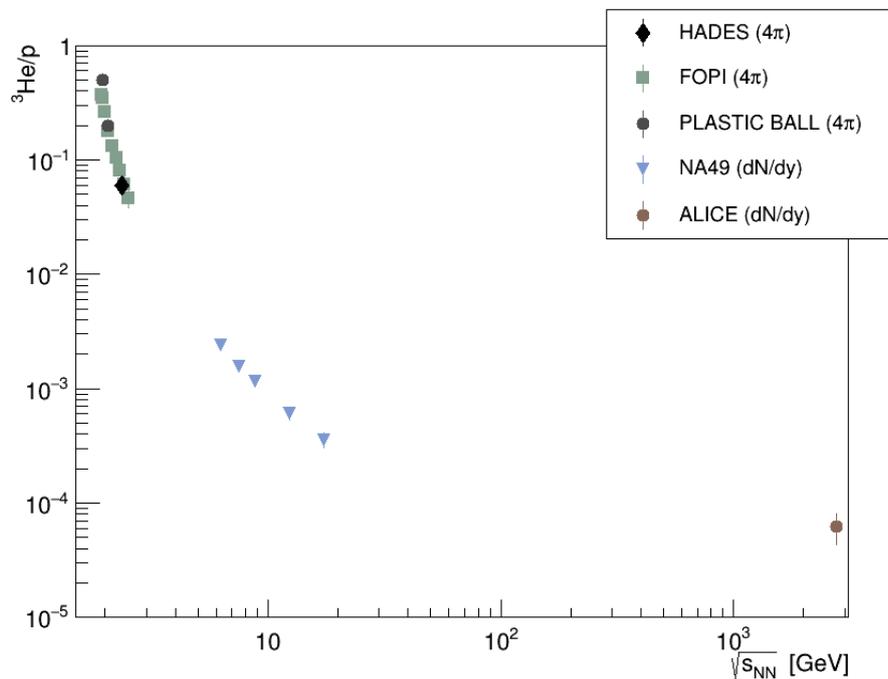


Abbildung 5.3: Energieanregungsfunktion des ${}^3\text{He}$ -zu-Proton-Verhältnisses mit den Resultaten aus dieser Analyse, FOPI, Plastic Ball, NA49 und ALICE. Für HADES und FOPI wurde die 4π -Zählrate extrapoliert, bei den Anderen wurde das Verhältnis über dN/dy berechnet.

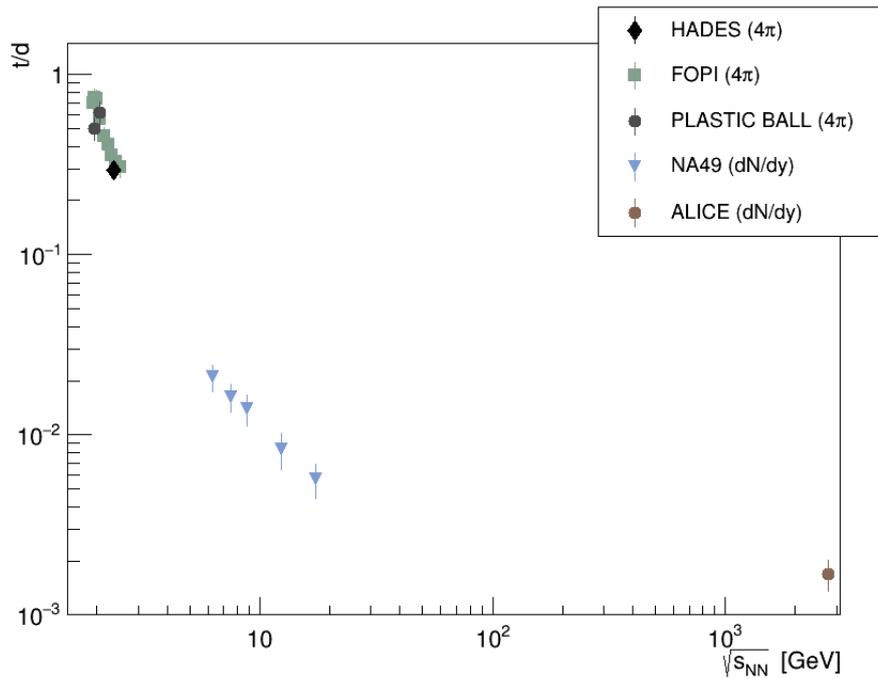


Abbildung 5.4: Energieanregungsfunktion des Triton-zu-Deuteron-Verhältnisses mit den Resultaten aus dieser Analyse, FOPI, Plastic Ball, NA49 und ALICE. Für HADES und FOPI wurde die 4π -Zählrate extrapoliert, bei den Anderen wurde das Verhältnis über dN/dy berechnet.

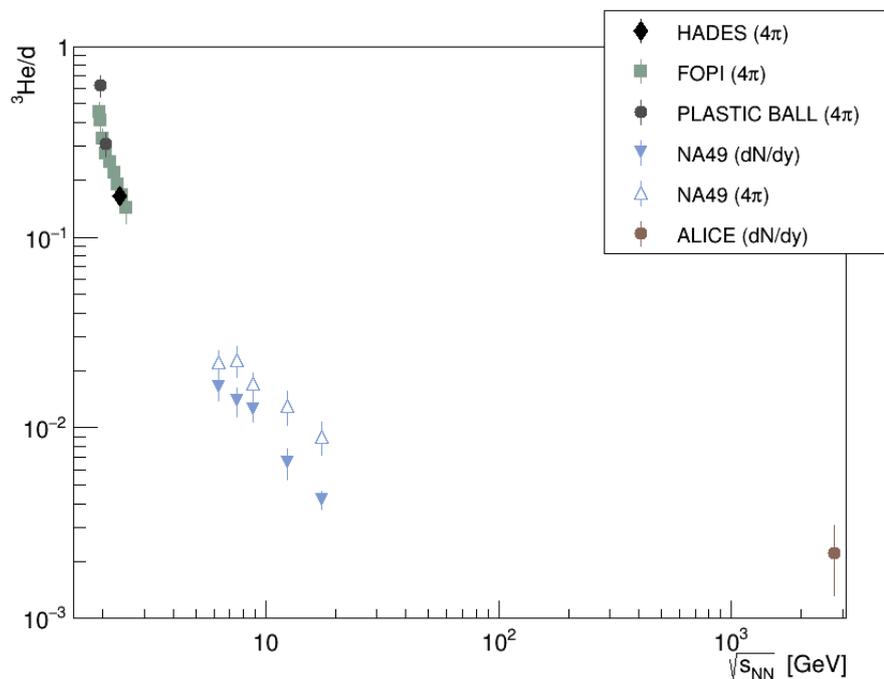


Abbildung 5.5: Energieanregungsfunktion des ^3He -zu-Deuteron-Verhältnisses mit den Resultaten aus dieser Analyse, FOPI, E802, STAR, PHENIX, NA49 und ALICE. Für HADES und FOPI wurde die 4π -Zählrate extrapoliert, bei den Anderen wurde das Verhältnis über dN/dy berechnet, wobei auch für NA49 in diesem Fall 4π Ergebnisse vorliegen.

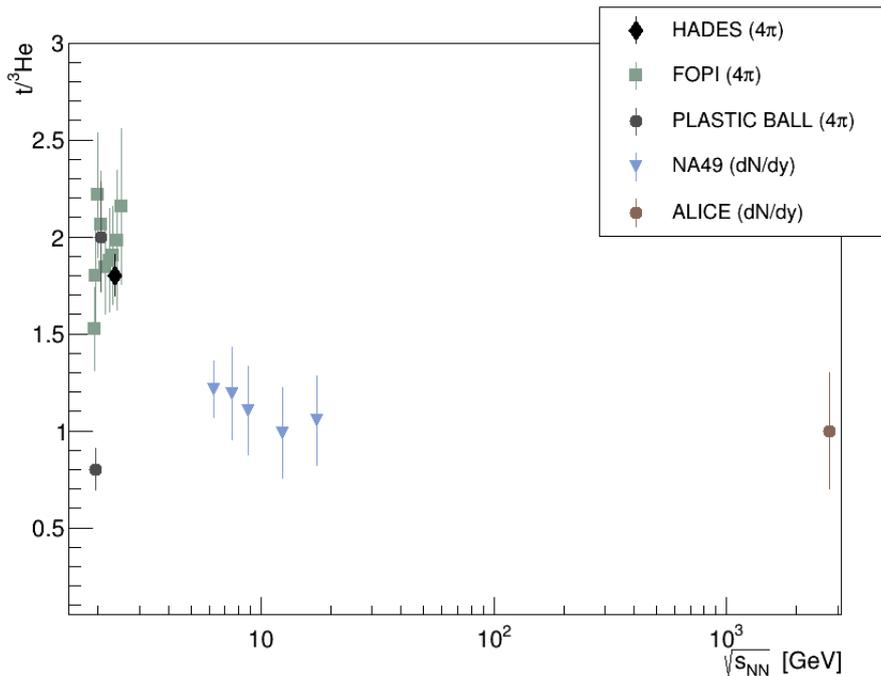


Abbildung 5.6: Energieanregungsfunktion des Triton-zu- ${}^3\text{He}$ -Verhältnisses mit den Resultaten aus dieser Analyse, FOPI, Plastic Ball, NA49 und ALICE. Für HADES und FOPI wurde die 4π -Zählrate extrapoliert, bei den Anderen wurde das Verhältnis über dN/dy berechnet.

Man erkennt für die Verhältnisse der Teilchenmultiplizitäten, dass die in dieser Arbeit ermittelten Werte gut zum Trend der globalen Datenpunkte passen. Beispielfürhaft ist das Verhältnis von Deuteronen zu Protonen bei FOPI für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 2,403$ mit $0,371 \pm 0,027$ angegeben. In dieser Arbeit mit HADES für $\sqrt{s_{NN}} = 2,42$ wurde $0,364 \pm 0,028$ berechnet. Diese zwei Werte stimmen innerhalb der Fehler miteinander überein.

Bei dem letzten Verhältnis werden die Multiplizitäten von Tritonen und ${}^3\text{He}$ verglichen, gezeigt in Abb.5.6. Dabei handelt es sich um Teilchen mit gleicher Massenzahl aber unterschiedlicher Ladung, was einen eindeutigen Einfluss auf die *Cluster*-Bildung darstellt. Man erkennt, dass Tritonen bei niedrigen Energien häufiger produziert werden als ${}^3\text{He}$. Für höhere Energien nähert sich das Verhältnis an 1 an. Eine mögliche Erklärung dafür ist, wie bereits erwähnt, die Coulombbarriere, die zur Produktion von ${}^3\text{He}$ überwunden werden muss. Bei niedrigen Energien stellt diese eine relevante Hürde dar, während sie bei höheren Energien keinen signifikanten Einfluss mehr besitzt. Im Zusammenhang mit thermischen Modellen und dem *coalescence model* muss dieses Verhalten berücksichtigt werden.

5.5 Nettobaryonendichteverteilungen

Zur Auswertung, der in dieser Analyse gemessenen Daten, wird die Nettobaryonendichteverteilung der Nukleonen bestimmt. Es werden die Ergebnisse für p, d, t und ${}^3\text{He}$ in den einzelnen Zentralitätsklassen addiert.

Dabei ist zu beachten, dass die Multiplizitäten der Kernverbunde, also d,t und ${}^3\text{He}$

jeweils mit der Anzahl ihrer Nukleonen multipliziert werden muss. Für die Neutronen, die nicht direkt gemessen werden können, wird angenommen, dass sie 1,5 mal so häufig emittiert werden wie Protonen. Dieser Zusammenhang kommt aus dem Protonen-zu-Neutronen-Verhältnis der ursprünglichen Goldteilchen, die zur Kollision gebracht wurden.

Die Rapidityverteilungen dN/dy für die Nettobaryondichte ist in Abb.5.7 für die Zentralitätsklasse 0–10% gezeigt. Bei der Angabe für alle Nukleonen handelt es sich um die Summe von Protonen, Neutronen, Deuteronen, Tritonen und ^3He . Der nicht gemessene Bereich der Rapidity wird mit dem doppelten Gaussfit (formel) extrapoliert. Das Integral liefert eine Multiplizität der Baryonen von $\langle B \rangle = 316,97 \pm 0,08(\text{stat}) \pm 4,51(\text{sys})$. Dieser Wert lässt sich mit $\langle A_{\text{Part}} \rangle = 303,0 \pm 33,1(\text{sys})$ aus [44] vergleichen, der mithilfe eines Glauber-Modells berechnet wurde. Man erkennt, dass das Ergebnis innerhalb der Fehler übereinstimmt.

In Abb.5.8 ist die Verteilung für die Zentralitätsklasse 10–20% gezeigt, 20–30% in Abb.5.9 und 30–40% findet sich in Abb.5.10. Neben der Verteilung für alle Nukleonen, sind noch die einzelnen Verteilungen für die freien Nukleonen, also Protonen und Neutronen, und der gebundenen Nukleonen im Kernverbund eingezeichnet. Man erkennt, dass die gebundenen Nukleonen für die hier untersuchte niedrige Energie, einen signifikanten Anteil haben.

Konkret beträgt das Verhältnis von gebundenen zu freien Nukleonen in der Zentralitätsklasse 0–10% für die Extrapolation 0,49. Das bedeutet, dass etwa ein Drittel aller Baryonen in gebundenen Zuständen auftreten. Dieses Verhältnis beobachtet man auch für die weiteren Zentralitätsklassen, die nur über den gemessenen Rapiditybereich integriert wurden.

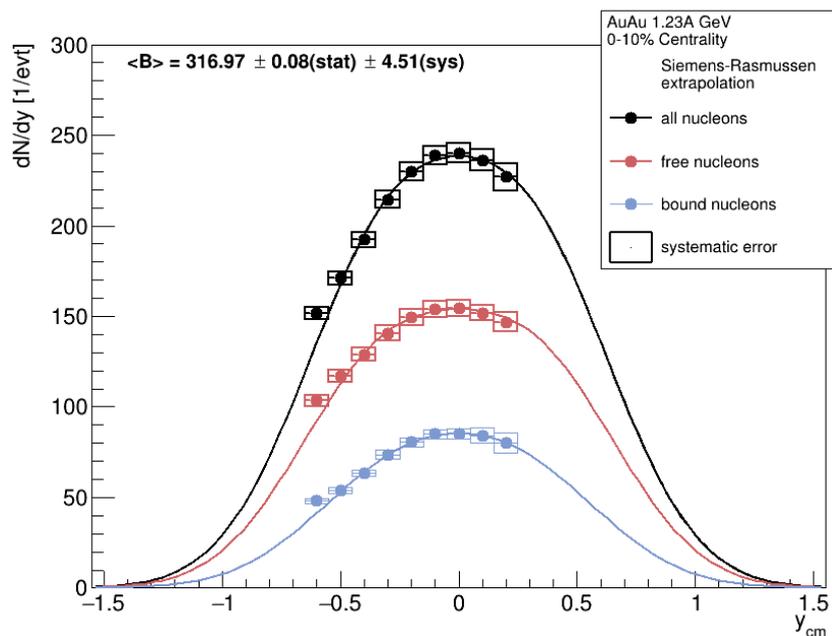


Abbildung 5.7: Rapiditydichteverteilung dN/dy für alle Nukleonen $\langle B \rangle$, freie Nukleonen (p und n) und gebundene Nukleonen (d , t und ^3He) für die Zentralitätsklasse 0–10%. Eingezeichnet ist der doppelte Gaussfit zur Extrapolation über den nicht gemessenen Bereich.

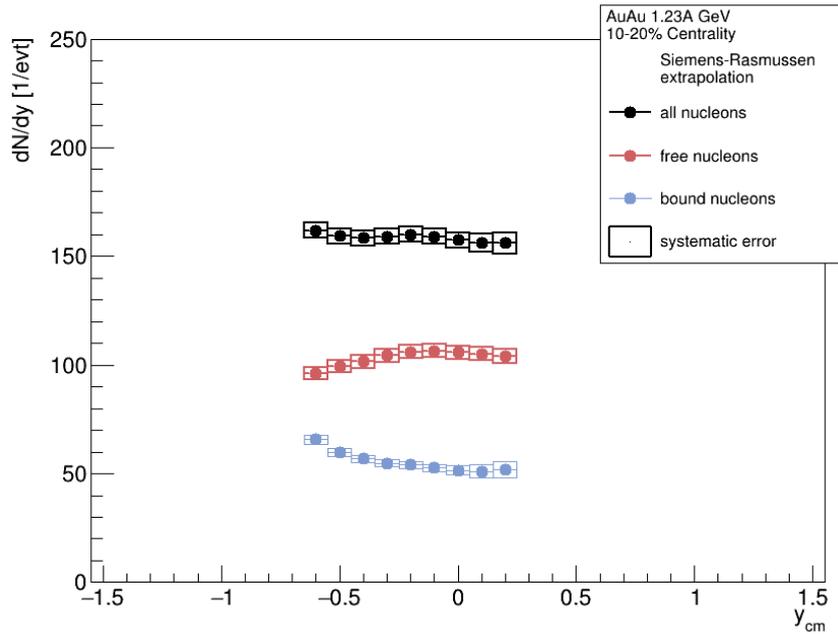


Abbildung 5.8: Rapiditydichteverteilung dN/dy für alle Nukleonen $\langle B \rangle$, freie Nukleonen (p und n) und gebundene Nukleonen (d , t und ${}^3\text{He}$) für die Zentralitätsklasse 10–20%.

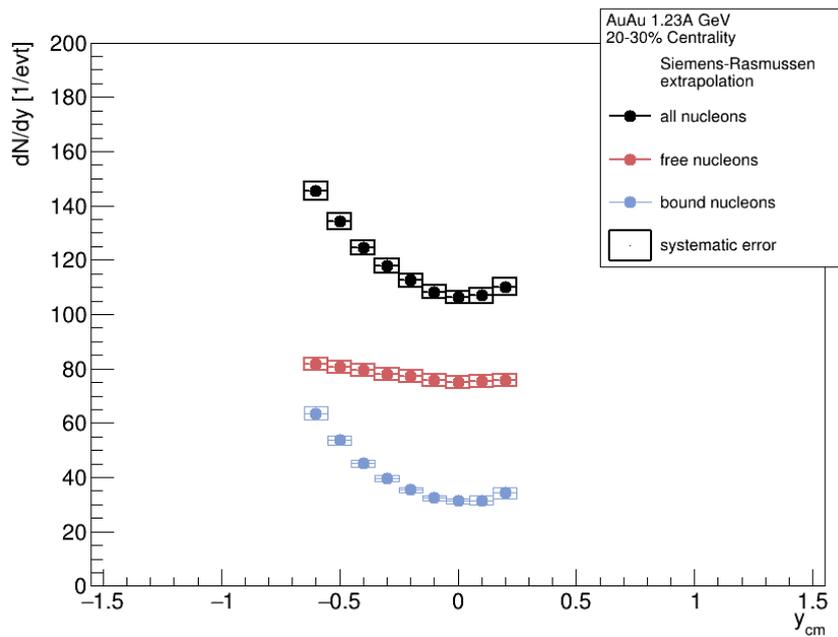


Abbildung 5.9: Rapiditydichteverteilung dN/dy für alle Nukleonen $\langle B \rangle$, freie Nukleonen (p und n) und gebundene Nukleonen (d , t und ${}^3\text{He}$) für die Zentralitätsklasse 20–30%.

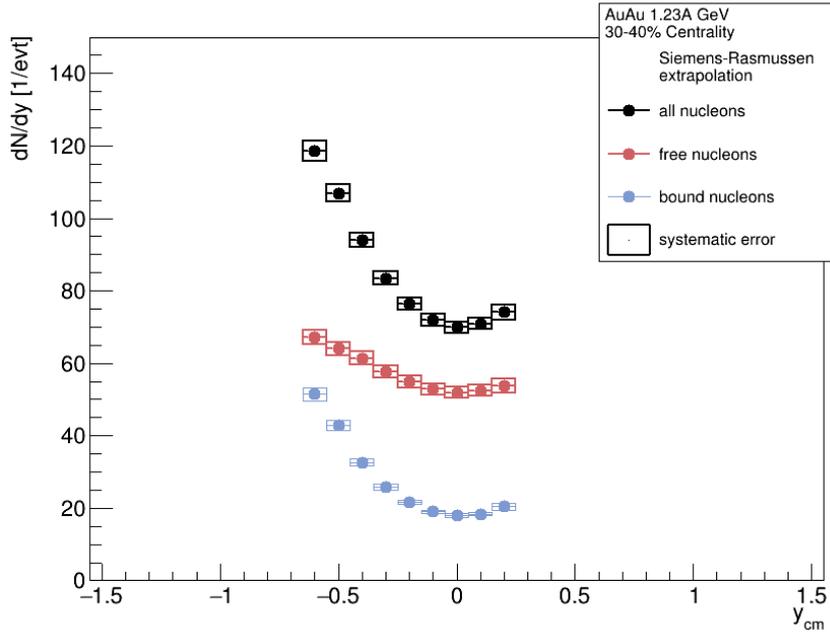


Abbildung 5.10: Rapiditydichteverteilung dN/dy für alle Nukleonen $\langle B \rangle$, freie Nukleonen (p und n) und gebundene Nukleonen (d , t und ${}^3\text{He}$) für die Zentralitätsklasse 30 – 40%.

	Alle Nukleonen	Freie Nukleonen	Gebundene Nukleonen	Ratio
	Mult [1/evt]	Mult [1/evt]	Mult [1/evt]	GB/FN
0 – 10% (Extrapol.)	$316,97 \pm 4,51(\text{sys})$	$211,37 \pm 3,70(\text{sys})$	$104,03 \pm 2,51(\text{sys})$	0,49
Rap. y_{lab}	0,09 – 0,99	0,09 – 0,99	0,09 – 0,99	
0 – 10%	$190,12 \pm 4,51(\text{sys})$	$124,73 \pm 3,70(\text{sys})$	$65,39 \pm 2,51(\text{sys})$	0,52
10 – 20%	$142,77 \pm 3,32(\text{sys})$	$92,93 \pm 2,72(\text{sys})$	$49,85 \pm 1,89(\text{sys})$	0,54
20 – 30%	$106,65 \pm 2,40(\text{sys})$	$69,97 \pm 2,02(\text{sys})$	$36,69 \pm 1,25(\text{sys})$	0,52
30 – 40%	$76,63 \pm 1,75(\text{sys})$	$51,62 \pm 1,52(\text{sys})$	$25,01 \pm 0,81(\text{sys})$	0,48

Tabelle 5.4: Multiplizitäten aller Nukleonen $\langle B \rangle$, der freien Nukleonen und der gebundenen Nukleonen. In der Zentralitätsklasse von 0 – 10% ist der Wert für den gesamten Rapiditybereich extrapoliert. Die weiteren Angaben sind über das Integral der Datenpunkte im Rapiditybereich von 0,09 bis 0,99 angeben. Die Multiplizitäten sind nur mit dem systematischen Fehler behaftet, da der systematische im Vergleich vernachlässigbar klein ist. Rechts ist das Verhältnis von gebundenen über freien Nukleonen angegeben.

Die Datenpunkte sind für den Rapiditätsbereich von 0,09 bis 0,99 eingeschränkt, obwohl es für die Protonen z.B. eine größere Abdeckung gibt, da es sich dabei um den Bereich handelt indem alle Teilchen Ergebnisse liefern. Die Multiplizitäten der Extrapolation und der Datenpunkte ist in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Wie zu erwarten erkennt man, dass sich die direkt gemessenen Werte für alle Nukleonen aus den freien und gebunden aufaddieren. In der Extrapolation gibt es eine kleine Abweichung, die sich aus der Integration der Fitfunktion ergeben.

5.6 Ausblick

In dieser Arbeit wurden die leichten Kerne p, d, t und ^3He mit dem HADES Detektor multidifferentiell analysiert. Die Teilchen konnten mit hoher Statistik identifiziert, die Signale extrahiert und für Akzeptanz und Effizienz korrigiert werden. Alle Multiplizitäten für die Zentralitätsklasse 0 – 10% stimmen innerhalb der systematischen Fehler mit der vorangegangenen Analyse aus [51] überein, sowie der ermittelte Wert für $\langle B \rangle$ mit [44].

Einer der nächsten Schritte ist die Berechnung des *coalescence parameters* B_A , wie sie in [51] für die zentralen Ereignisse vorgenommen wurde. Der Parameter gibt an mit welcher Wahrscheinlichkeit zufällig im Raum verteilte Nukleonen sich zu einem Kern zusammenfügen. Mit diesem Wert kann die Güte des *nucleon coalescence models* überprüft werden.

Zusätzlich kann mit den hier ermittelten Ergebnissen Annahmen von theoretischen thermischen Modellen überprüft und angepasst werden. Bei den thermischen Modellen wird angenommen, dass es sich bei dem Kollisionssystem um eine thermodynamische Quelle handelt, die mit möglichst wenigen freien Parametern beschrieben werden kann. In dieser Hinsicht ist das sogenannte *Clustering* von Kernen interessant, das untersucht ab welchem Zeitpunkt und mit welcher Intensität Kernverbunde entstehen.

Im März 2019 wurde mit dem HADES Detektor Ag+Ag Kollisionen bei 1,58A GeV mit größerer Statistik gemessen. Bei diesen höheren Energien ist es möglich die Ergebnisse dieser Arbeit im Hinblick auf die Abhängigkeit der Systemgröße zu vergleichen.

Kapitel A

Anhang

A.1 Vergleich differentielle Zählrate der Protonen

Die Analyse aus [51] bietet die Möglichkeit einen direkten Vergleich in der Zentralitätsklasse 0–10% für die Protonen vorzunehmen. In Abb.A.1 sind die $dN^2/dm_t dy$ -Spektren übereinander abgebildet und man erkennt eine gute Übereinstimmung. In Abb.A.2 ist das Verhältnis der Datenpunkte gezeigt und die Abweichung beträgt im Durchschnitt maximal 5%. Die Unterschiede in den Daten kommt von den anderen Methodiken zur Teilchenidentifikation und Untergrundbestimmung, die in [51] verwendet wurden.

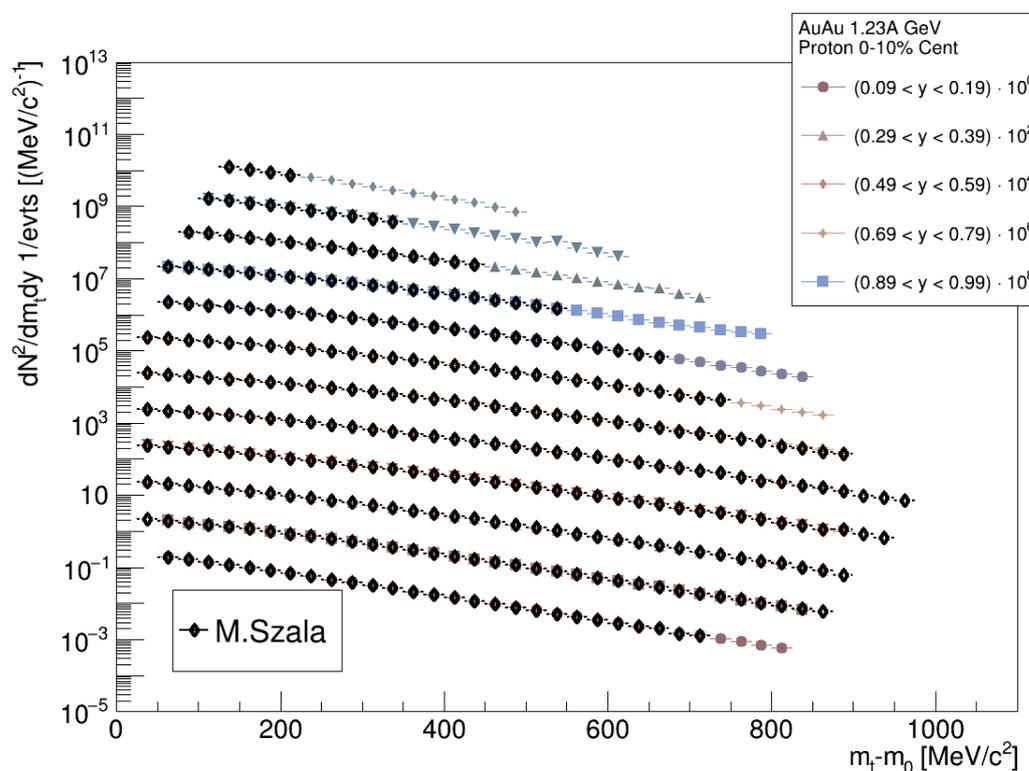


Abbildung A.1: Direkter Vergleich der $dN^2/dm_t dy$ -Spektren in der Zentralitätsklasse 0–10% zu [51]. Man erkennt, dass die Datenpunkte deckungsgleich verlaufen und die größere Abdeckung des Phasenraums.

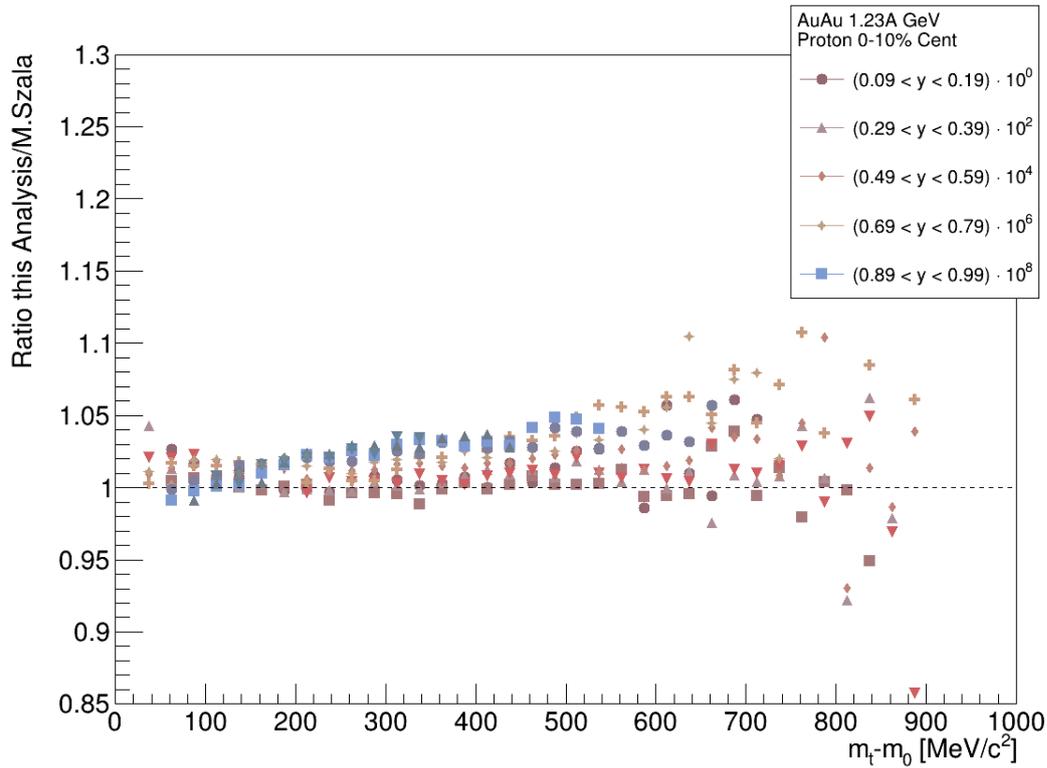


Abbildung A.2: Verhältnis der $dN^2/dm_t dy$ -Datenpunkte in der Zentralitätsklasse 0–10% zu [51]. Der Unterschied liegt im Durchschnitt bei maximal 5%, lediglich für hohe ($m_t - m_0$) übersteigt er vereinzelt diesen Wert.

A.2 Signalextraktion in semizentralen Ereignissen

In diesem Abschnitt sind die differentiellen Massenspektren zur Signalextraktion für die semi-zentralen Ereignisse gezeigt. Es wurde analog zu den zentralen Ereignissen vorgegangen. Beispielhaft gezeigt sind Massenspektren für Protonen in den angegebenen Rapiditätsintervallen in Abb.A.3 bis Abb.A.11, für Deuteronen in Abb.A.12 bis Abb.A.20, für Tritonen in Abb.A.21 bis Abb.A.29 und für ^3He in Abb.A.30 bis Abb.A.38.

A.2.1 Protonen

A.2.1.1 10 – 20%

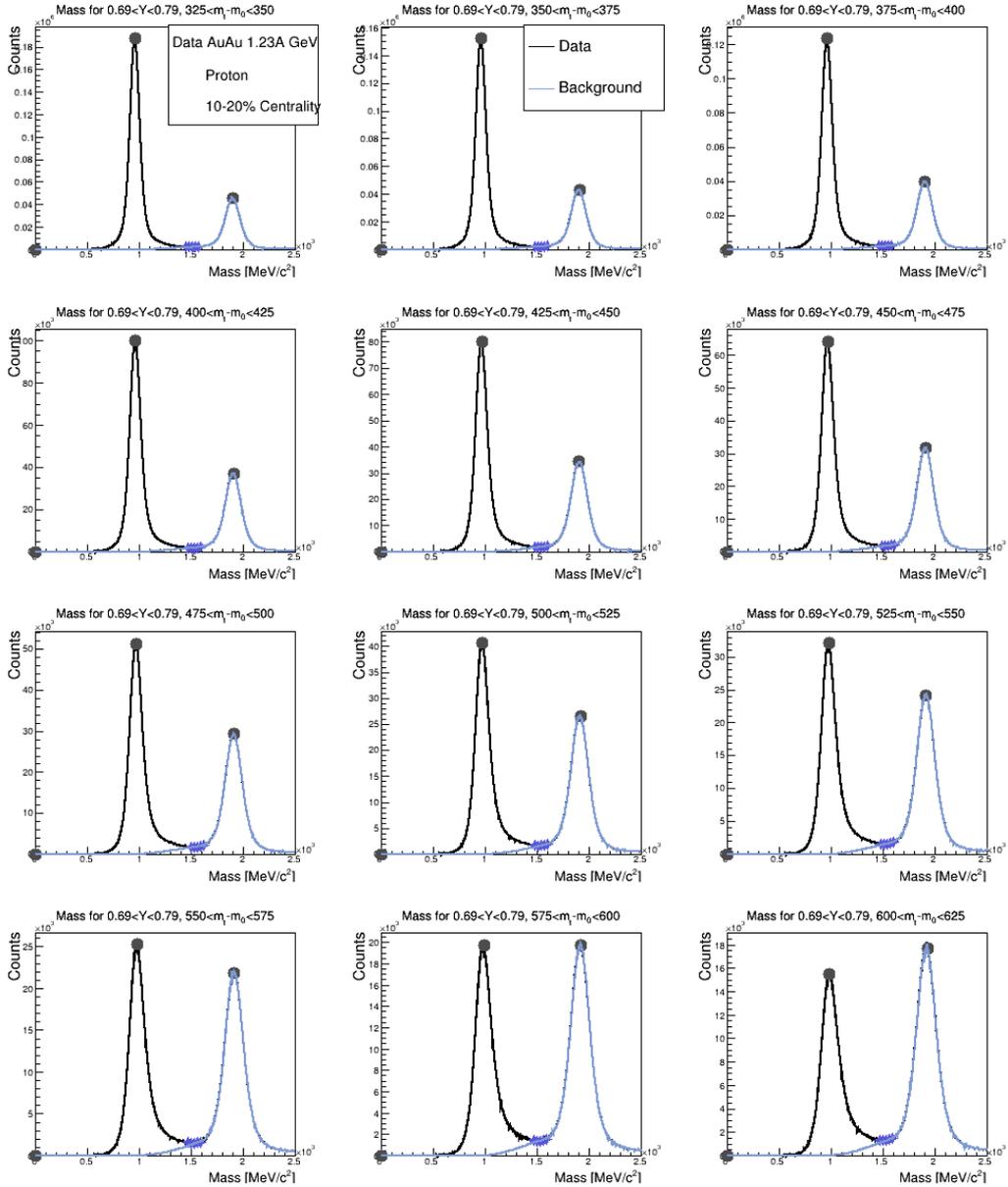


Abbildung A.3: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* ($0,69-0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

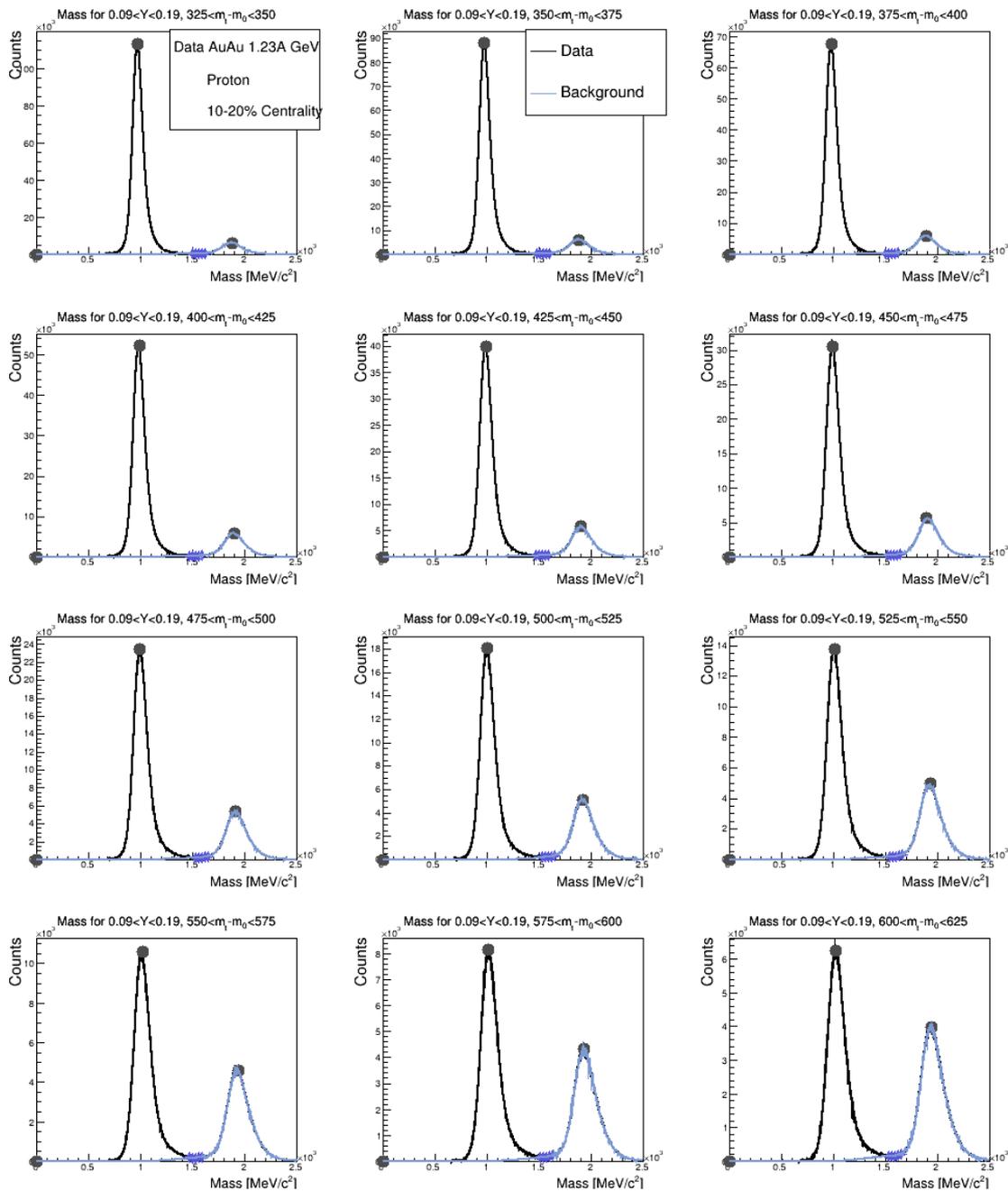


Abbildung A.4: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

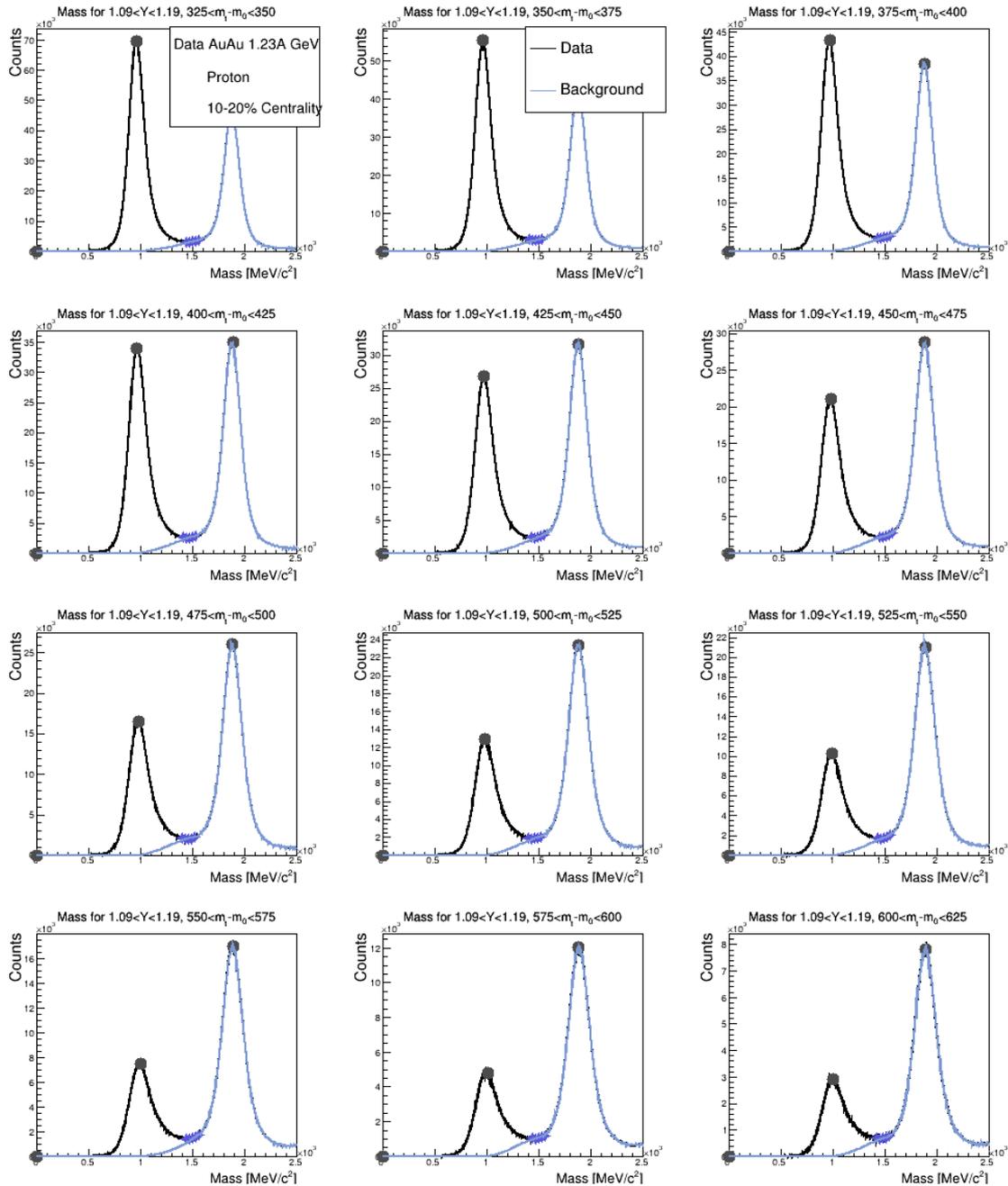


Abbildung A.5: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* (1,09-1,19 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325–625 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte. Man erkennt die größere Deuteronenkontamination im Vergleich zu den anderen Rapiditätsintervallen.

A.2.1.2 20 – 30%

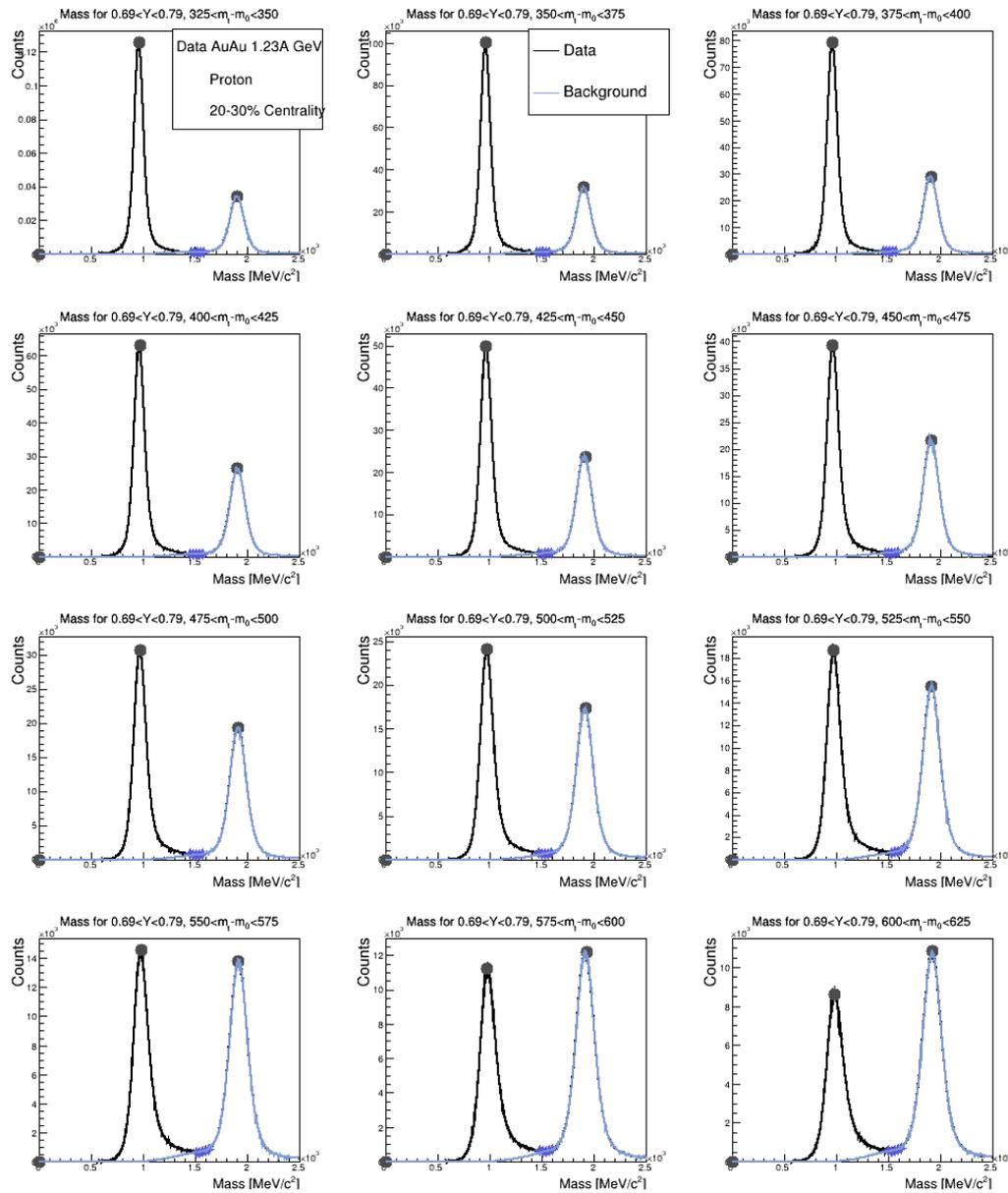


Abbildung A.6: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* (0,69–0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325 – 625 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

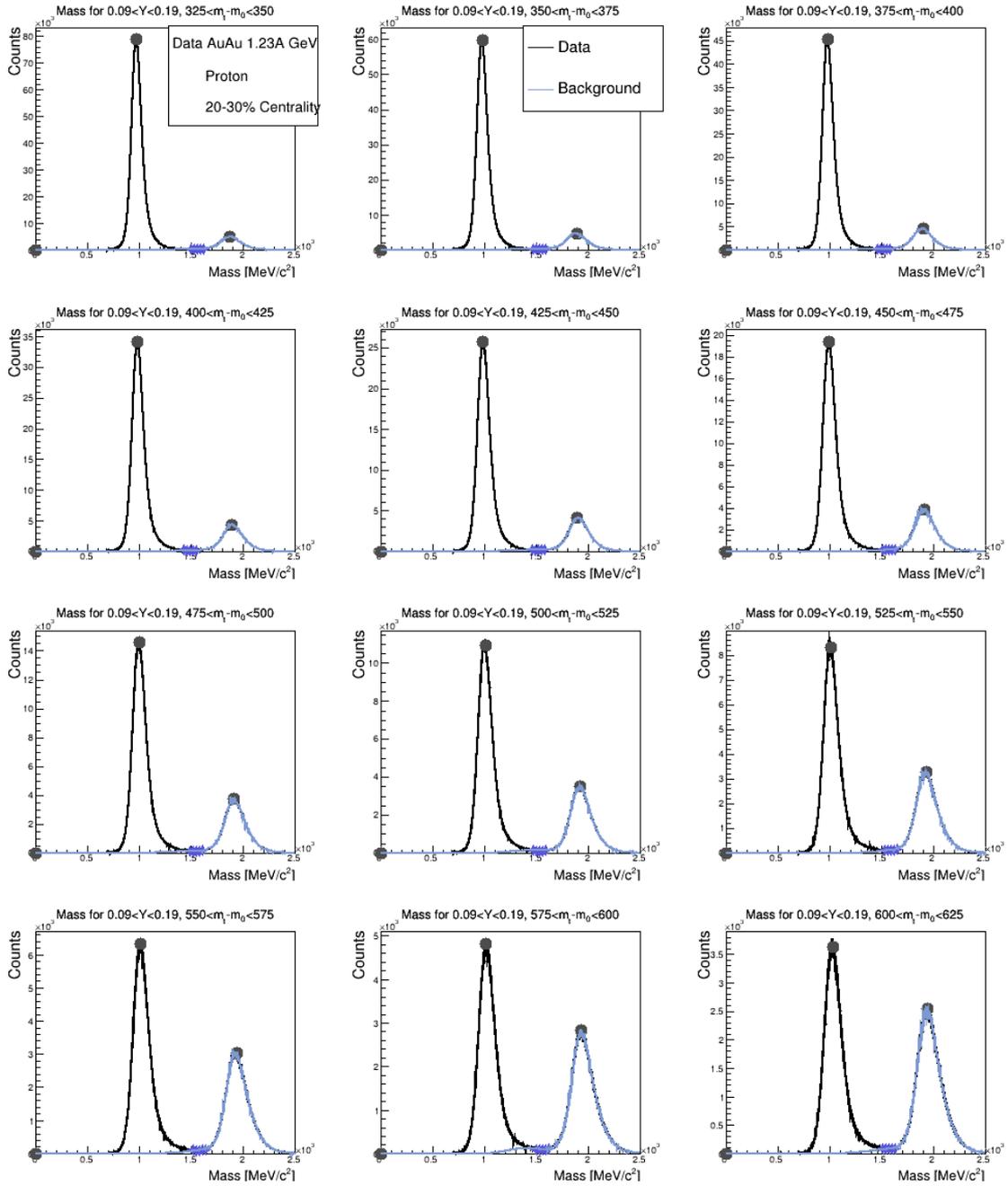


Abbildung A.7: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

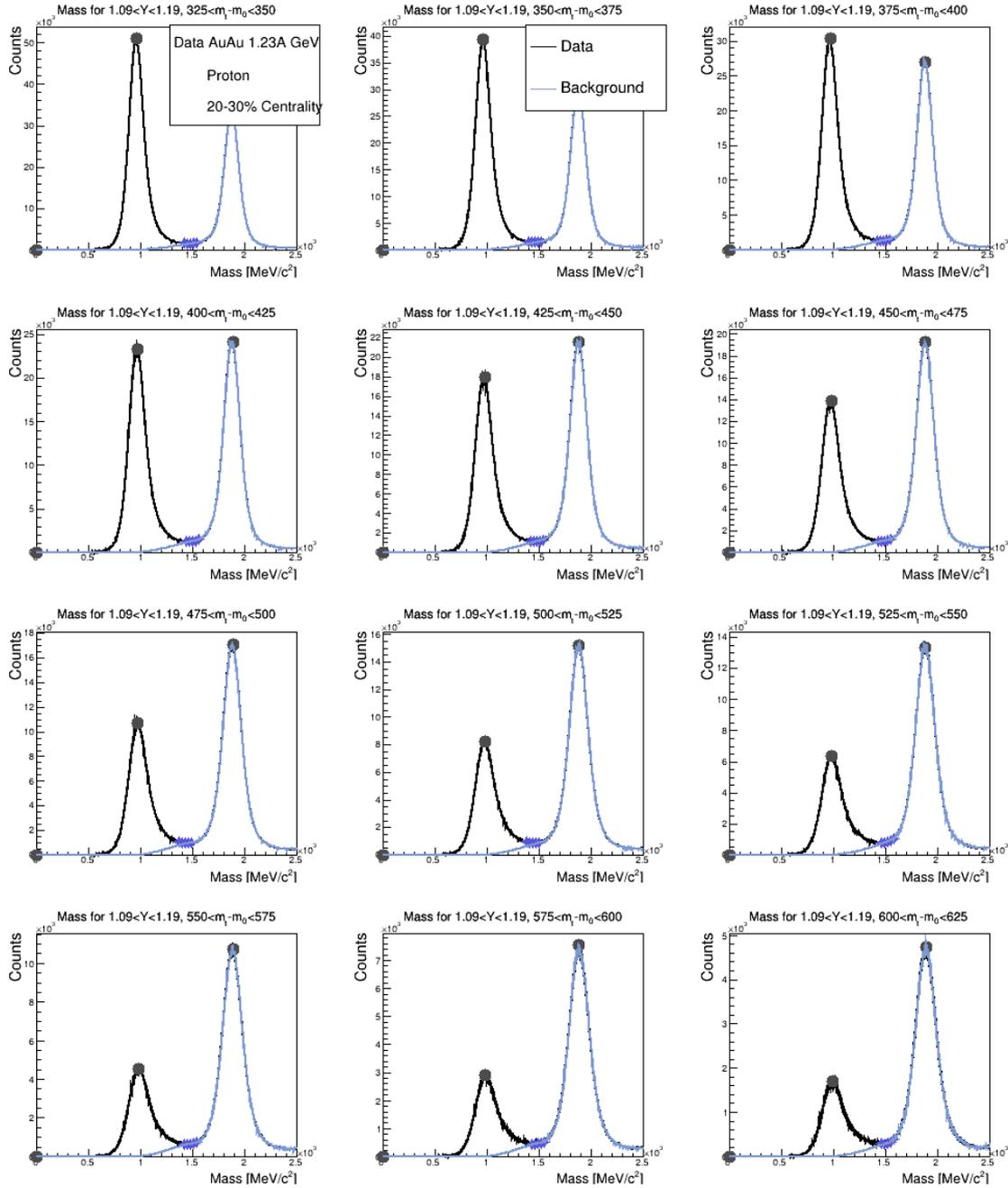


Abbildung A.8: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* (1,09-1,19 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325–625 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte. Man erkennt die größere Deuteronenkontamination im Vergleich zu den anderen Rapiditätsintervallen.

A.2.1.3 30 – 40%

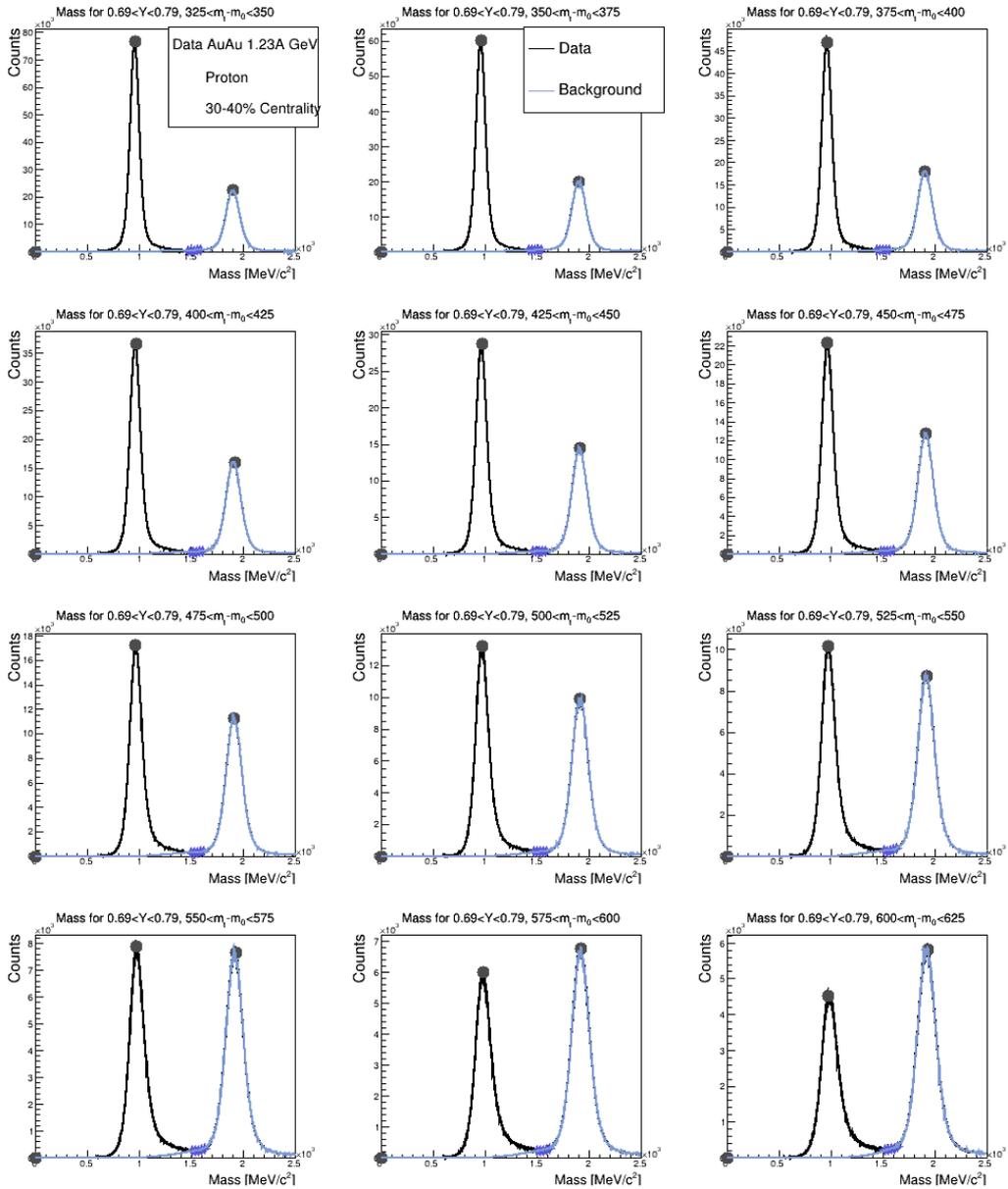


Abbildung A.9: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* ($0,69 < Y < 0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

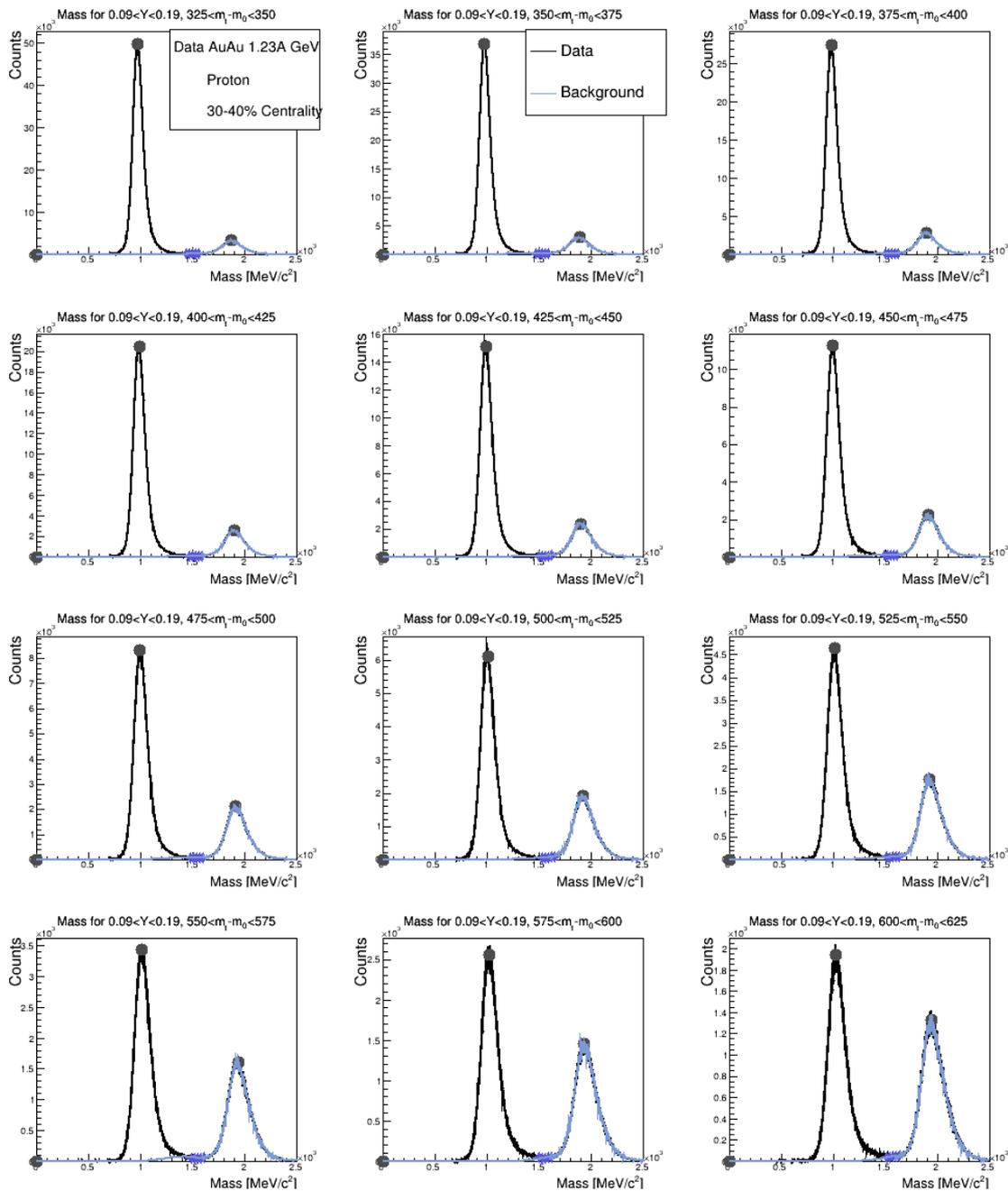


Abbildung A.10: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

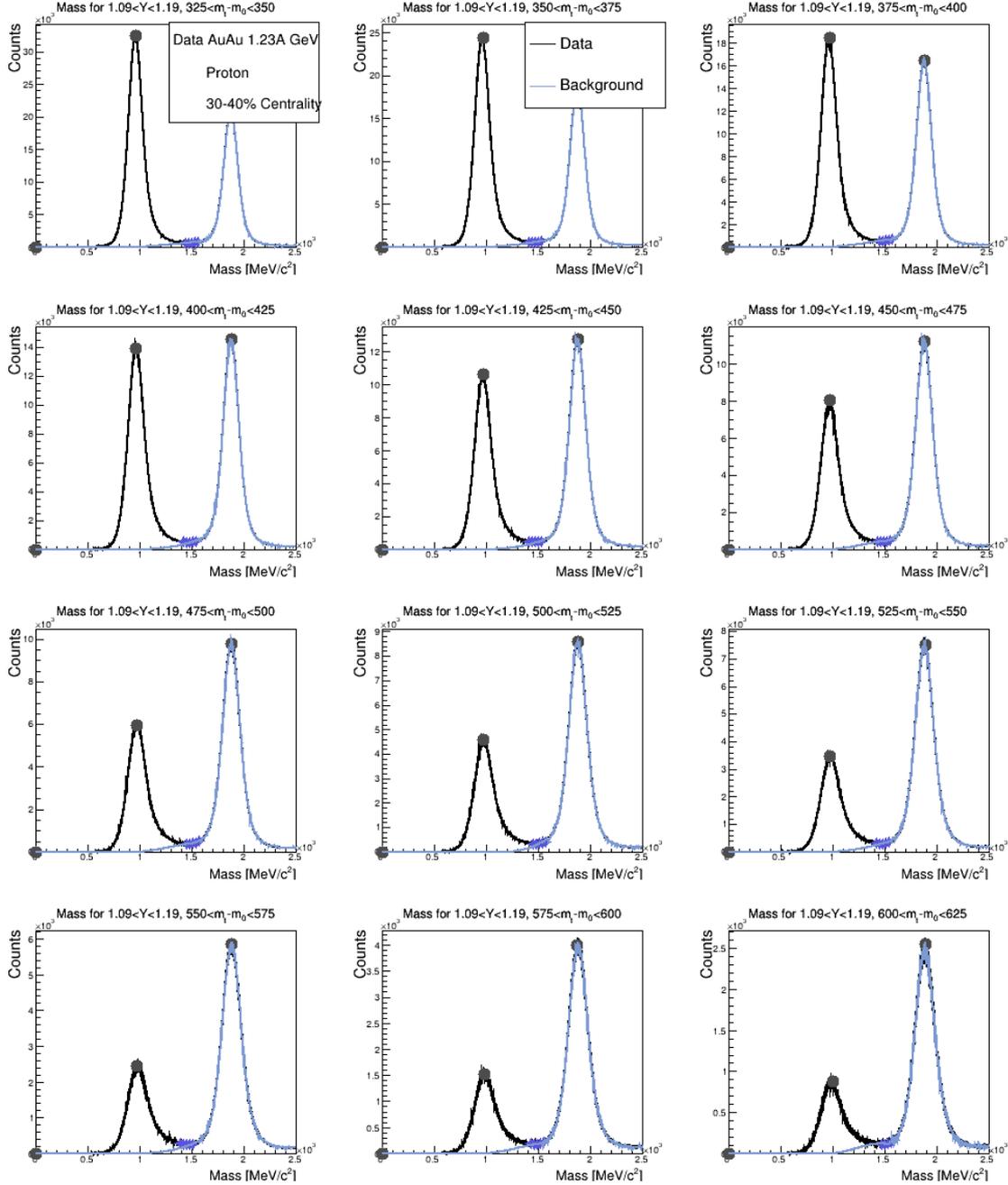


Abbildung A.11: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* (1,09-1,19 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325–625 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte. Man erkennt die größere Deuteronenkontamination im Vergleich zu den anderen Rapiditätsintervallen.

A.2.2 Deuteronen

A.2.2.1 10 – 20%

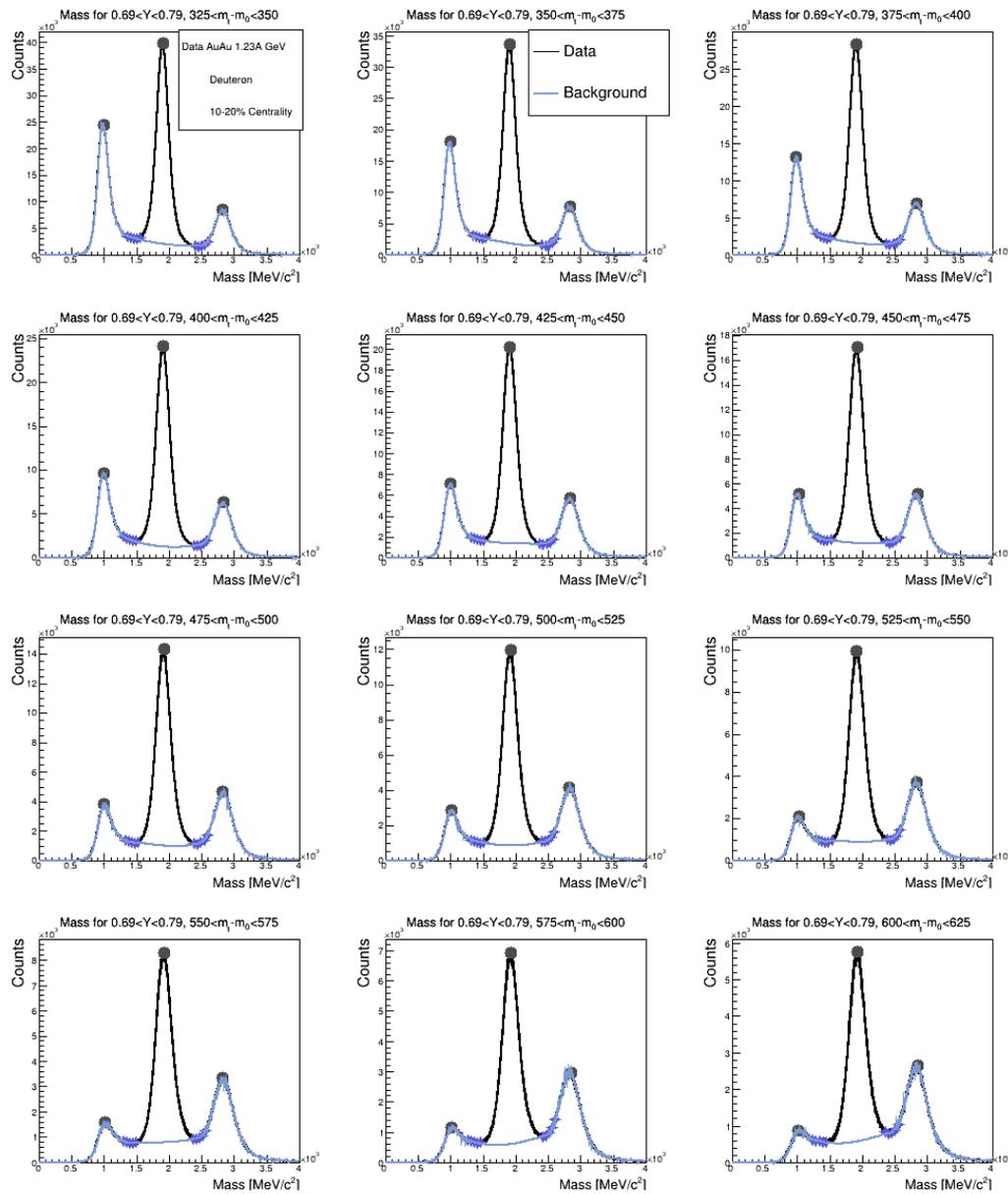


Abbildung A.12: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* (0,69-0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325 – 625 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

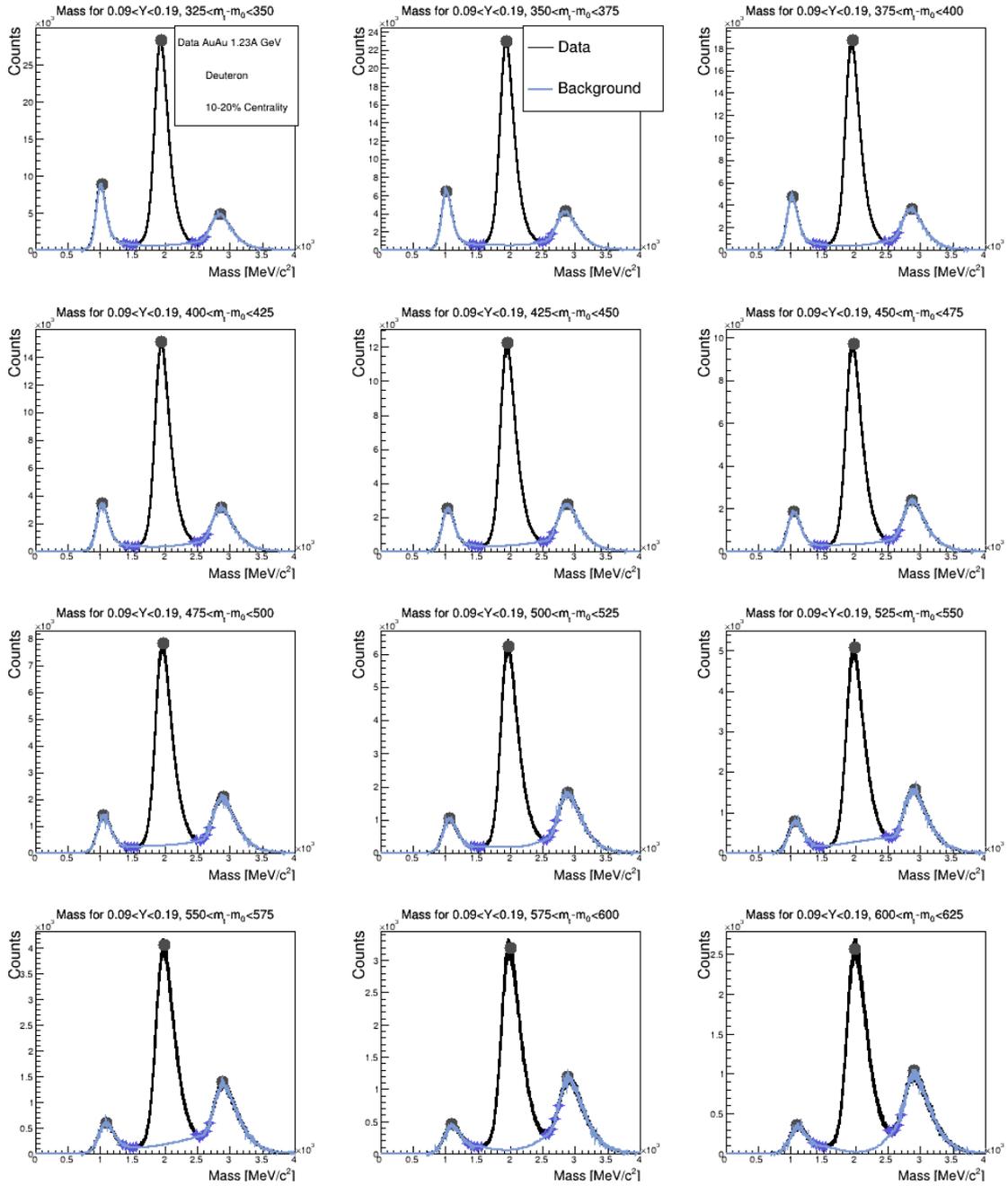


Abbildung A.13: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

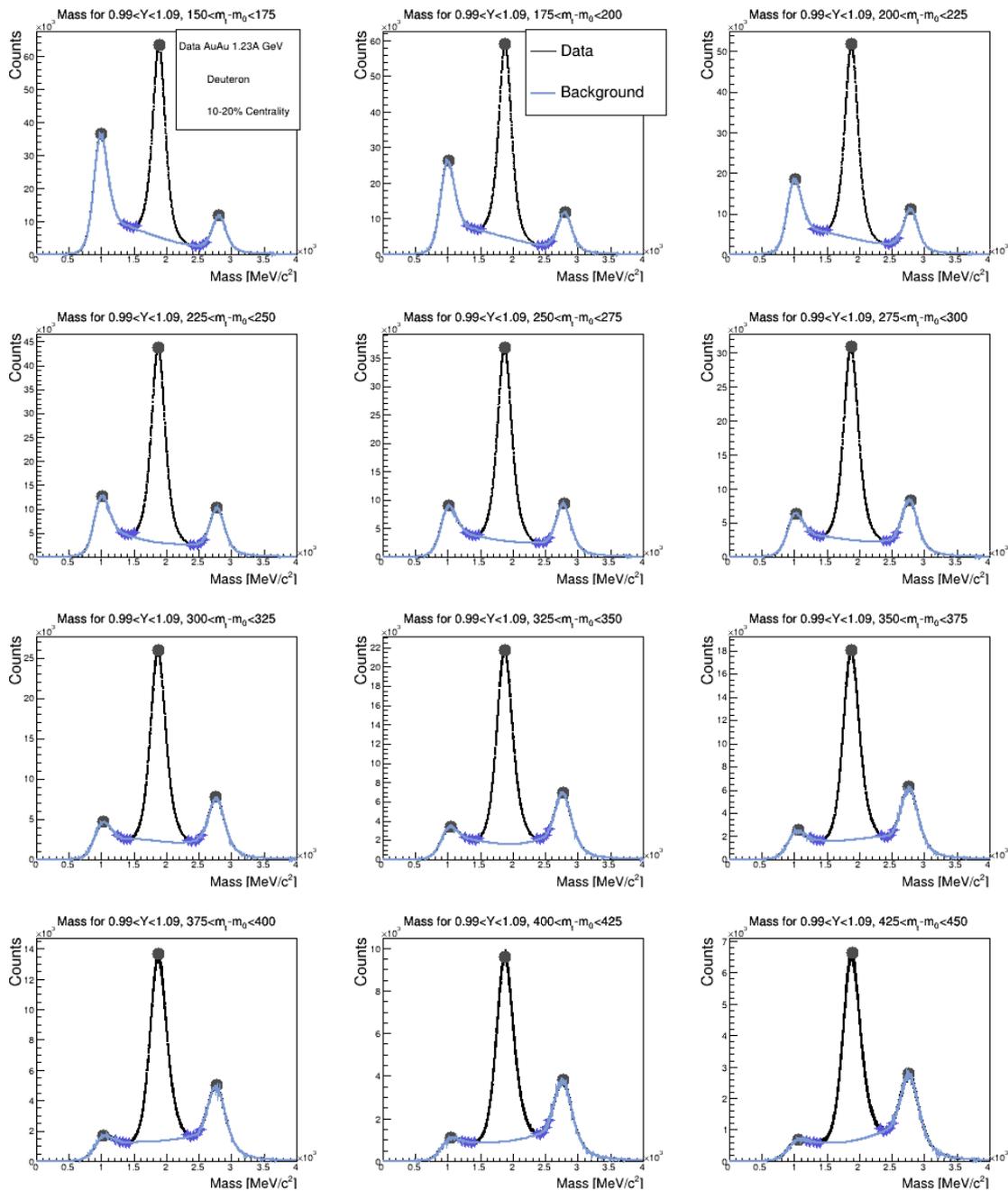


Abbildung A.14: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* ($0,99 < Y < 1,09$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $150 - 450$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.2.2 20 – 30%

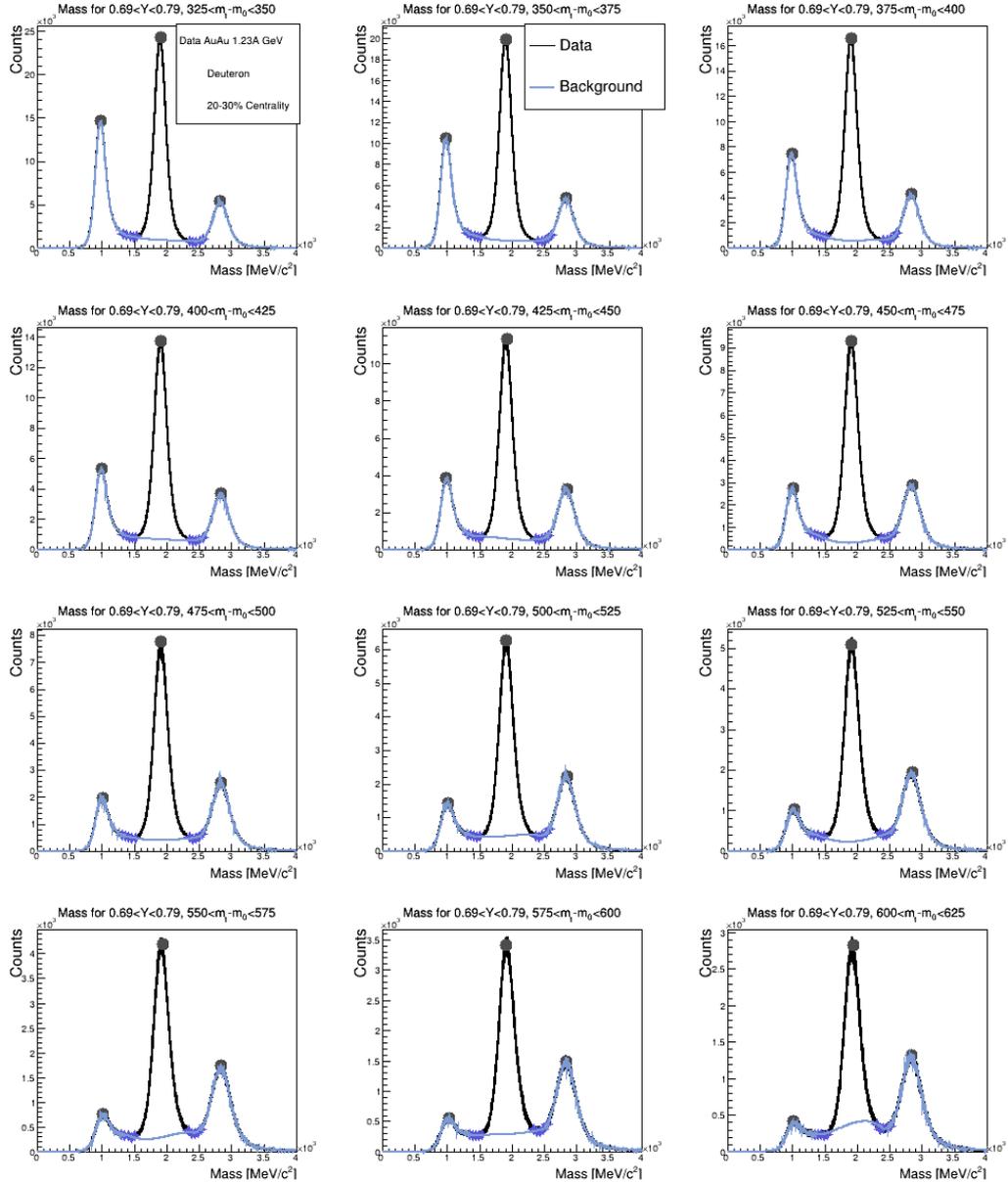


Abbildung A.15: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* (0,69-0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ - Bereich von 325 – 625 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

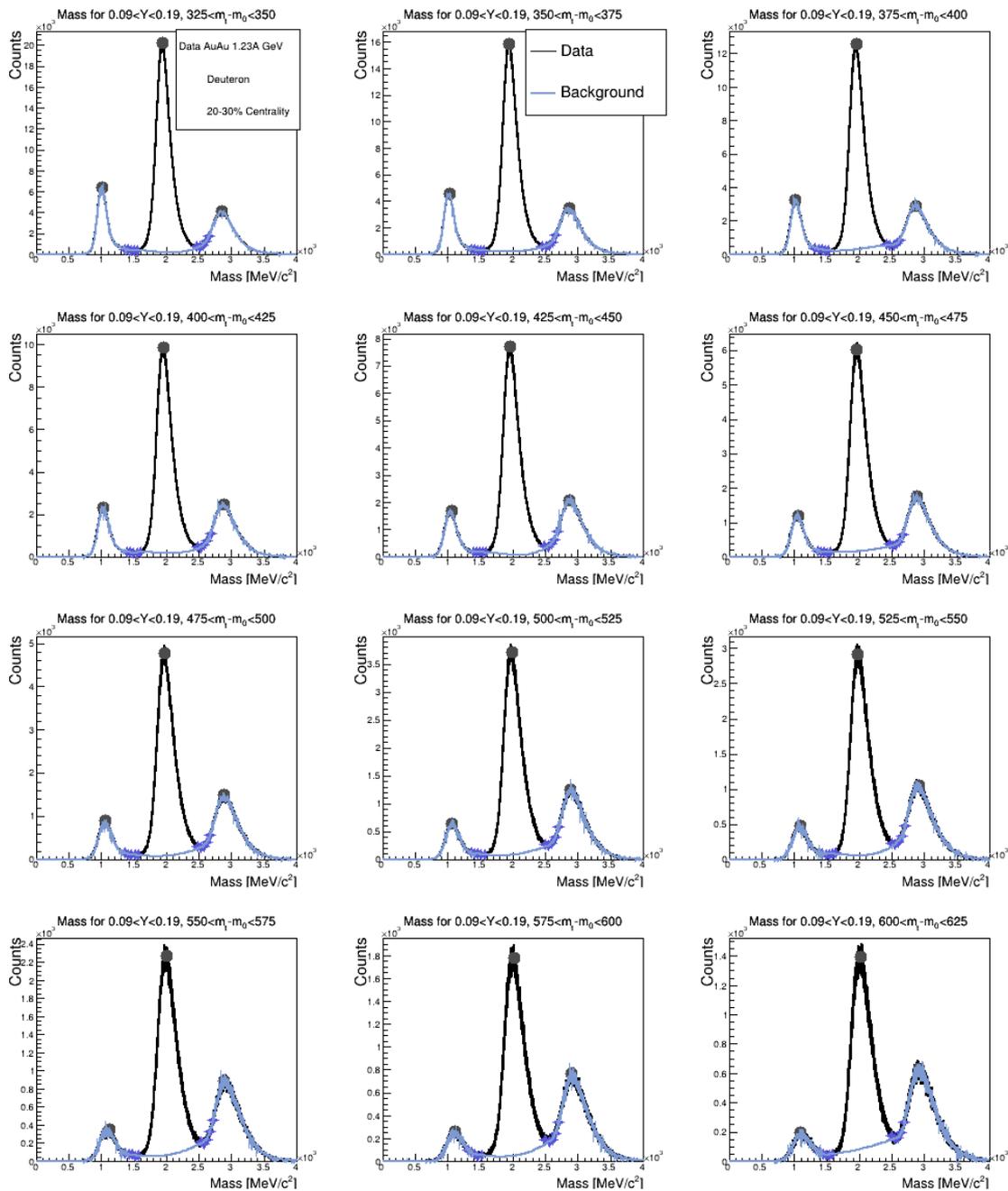


Abbildung A.16: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0.09 < Y < 0.19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

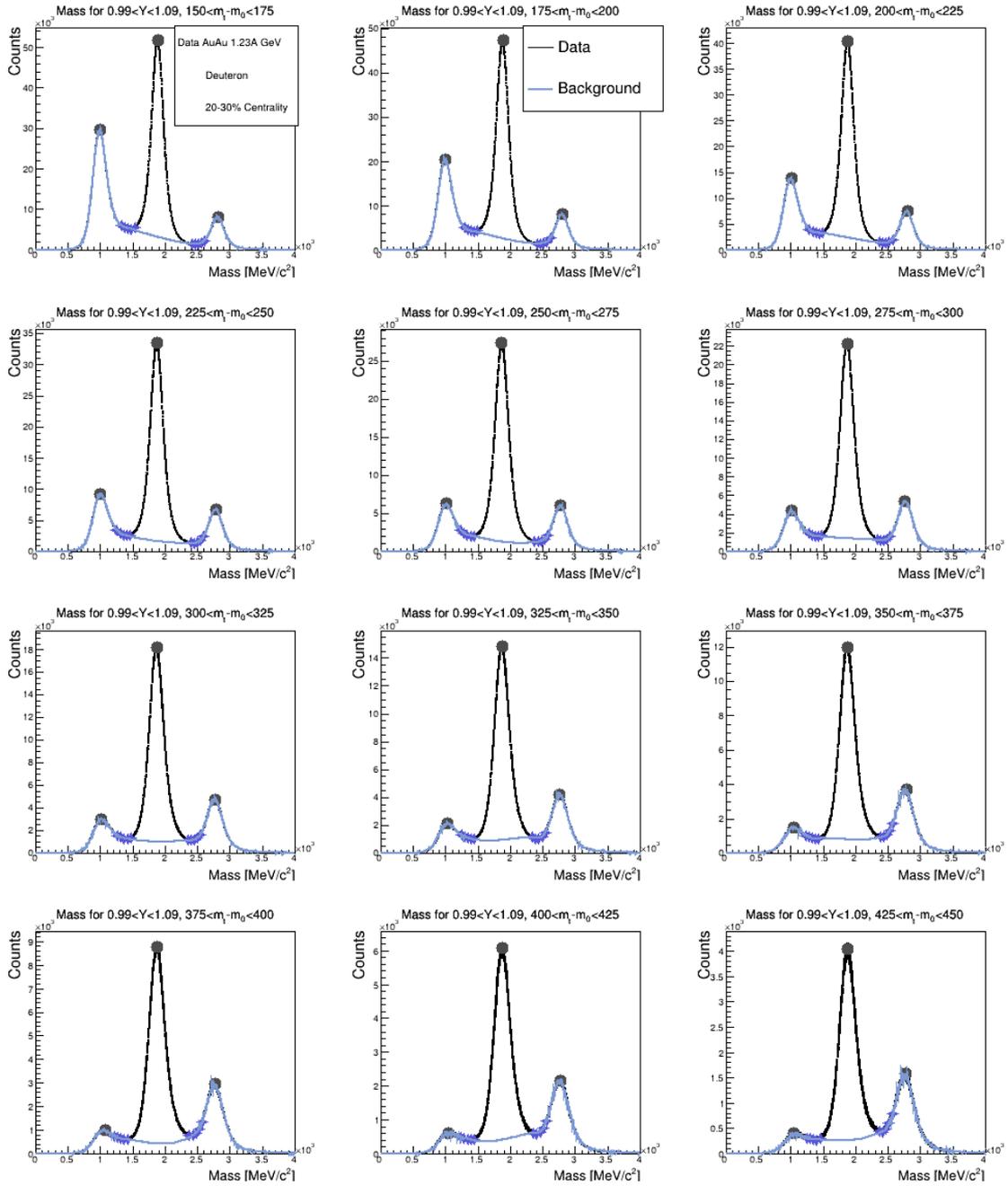


Abbildung A.17: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* (0,99-1,09 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 150–450 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.2.3 30 – 40%

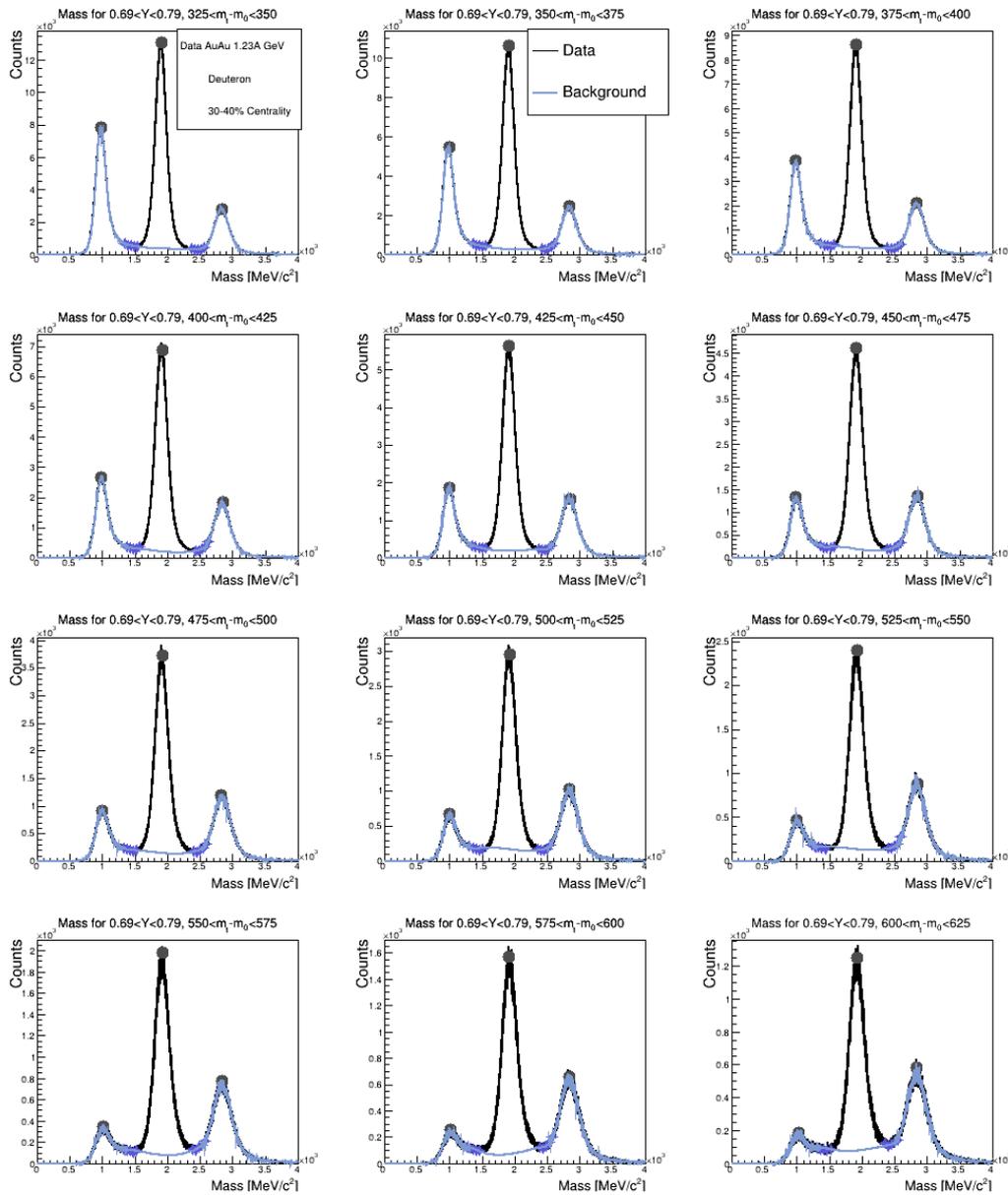


Abbildung A.18: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* (0,69-0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von 325 – 625 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

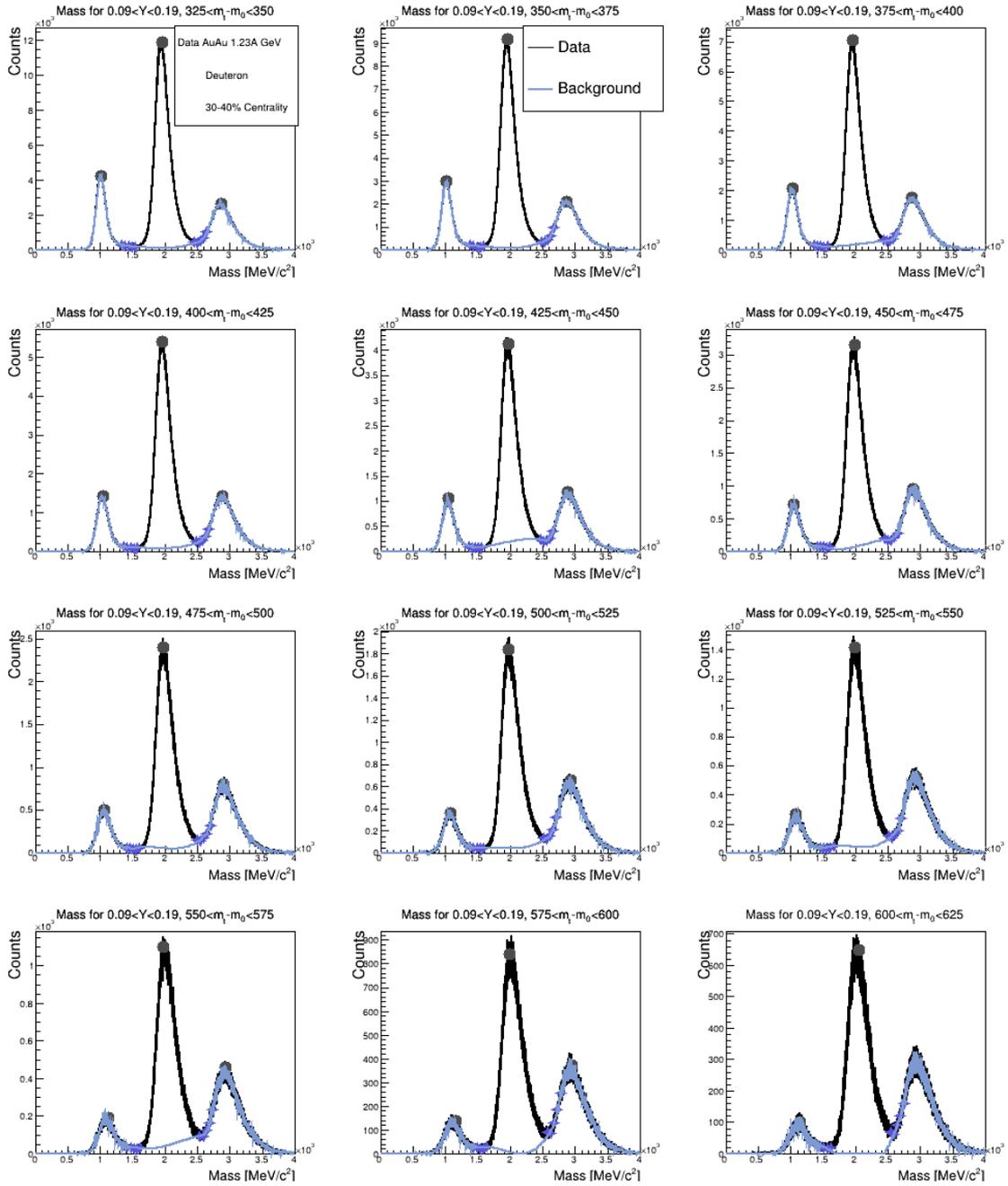


Abbildung A.19: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $325 - 625$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

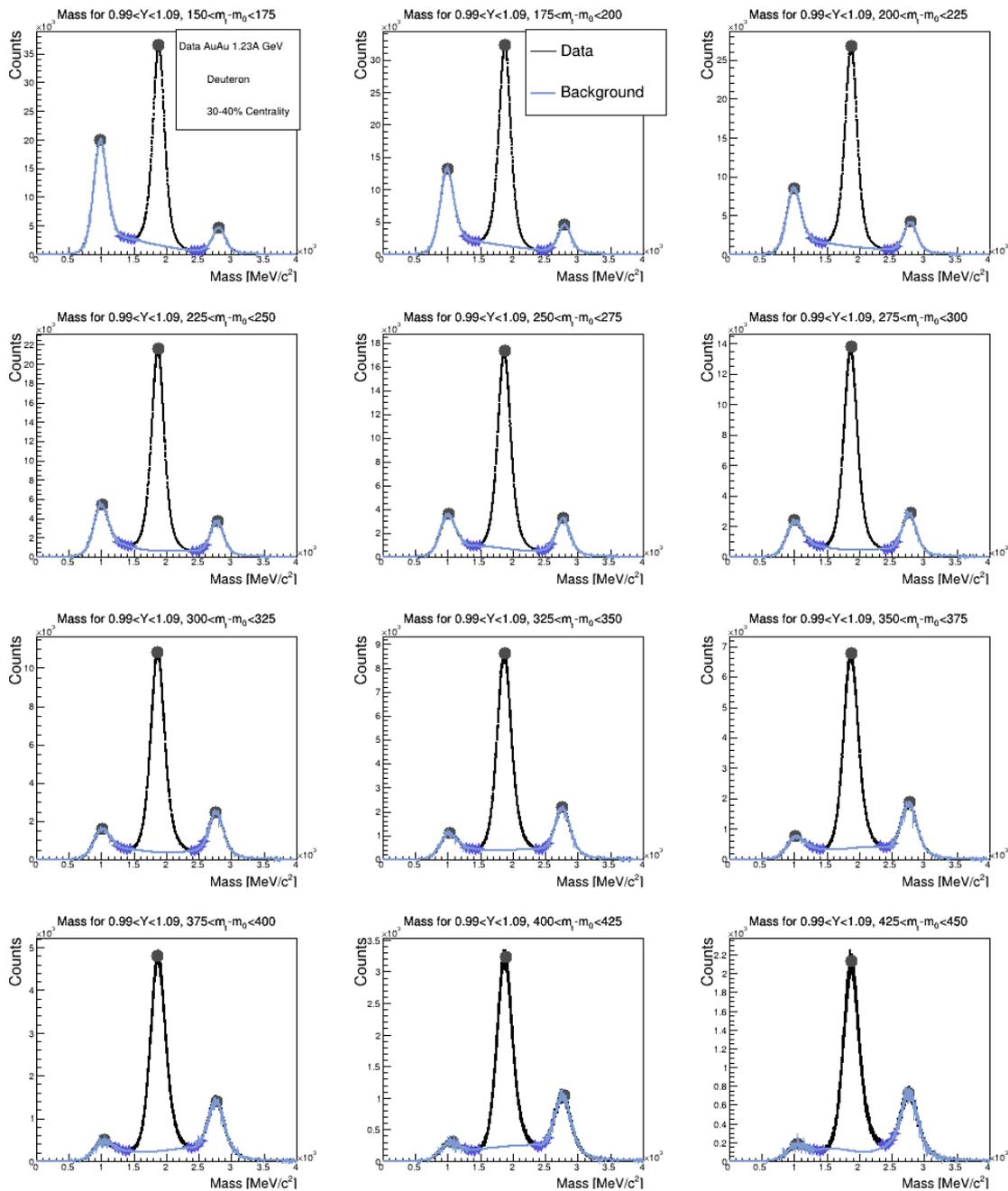


Abbildung A.20: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* ($0,99-1,09$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ -Bereich von $150-450$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.3 Tritonen

A.2.3.1 10 – 20%

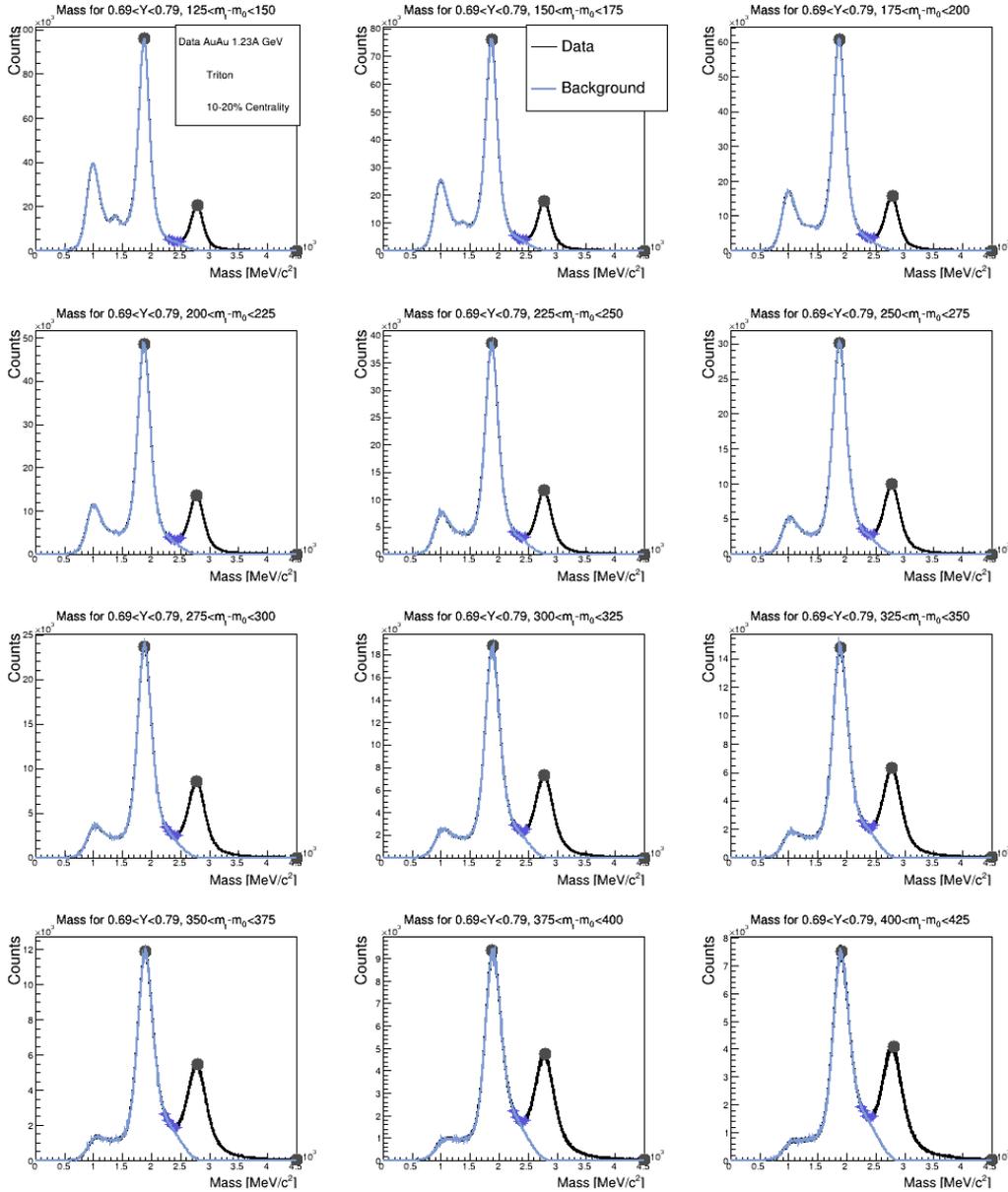


Abbildung A.21: Massenspektren für den Rapiditybereich um *midrapidity* (0,69-0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von 125 – 425 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

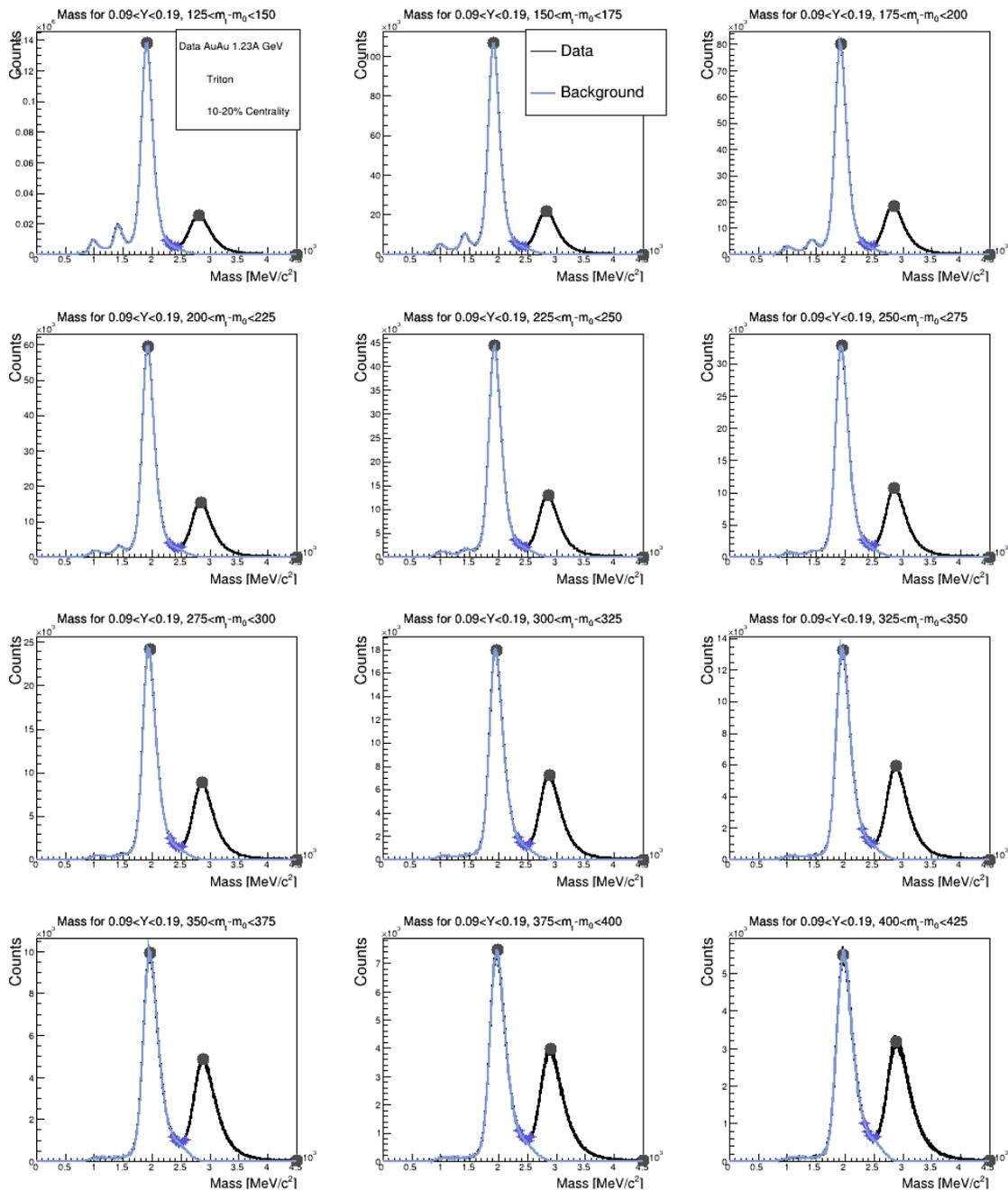


Abbildung A.22: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125 - 425 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

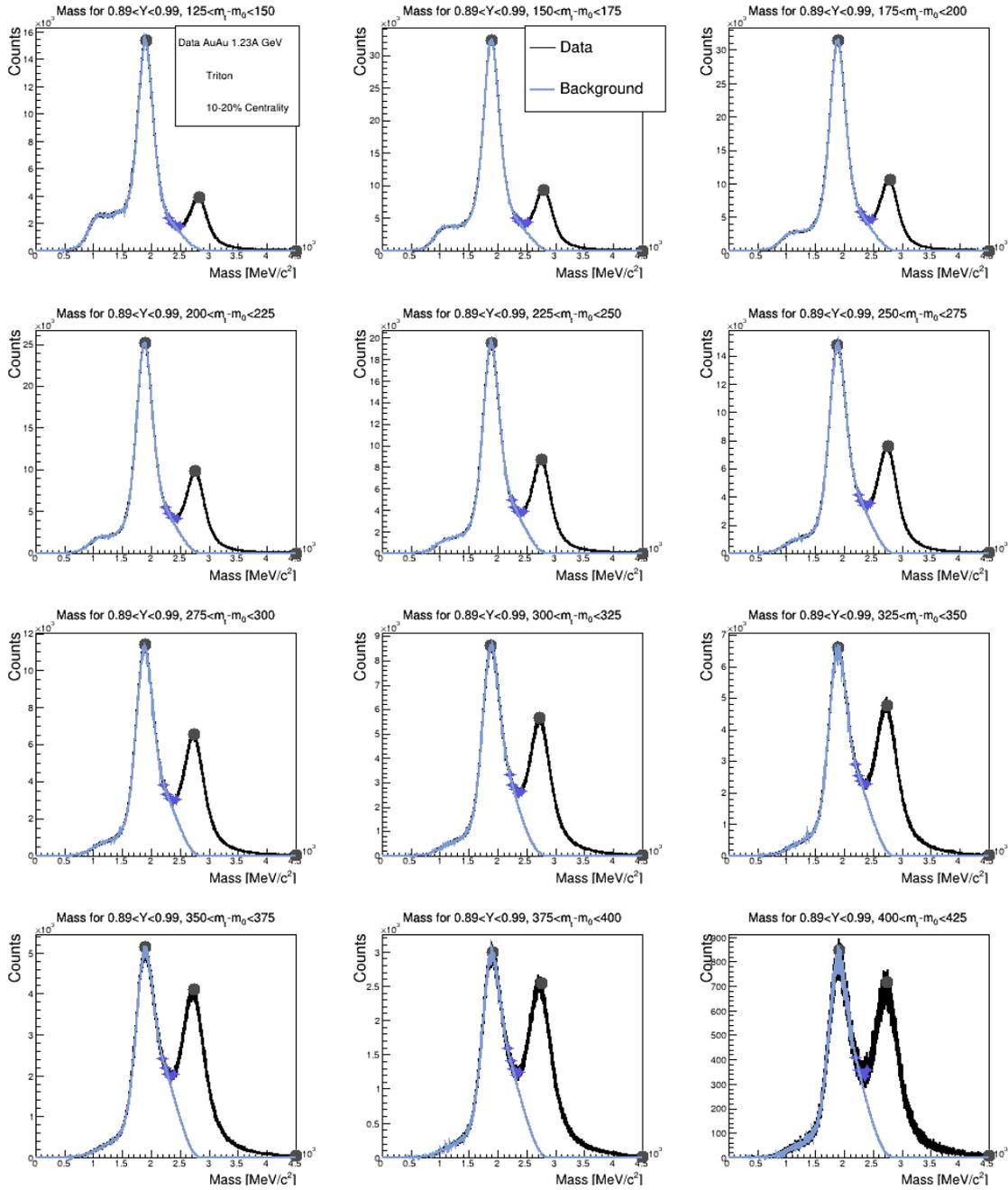


Abbildung A.23: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* (0,89-0,99 im Laborsystem) für einen ($m_t - m_0$) Bereich von 125–425 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.3.2 20 – 30%

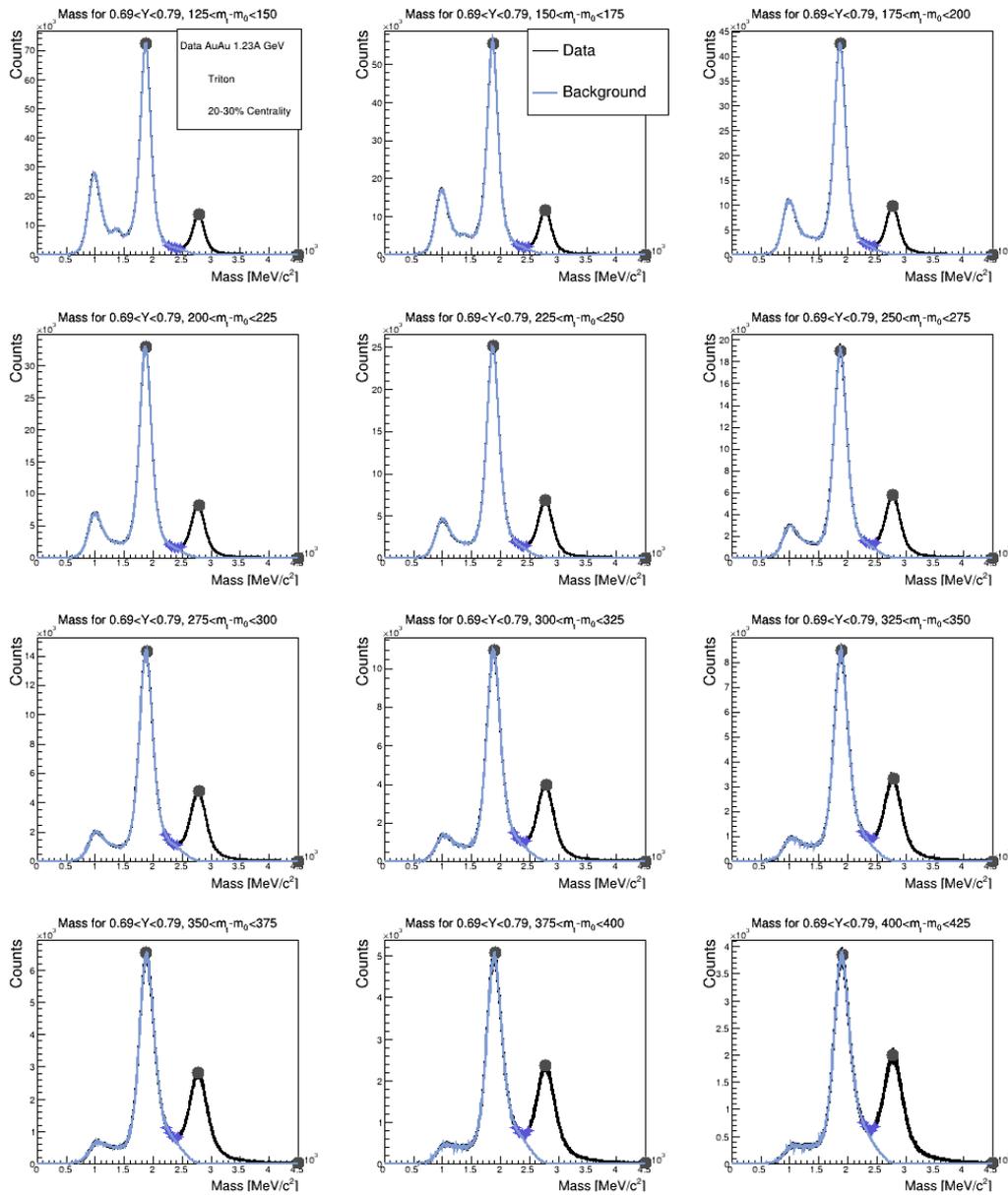


Abbildung A.24: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* ($0.69-0.79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125 - 425 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

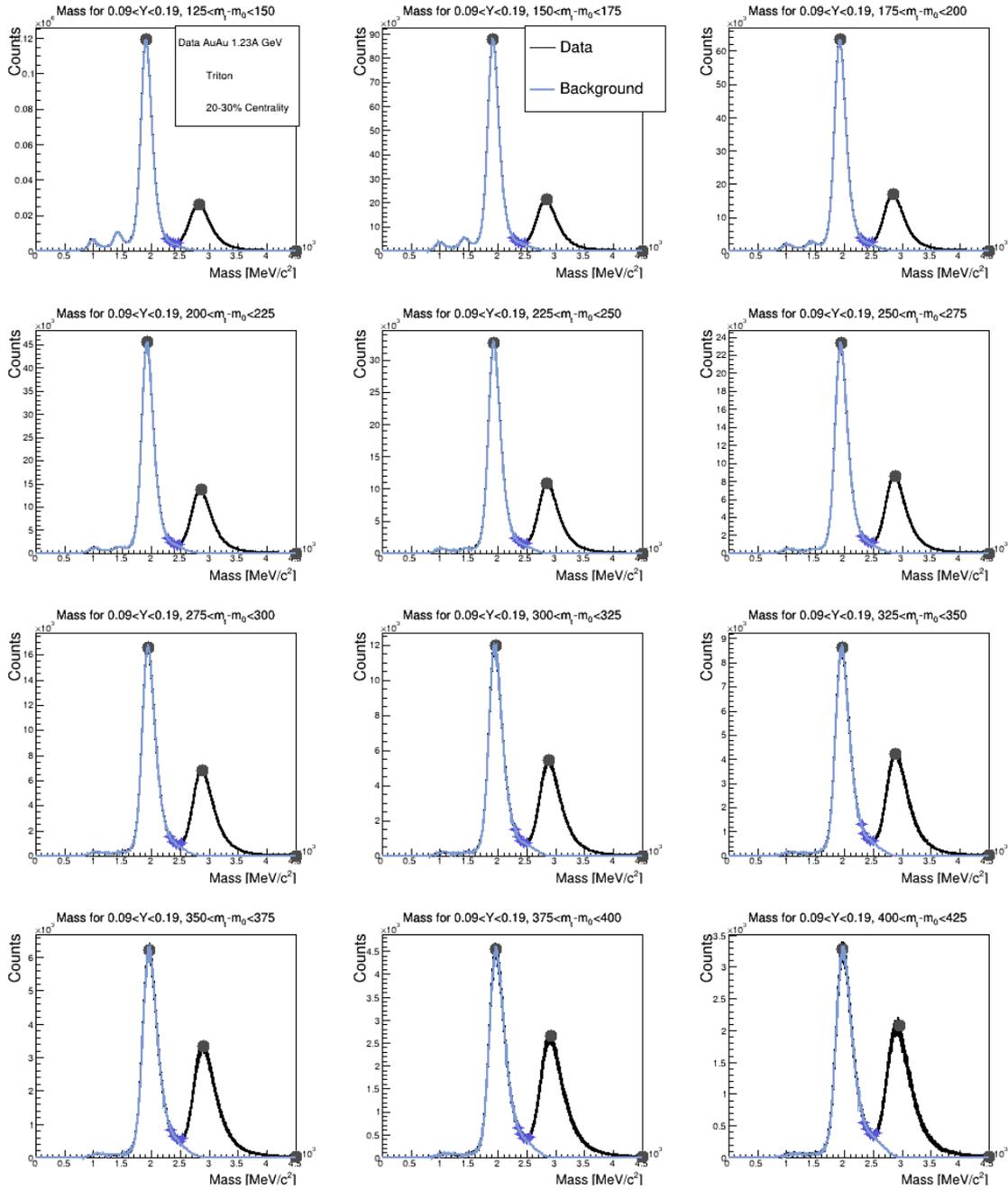


Abbildung A.25: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125 - 425$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

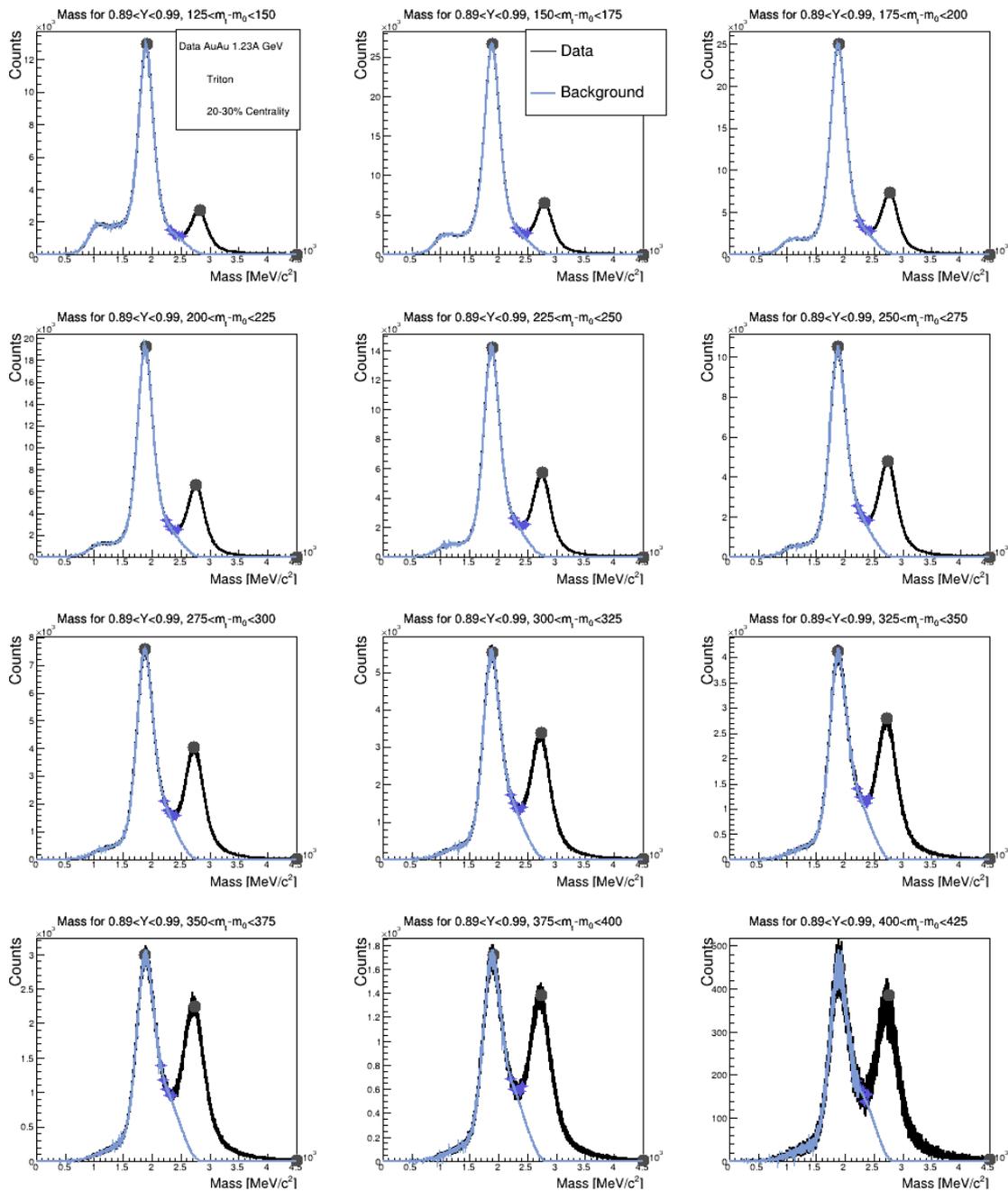


Abbildung A.26: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* ($0.89-0.99$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125-425 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.3.3 30 – 40%

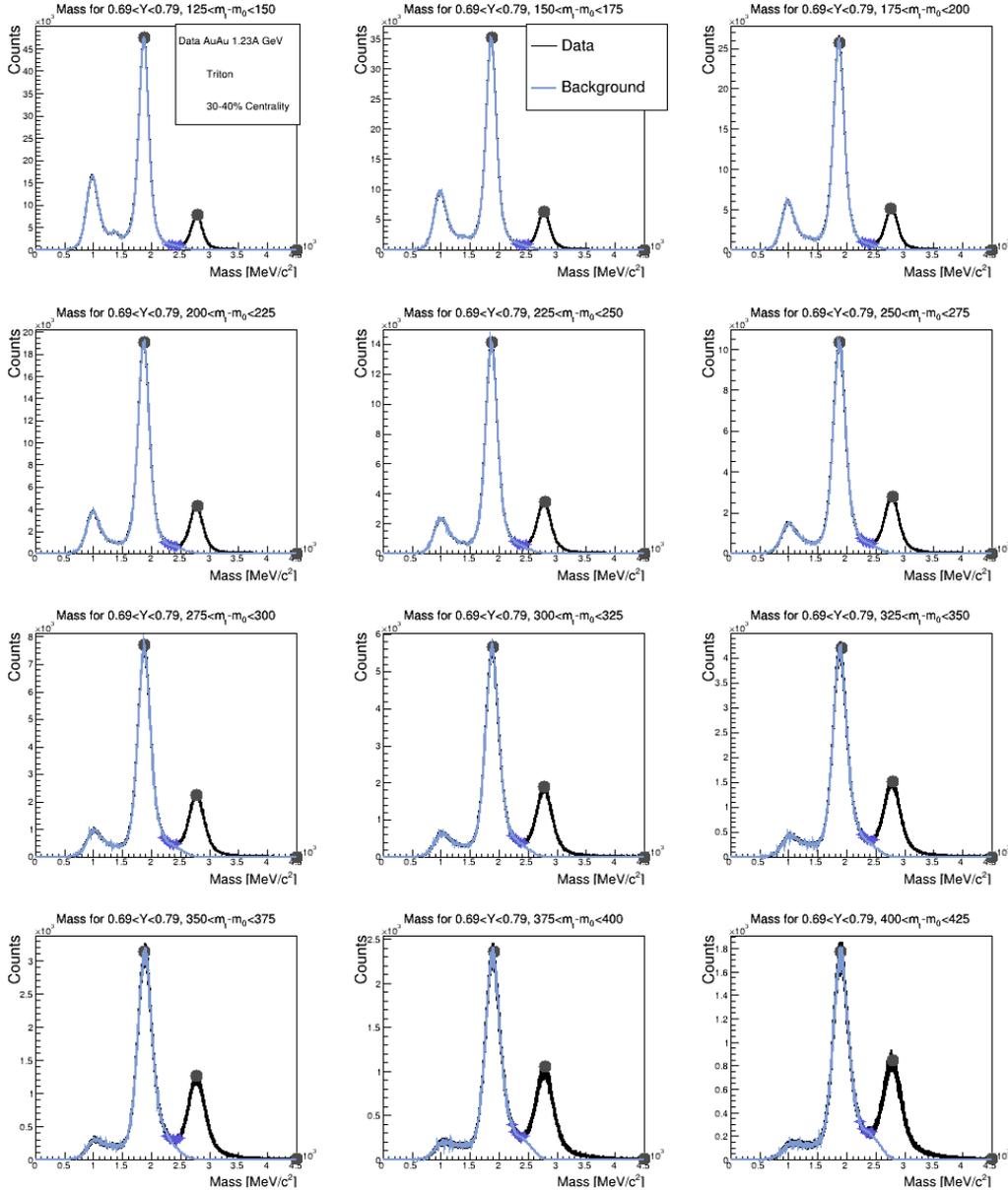


Abbildung A.27: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* (0,69-0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von 125 – 425 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

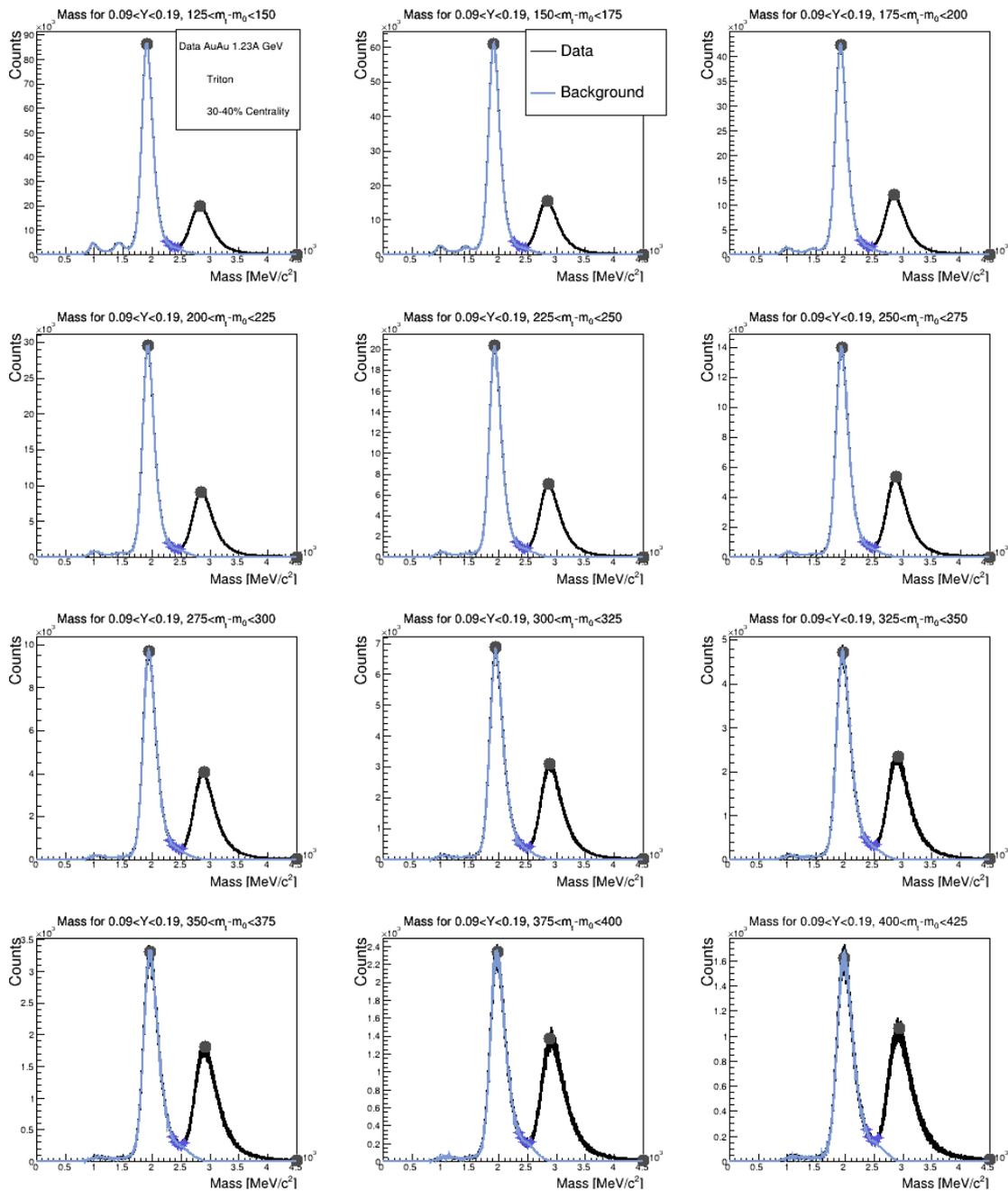


Abbildung A.28: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0.09 < Y < 0.19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125 - 425$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

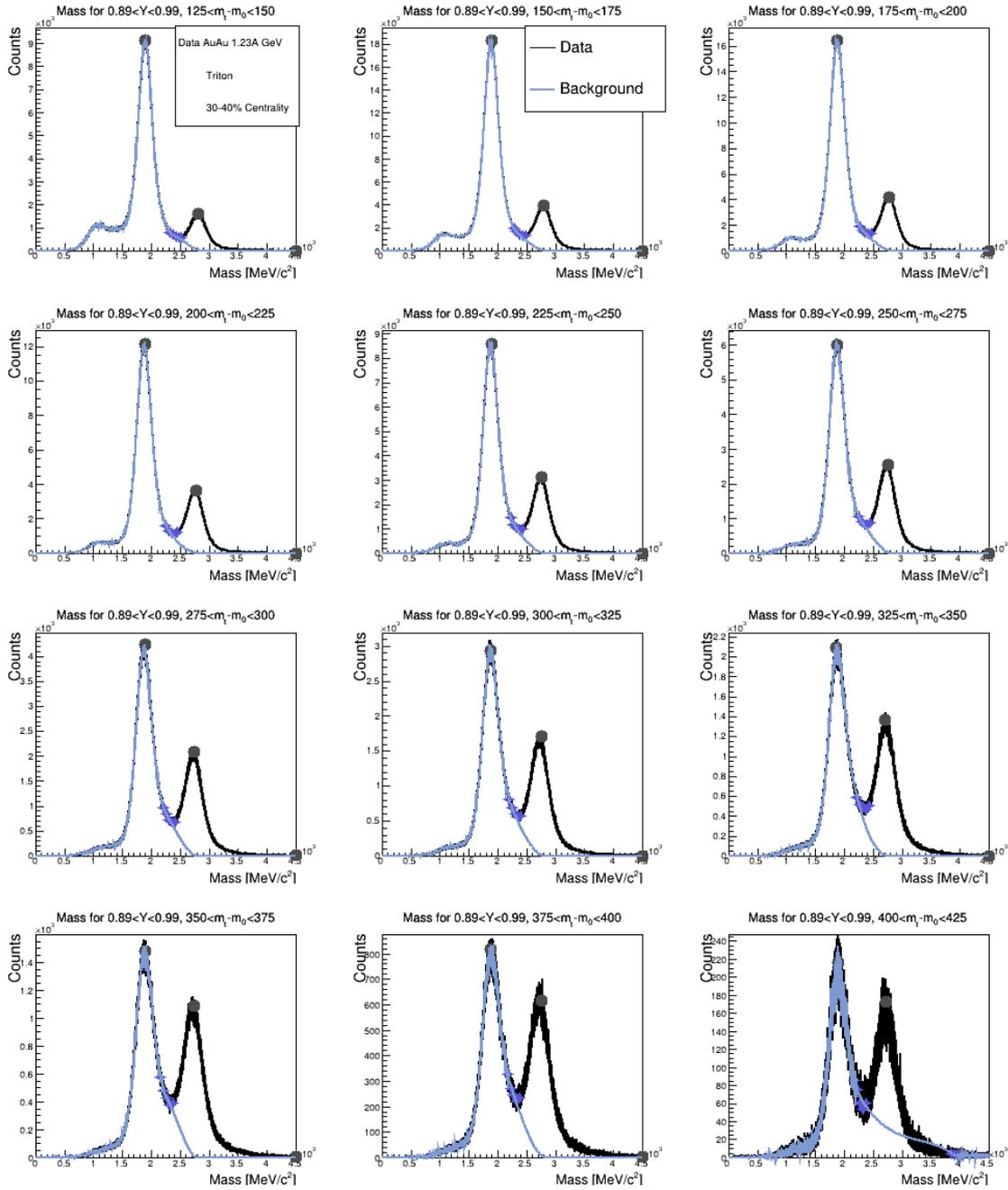


Abbildung A.29: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um die vorletzte *forward rapidity* ($0,89-0,99$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $125-425$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.4 ${}^3\text{He}$

A.2.4.1 10 – 20%

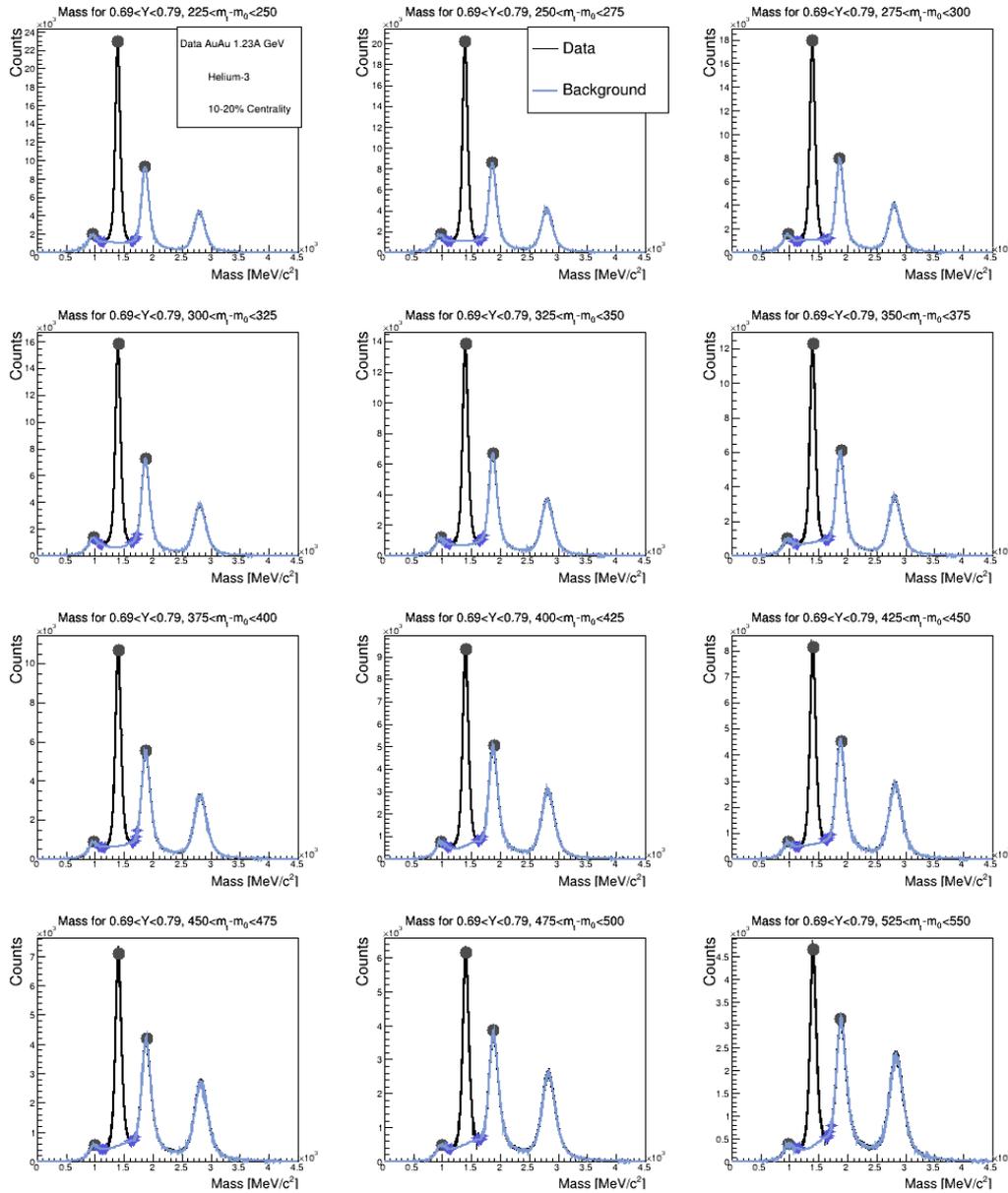


Abbildung A.30: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* ($0,69-0,79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225 - 525 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

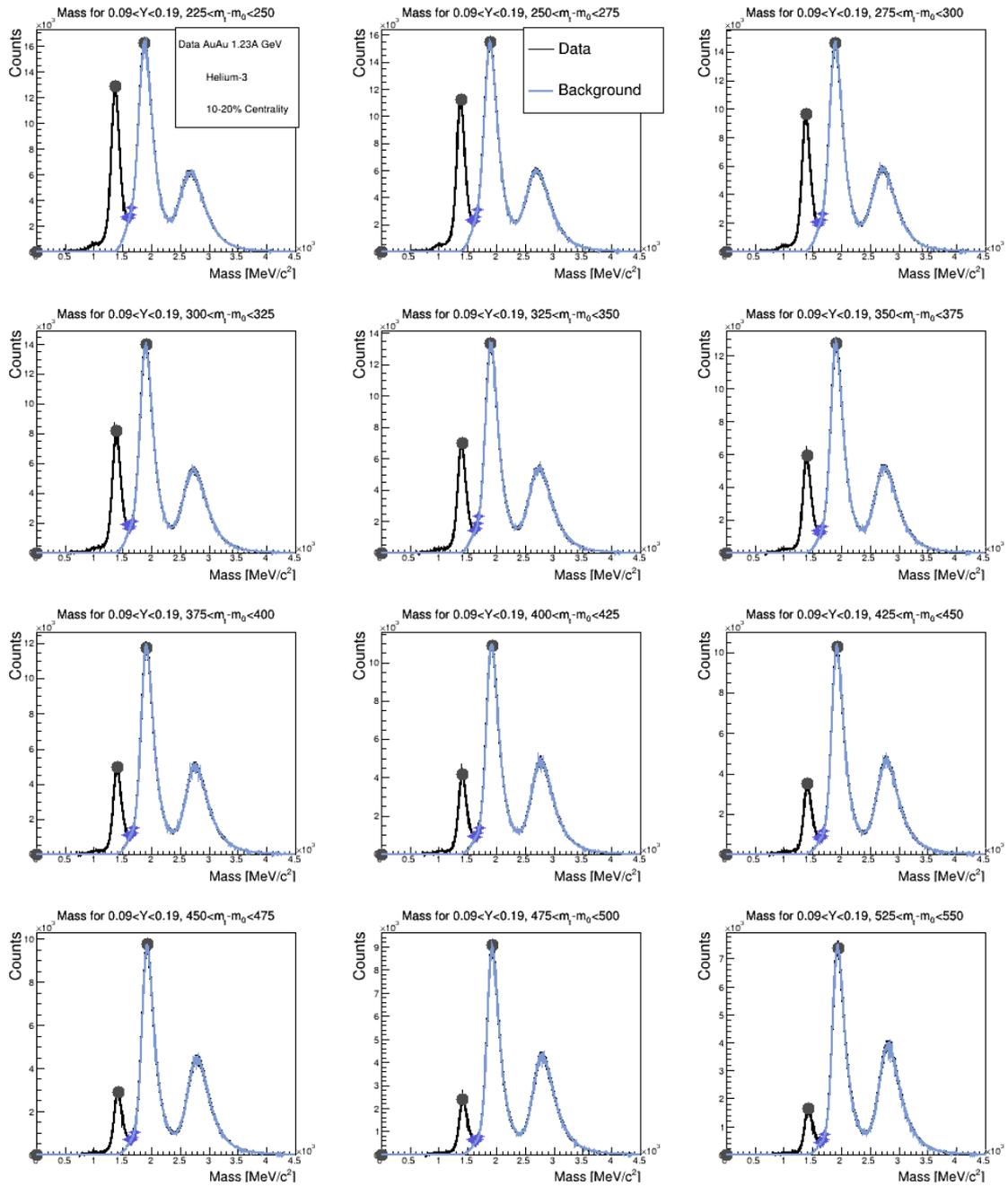


Abbildung A.31: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225 - 525$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

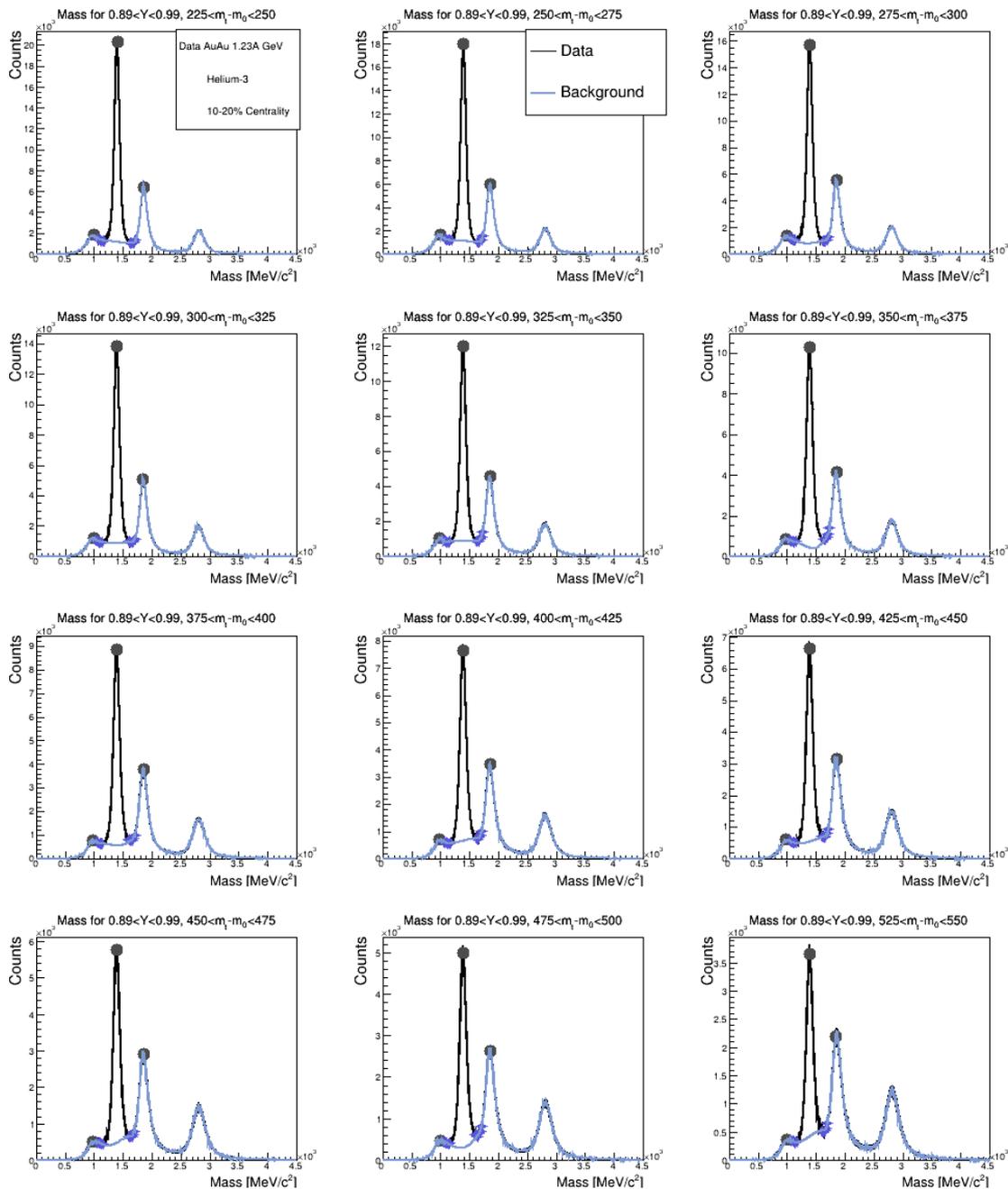


Abbildung A.32: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most forward rapidity* (0,89-0,99 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von 225–525 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.4.2 20 – 30%

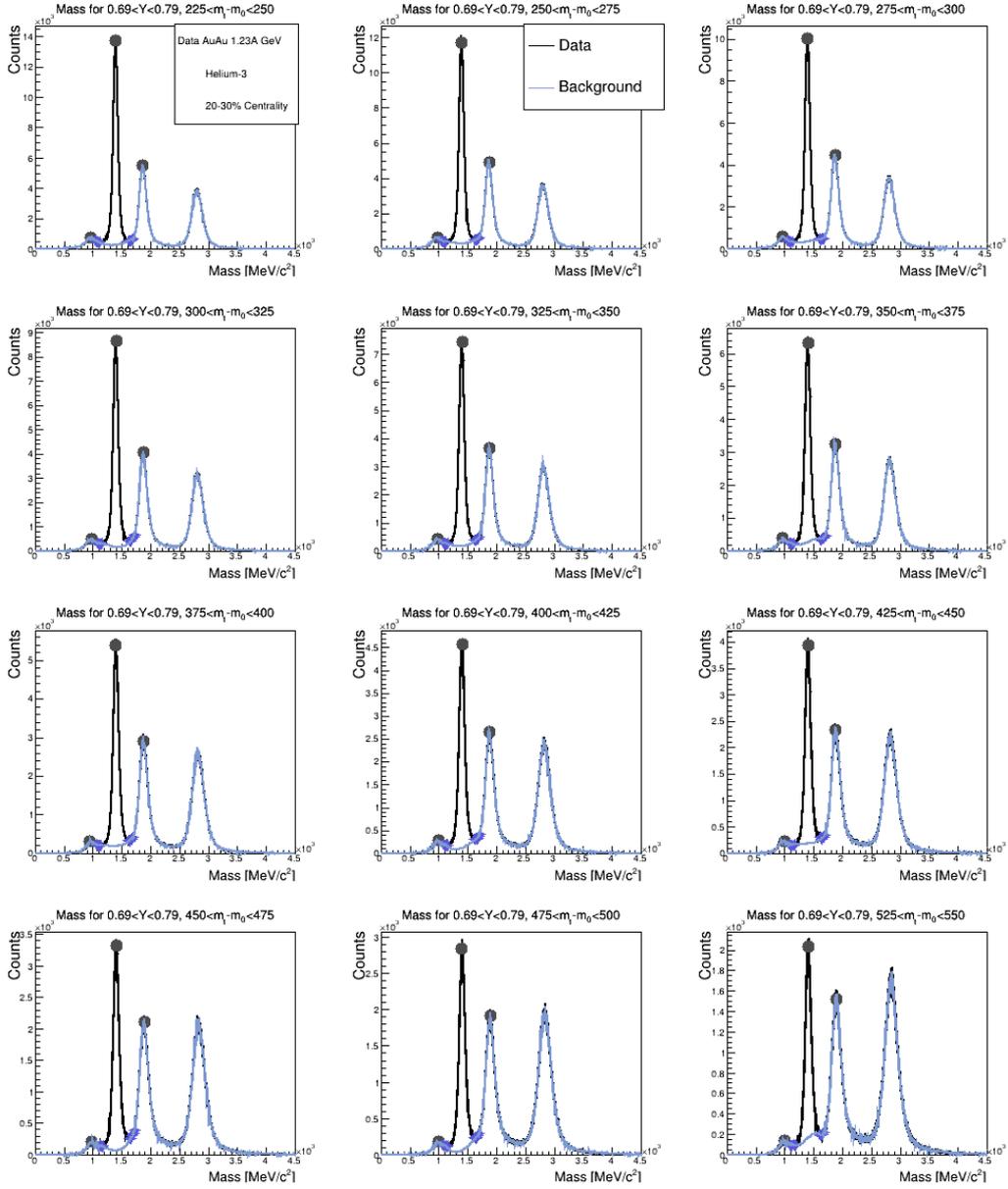


Abbildung A.33: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* ($0.69-0.79$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225 - 525 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

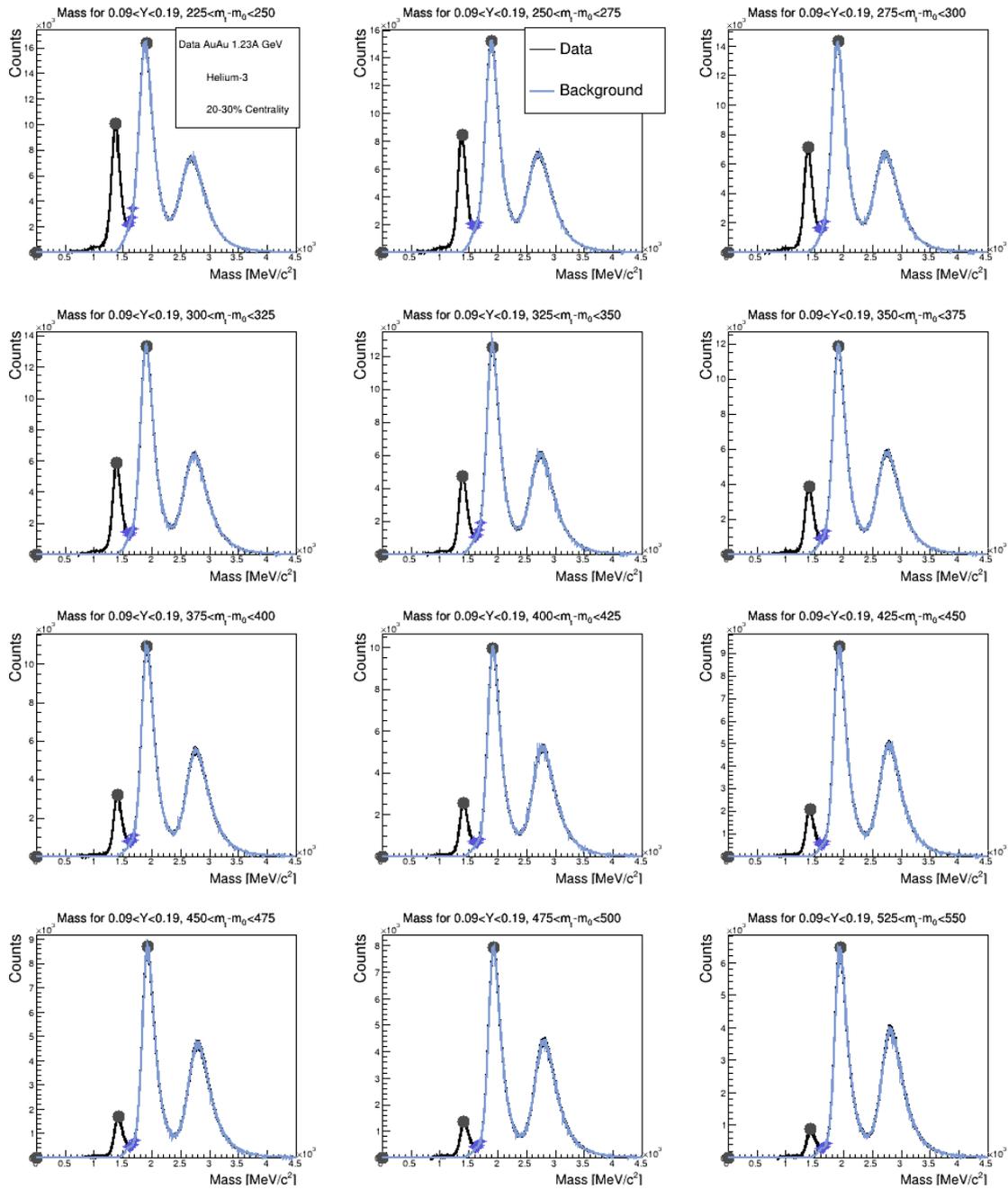


Abbildung A.34: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225 - 525$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationpunkte.

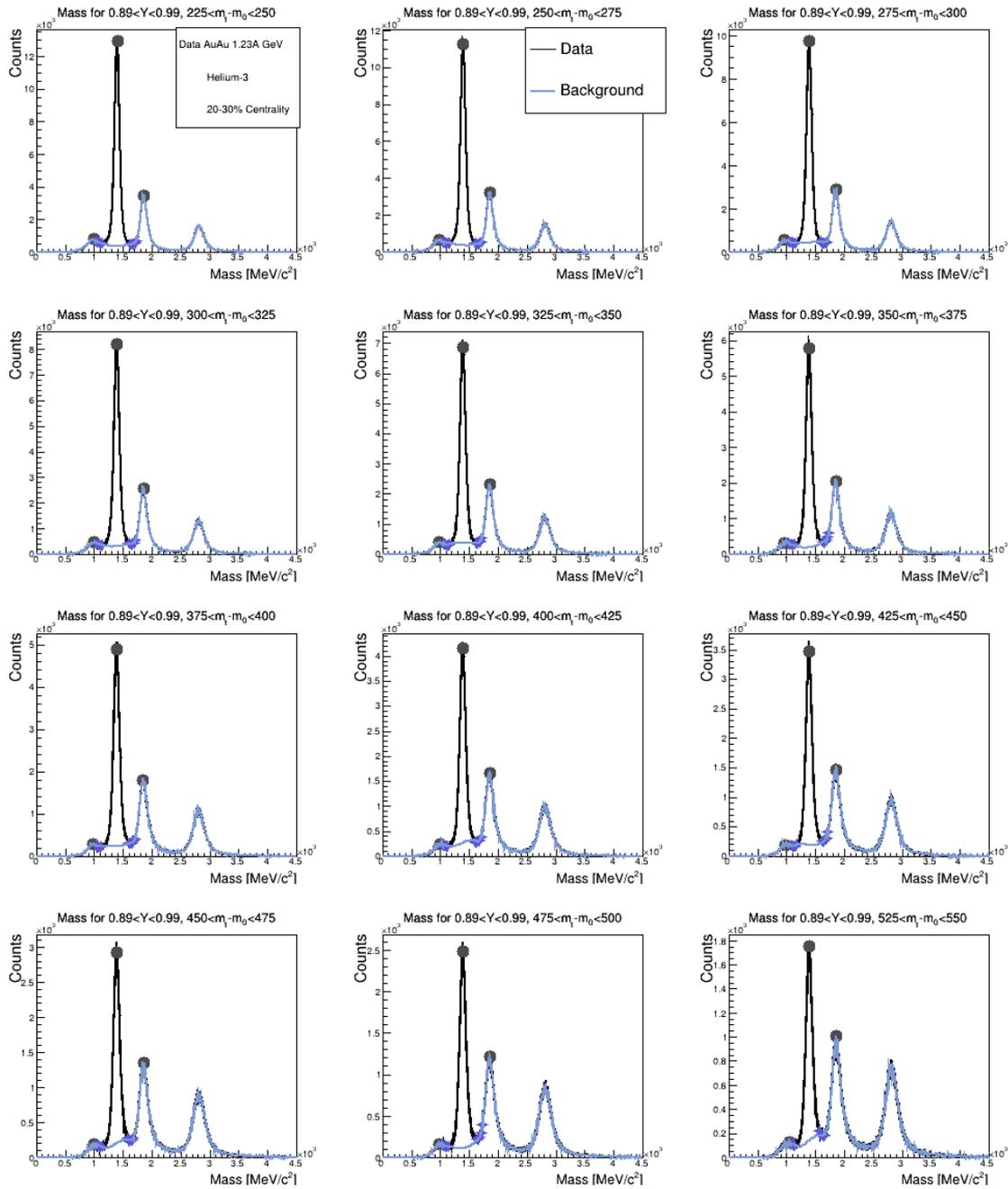


Abbildung A.35: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most forward rapidity* ($0,89 < \eta < 0,99$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225\text{--}525 \text{ MeV}/c^2$. Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

A.2.4.3 30 – 40%

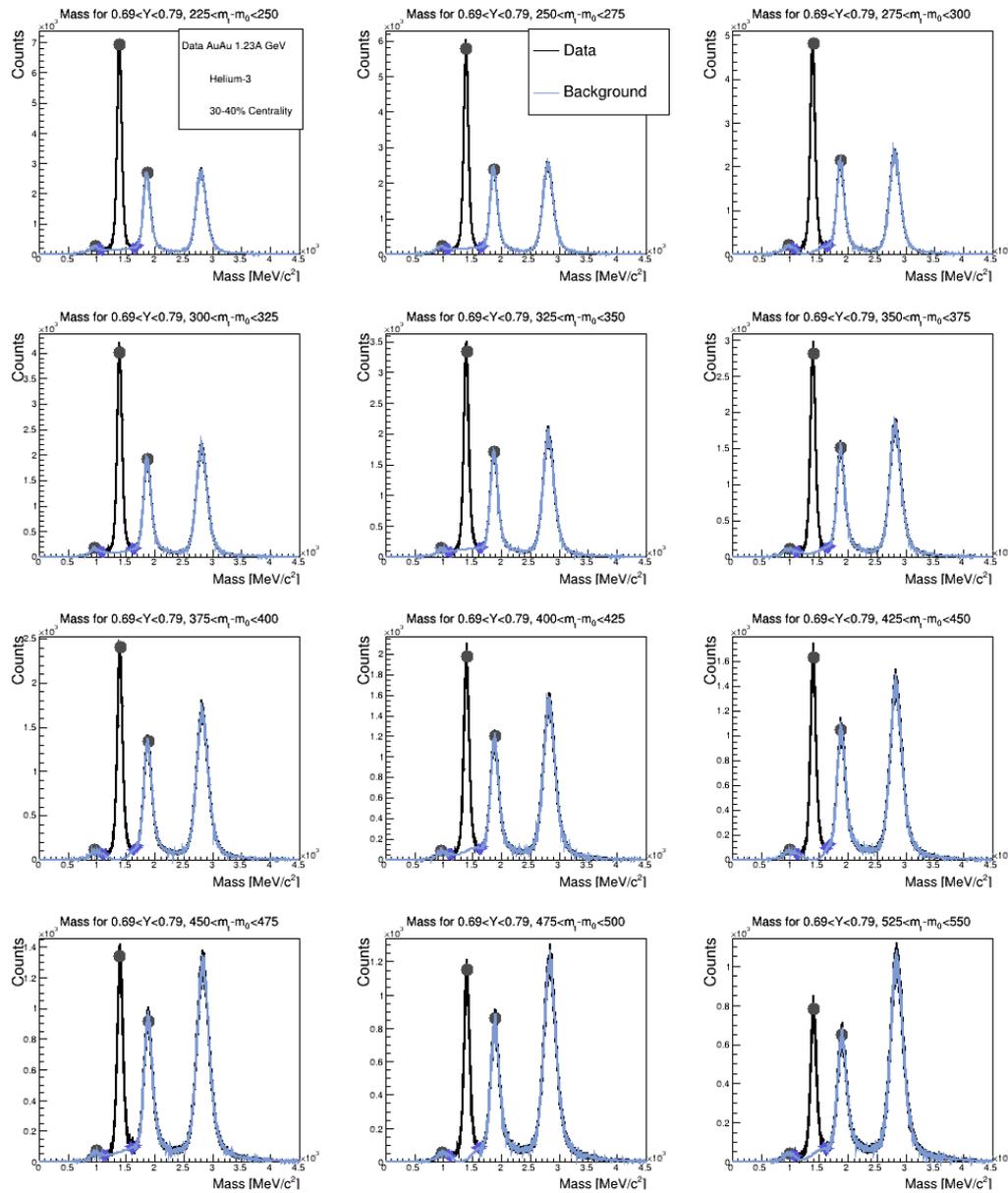


Abbildung A.36: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *midrapidity* (0,69-0,79 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von 225 – 525 MeV/c². Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

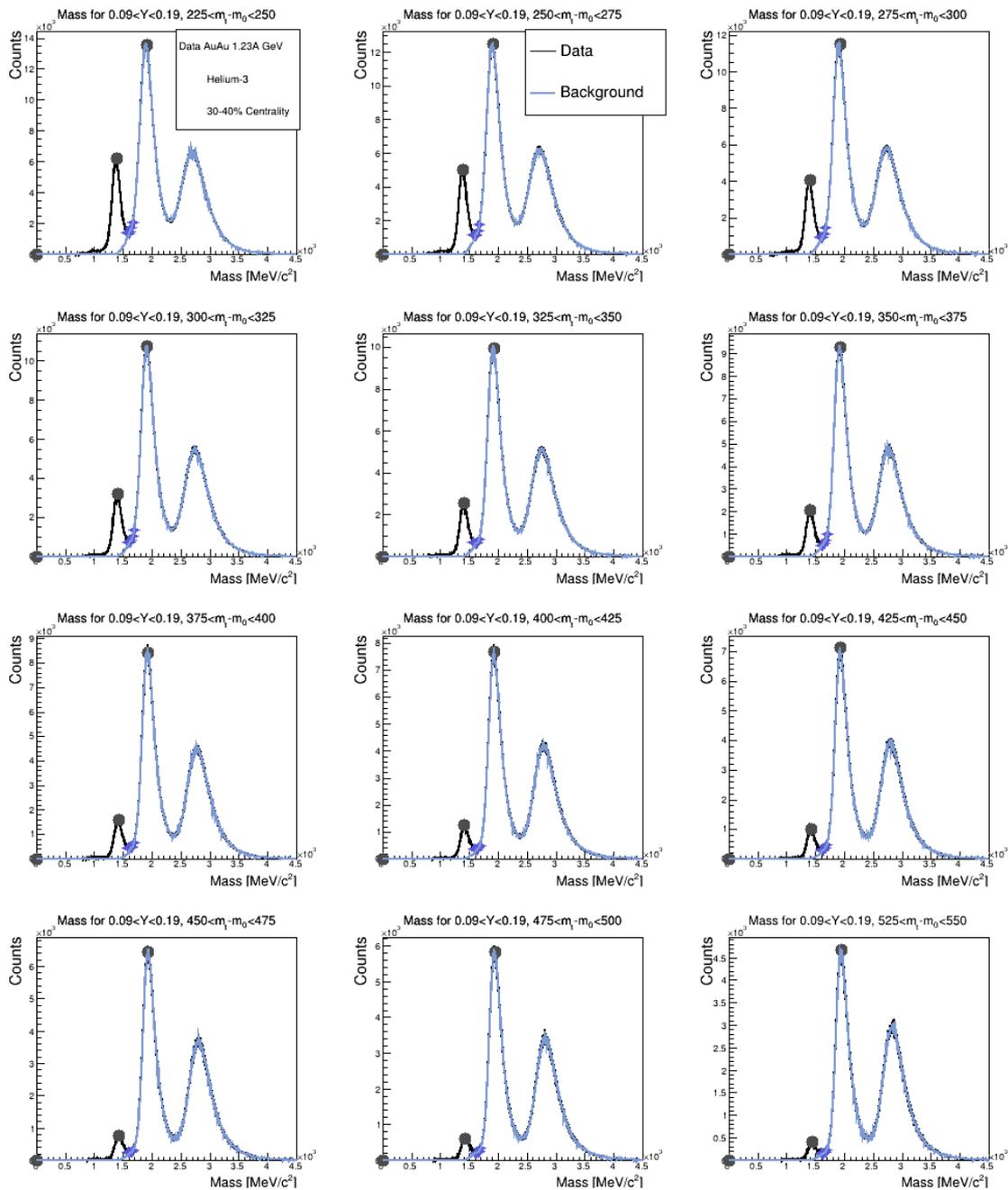


Abbildung A.37: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most backward rapidity* ($0,09-0,19$ im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von $225 - 525$ MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

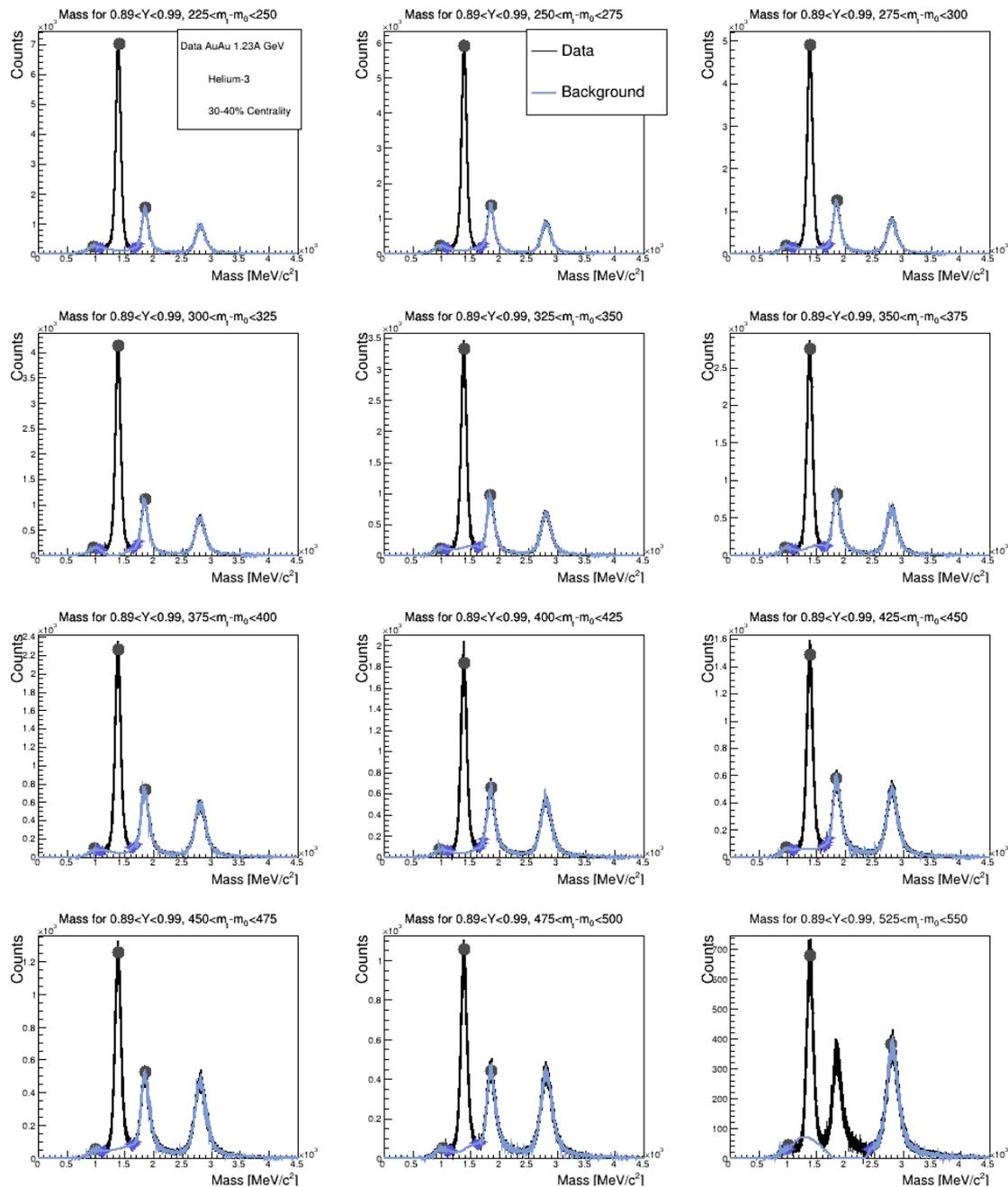


Abbildung A.38: Massenspektren für den Rapiditätsbereich um *most forward rapidity* (0,89-0,99 im Laborsystem) für einen $(m_t - m_0)$ Bereich von 225–525 MeV/c^2 . Eingezeichnet sind die dunklen Punkte, die der *Peakfinder* als Signale identifiziert hat und in Blau der abgeschätzte Untergrund über die Interpolationspunkte.

Literaturverzeichnis

- [1] <https://www.weltderphysik.de/gebiete/teilchen/atome-und-molekuele/geschichte/die-entdeckung-der-atome/>
entnommen am 12.12.2021
- [2] https://www.chemie.de/lexikon/Chronologie_der_chemischen_Entdeckungen.html
entnommen am 17.02.2022
- [3] <https://www.lernhelfer.de/schuelerlexikon/physik-abitur/artikel/joseph-john-thomson>
entnommen am 17.02.2022
- [4] <https://www.chemie.de/lexikon/Atom.html>
entnommen am 17.02.2022
- [5] <https://www.leifiphysik.de/atomphysik/atomaufbau/geschichte/entwicklung-der-atomvorstellung>
entnommen am 15.02.2022
- [6] <https://www.spektrum.de/magazin/100-jahre-quantentheorie/827483>
entnommen am 17.02.2022
- [7] <https://www.quarks.de/weltall/was-du-ueber-elementarteilchen-wissen-musst/>
entnommen am 15.02.2022
- [8] <https://www.weltderphysik.de/gebiete/teilchen/elementarteilchenphysik/higgs/>
entnommen am 17.02.2022
- [9] <https://studyflix.de/ingenieurwissenschaften/elementarteilchen-1817>
entnommen am 17.02.2022
- [10] <https://learnattack.de/schuelerlexikon/physik/farbladung>
entnommen am 17.02.2022
- [11] <https://www.planet-wissen.de/natur/weltall/universum/pwiederurknall100.html>
entnommen am 17.02.2022

- [12] https://www.weltmaschine.de/physik/quark_gluon_plasma/
entnommen am 8.01.2022
- [13] https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell_der_Teilchenphysik
entnommen am 8.01.2022
- [14] C. Hartnack, H. Oeschler und J. Aichelin, *”What determines the K multiplicity at energies around 1A GeV - 2A GeV”*, 2003
- [15] W. Buska, K. Rajagopal und W. van der Schnee, *”Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions”*, Februar 2018
- [16] <https://www.physi.uni-heidelberg.de/~fschney/Seminar.SS09/QCD-Phasendiagramm.pdf>
entnommen am 17.02.2022
- [17] M. Lorenz, *”Vector meson production in p+Nb reactions and statistical particle production in Ar+KCl collisions”*, 2012
- [18] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn und V.F. Weisskopf, *”New extended model of hadrons”*, Juni 1974
- [19] M.G. Alford et al., *”Color superconductivity in dense quark matter”*, Januar 2008
- [20] D.H. Boal, *”Coalescence models in nucleon and light ion induced reactions”*, November 1981
- [21] E. Schnedermann, J. Sollfrank und U. Heinz, *”Thermal phenomenology of hadrons from 200A GeV s+s collisions”*, 1993
- [22] M.S.Ryu, *”Production of the proton and light fragments in $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ collisions at SIS18 energies and the multigap Resistive Plate Chamber”*, 2009
- [23] H.Schuldes, *”Produktion leichter Fragmente in Ar+KCl Kollisionen bei 1,76A GeV”*, Mai 2012
- [24] H.Schuldes, *”Charged Kaon and Φ Reconstruction in Au+Au Collisions at 1.23 AGeV”*, 2017
- [25] M.Zuschke, *”Deuteron production in Au+Au collisions at 1,23A GeV”*, Oktober 2017
- [26] R.Stock, *”Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: from the BEVALAC to RHIC”*, Mai 2009
- [27] <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/hadronen-und-kernphysik/kernmaterie-unter-extremen-bedingungen/>
entnommen am 6.01.2022
- [28] B. Kardan, *”Centrality Determination and HADES ECAL Readout-Electronics”*, Juni 2015

- [29] GSI Homepage
<https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/beschleunigeranlage>
entnommen am 5.11.2021
- [30] P. Salabura, "*HADES: A High Acceptance Dielectron Spectrometer*", 1996
- [31] Bild von S.Spies, private Kommunikation
- [32] T. Scheib, " *Λ and K_0s production in Au+Au Collisions at 1.23A GeV*", 2017
- [33] GSI Homepage
https://www.gsi.de/fileadmin/_migrated/pics/Target_Hades.jpg
entnommen am 5.11.2021
- [34] T. Bretz, "*Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES*", 2004
- [35] D.J. Markert, "*Untersuchungen zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experiments*", 2005
- [36] D.Belver et al., "*Analysis of the space-time microstructure of cosmic ray air showers using the HADES RPC TOF wall*", Oktober 2012
- [37] A.Rost, "*Design, installation and commissioning of new read-out electronics for HADES ECAL and diamond detectors for T0-reconstruction and beam diagnostics*", Februar 2020
- [38] J. Pietraszko, "*Beam Detectors in Au+Au run and future developments*", 2013
- [39] M. Szala, "*Studien zur Effizienzkorrektur von Teilchenzalfuktuationen in Schwerionenkollisionen*", Dezember 2016
- [40] A.A. Watson, "*The discovery of Cherenkov radiation and its use in the detection of extensive air showers*", 2011
- [41] G. Agakichiev et al., "*The high-acceptance dielectron spectrometer HADES*", 2009
- [42] O. Andreeva et al., "*Forward scintillation hodoscope for nuclear fragment detection at the high acceptance dielectron spectrometer (HADES) setup*", 2014
- [43] J. Michel et al., "*The HADES DAQ System: Trigger and Readout Board Network*", September 2011
- [44] J. Adamczewski-Musch et al., "*Centrality determination of Au+Au collisions at 1.23A GeV with HADES*", April 2018
- [45] private Kommunikation B. Kardan
- [46] <https://www.nist.gov/pml/atomic-weights-and-isotopic-compositions-relative-atomic-masses>
entnommen am 15.11.2021
- [47] <https://www.chemie.de/lexikon/Bethe-Bloch-Formel.html>
entnommen am 29.10.2021

- [48] C. Hartnack et al., "Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions: Present status and future perspective", Februar 1998
- [49] <https://www.statisticshowto.com/probability-and-statistics/chi-square/>
entnommen am 13.12.2021
- [50] Danke Simon
- [51] M. Szala, "Produktion und Propagation von Protonen und leichten Kernen in zentralen Au+Au Kollisionen bei 1.23 AGeV", Mai 2022
- [52] private Kommunikation S.Spies, analoges Vorgehen wie in "Strange Hadron Production in Ag+Ag Collisions at 1.58A GeV", Jan 2021
- [53] R. Barlow, "Systematic Errors: Facts and Fiction", Juli 2002
- [54] private Kommunikation M.Lorenz
- [55] B.Povh, K.Rith, C.Scholz, F.Zetsche und W.Rodejohann, "Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die Physikalischen Konzepte", 9. Auflage - Springer Spektrum, 2014
- [56] W.Reisdorf et al., "Systematics of central heavy ion collisions in the 1A GeV regime", September 2010
- [57] T.Anticic et al., "Production of deuterium, tritium, and ^3He in central Pb + Pb collisions at 20 A, 30 A, 40 A, 80 A, and 158 A GeV at the CERN Super Proton Synchrotron", PHYSICAL REVIEW C 94, 044906, Juni 2016
- [58] J.Adam et al., "Production of light nuclei and anti-nuclei in pp and Pb-Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider", CERN-PH-EP-2015-025, Juni 2015
- [59] C.Adler et al., "Midrapidity Antiproton-to-Proton Ratio from Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{ GeV}$ ", Phys. Rev. Lett.86-4778, Mai 2001
- [60] C.Adler et al., "Deuteron and Antideuteron Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ ", Phys. Rev. Lett.94-122302, April 2005
- [61] D.Oliinychenko, "Light nuclei production in ultrarelativistic heavy-ion collisions via catalysis reactions", Mai 2020
- [62] K.G.R.Doss et al., "Multiplicity and bombarding energy dependence of the entropy in relativistic heavy-ion reactions", Physical Review C Volume 37, Januar 1988

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alle Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken und Quellen, einschließlich Quellen aus dem Internet, entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht. Ferner erkläre ich, dass diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 04.04.2022

Holger Maximilian Huck

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Joachim Stroth bedanken, dass ich die Möglichkeit hatte meine Bachelor- und Masterarbeit in seiner Arbeitsgruppe zu schreiben. Das familiäre Verhältnis gemeinsam mit Dr. Manuel "Uthred" Lorenz und die ausgezeichnete Betreuung haben mir sehr geholfen. Ohne ihre ausführlichen und gut verständlichen Erklärungen zur Theorie und Analyse, wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen. Manuel gilt ebenso Dank für die Hilfestellung zum wissenschaftlichen Schreiben und Korrekturlesen dieser Arbeit.

Daraufhin möchte ich mich bei (Dr.) Melanie Szala bedanken für das Bereitstellen ihres Codes zur multidifferenziellen Analyse und der Hilfestellung beim Einarbeiten in das Thema.

Besonderer Dank gilt meinen Bürokollegen und Freunden (Dr.) Simon Spies und (Dr.) Marvin Kohls, mit denen das gemeinsame Arbeiten auch während der Corona-Home-Office-Situation immer Spaß gemacht hat. Ich konnte mich bei jedem noch so komplizierten Problem auf ihre Hilfe verlassen.

Grundsätzlich möchte ich mich bei der HADES Kollaboration bedanken, die die Grundlagen für diese Arbeit gelegt haben und sie somit erst ermöglicht haben. Dabei handelt es sich um so viele intelligente Personen, dass die Aufzählung den Rahmen dieser Danksagung sprengen würde. Explizit erwähnen will ich aber Dr. Timo Scheib, dessen Tutorium mich dazu bewegt hat dieser Arbeitsgruppe beizutreten.

Abschließend möchte ich bei meiner Familie und meiner Freundin Ann-Kathrin bedanken, deren immense Geduld ich mit dieser Arbeit belohnen möchte. Durch ihre bedingungslose Unterstützung während schwierigen Teilen meines Studiums war ich in der Lage das Ziel nie aus den Augen zu verlieren.

