

# Masterthesis

## **Machbarkeitsstudien der Di-Elektronen-Spektroskopie in Ag+Ag Kollisionen mit 4,5 AGeV Strahlenergie mit dem CBM-Detektor**

Feasibility studies of di-electron spectroscopy in Ag+Ag collisions at 4.5 AGeV beam energy with the CBM detector

Zur Erlangung des akademischen Grades  
Master of Science - Physik



vorgelegt am II. Physikalischen Institut  
Fachbereich 07 - Mathematik und Informatik, Physik, Geographie

---

*Autor:*  
**Gregor Pitsch**

*Abgabe:*  
**September 2018**

<i>Autor:</i>	<b>Gregor Pitsch</b>
<i>Matrikelnummer:</i>	<b>4010085</b>
<i>Abgabe:</i>	<b>September 2018</b>
<i>1. Gutachter:</i>	<b>Prof. Dr. Claudia Höhne</b>
<i>2. Gutachter:</i>	<b>PD Dr. Jens Sören Lange</b>

## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Thesis selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt zu haben, die ich in der Thesis angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der ‚Satzung der JustusLiebig-Universität zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis‘ niedergelegt sind, eingehalten. Gemäß § 25 Abs. 6 der Allgemeinen Bestimmungen für modularisierte Studiengänge dulde ich eine Überprüfung der Thesis mittels Anti-Plagiatssoftware.

---

Datum, Ort

---

Unterschrift

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Machbarkeitsstudien im CBM Experiment zur Messung der Dielektronen in zentralen Au+Au-Kollisionen bei  $8\text{ AGeV}$  Strahlenergie sowie *minimum bias* und semi-zentralen Ag+Ag-Kollisionen bei  $4,5\text{ AGeV}$  Strahlenergie vorgestellt. Eine Messung der Dielektronen bei diesen Energien erlaubt es, stark wechselwirkende Materie mit durchdringenden Sonden in einem Bereich des QCD-Phasendiagramms zu untersuchen, der durch hohe Netto-Baryonendichten charakterisiert ist. Mit Au+Au-Kollisionen bei  $8\text{ AGeV}$  Strahlenergie wurde ein System untersucht, dass typisch für den SIS100 Energiebereich ist. Simulationen zu dieser Reaktion wurden bereits vor einigen Jahren durchgeführt, seitdem wurde aber insbesondere die RICH Geometrie deutlich verändert und neu optimiert. Die hier vorliegenden Ergebnisse unterscheiden sich kaum von den damaligen, was ein wichtiger Beleg für die erfolgreiche Änderung der RICH Geometrie ist. Das zweite untersuchte System, Ag+Ag Kollisionen bei  $4,5\text{ AGeV}$  Strahlenergie, könnte möglicherweise ein Kollisionssystem sein, dass sowohl von HADES als auch von CBM untersucht werden kann. Eine Messung eines gemeinsamen Systems wäre zum einen zur Verifikation der Ergebnisse sehr wichtig, zum anderen ergänzen sich die eher komplementären Phasenraumbereiche von CBM und HADES dann zu einem gemeinsamen Bild. Simulationen dieses Systems in HADES sind in naher Zukunft geplant. Die hier vorgelegten Simulationen in CBM zeigen, dass dieses Kollisionssystem grundsätzlich mit CBM messbar ist. Aufgrund der sehr kleinen Energie wird allerdings trotz Reduktion des Magnetfeldes ein Phasenraumbereich abgedeckt, der deutlich in der Vorwärtshemisphäre der Kollision liegt. Die vorliegende Simulationsstatistik von 10 Millionen Ereignissen zeigt aber auch, dass für eine hochqualitative Messung mindestens ein Faktor 10 an Statistik benötigt wird.

## abstract

Within this work feasibility studies in the CBM-experiment for the measurement of di-electrons in central Au+Au collisions at  $8A\text{GeV}$  beam energy and in *minimum bias* und semi-central Ag+Ag collisions at  $4.5A\text{GeV}$  are presented. A measurement of the di-electrons at those energies allows to analyse strongly interacting matter with penetrating probes in a region of the QCD phase diagram which is characterized by high net baryonic densities. With Au+Au collisions at  $8A\text{GeV}$  beam energy a system was analyzed which is typical for the SIS100 energy range. Simulations regarding this reaction were performed a few years ago. Since then especially the RICH geometry was changed distinctly and newly optimized. The results presented here differ barely from the ones back then which is a proof for the successful change of the RICH geometry. The second analyzed system, Ag+Ag collisions at  $4.5A\text{GeV}$  beam energy, could possibly be a collision system which as well can be analyzed by HADES as by CBM. A measurement of a mutual system on one hand would be important for the verification of the results and on the other hand the rather complemented phase spaces of HADES and CBM add up to a full picture. Simulations of this system in HADES are planned in near future. The simulations in CBM presented here show this collision system is measurable in CBM. Due to the very small energy a phase space area in the forward hemisphere is covered in spite of the reduction of the magnetic field. The available simulation statistics of 10 million events also show that for a high quality measurement at least a factor 10 in statistics is necessary.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>10</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Standardmodell . . . . .	11
2.2	Masse der Hadronen . . . . .	12
2.3	Das QCD-Phasendiagramm . . . . .	13
2.4	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	13
2.5	Dileptonen . . . . .	14
<b>3</b>	<b>HADES und CBM</b>	<b>15</b>
3.1	Das HADES-Experiment . . . . .	15
3.1.1	Aufbau des HADES-Experiments . . . . .	16
3.2	Das CBM-Experiment . . . . .	17
3.2.1	Aufbau des CBM-Experiments . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Simulation der Dielektron Rekonstruktion in CBM</b>	<b>21</b>
4.1	CBMROOT Simulationsframework . . . . .	21
4.2	Ziele der Simulation . . . . .	21
4.3	Quellcode der Simulation . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Machbarkeitsstudie der Dielektronenmessung in zentralen Au+Au Kollisionen bei 8AGeV Strahlenergie</b>	<b>24</b>
5.1	PLUTO- und UrQMD-Dateien . . . . .	24
5.2	Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren . . . . .	25
5.3	Globale Rekonstruktion für $e^\pm$ . . . . .	27
5.4	Identifikation von $e^\pm$ und Pionenunterdrückung . . . . .	28
5.5	Untergrundanalyse . . . . .	29
5.5.1	Der $\chi^2_{prim}$ -Cut . . . . .	29
5.5.2	Die Teilchenidentifizierung (ID) . . . . .	30
5.5.3	Der $m_{ee}$ -Cut . . . . .	31
5.5.4	Die Topologie-Cuts . . . . .	32
5.5.5	Der $p_t$ -Cut . . . . .	35
5.6	Effizienzen der „Cuts“ . . . . .	37
5.7	Invariantes Massenspektrum . . . . .	38
<b>6</b>	<b>Machbarkeitsstudie der Dielektronenmessung in <i>minimum bias</i> und in 40% zentralsten Ag+Ag Kollisionen bei 4.5 AGeV Strahlenergie</b>	<b>44</b>
6.1	PLUTO- und UrQMD-Dateien . . . . .	44
6.2	Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren . . . . .	45
6.3	Globale Rekonstruktion für $e^\pm$ . . . . .	47
6.4	Identifikation von $e^\pm$ und Pionenunterdrückung . . . . .	48
6.5	Untergrundanalyse . . . . .	49
6.5.1	Der $\chi^2$ -Cut . . . . .	49
6.5.2	Die Teilchenidentifikation . . . . .	50
6.5.3	Der $m_{ee}$ -Cut . . . . .	52
6.5.4	Die Topologie-Cuts . . . . .	53
6.5.5	Der $p_t$ -Cut . . . . .	55
6.6	Effizienzen der „Cuts“ . . . . .	58
6.7	Invariantes Massenspektrum . . . . .	60

<b>7</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>64</b>
7.1	8 AGeV Au+Au-Kollision . . . . .	64
7.1.1	Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren . . . . .	64
7.1.2	Globale Rekonstruktion . . . . .	64
7.1.3	Elektronenidentifizierung und Pionenunterdrückung . . . . .	64
7.1.4	Endergebnisse . . . . .	65
7.2	4,5 AGeV Ag+Ag-Kollision . . . . .	66
7.2.1	Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren . . . . .	66
7.2.2	Globale Rekonstruktion . . . . .	67
7.2.3	Elektronenidentifizierung und Pionenunterdrückung . . . . .	67
7.2.4	Endergebnisse . . . . .	67
7.3	Zusammenfassung . . . . .	69
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>70</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Darstellung der Teilchen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik [1]. Ladung in Einheiten der Elementarladung $e$ . . . . .	11
2	Modelldarstellung eines Nukleons mit seinen Valenzquarks (farbig) und Seequarks (grau)[2]. Die Quarks wechselwirken mit Hilfe der Gluonen. . . . .	12
3	QCD-Phasendiagramm in Abhängigkeit des Baryochemischen Potentials $\mu_B$ und der Temperatur $T$ [3] . . . . .	13
4	Potential stark wechselwirkender Teilchen abhängig vom Abstand $r$ zueinander[4]. . .	14
5	Das HADES-Spektrometer[5]. . . . .	15
6	Schema der Subdetektoren des HADES-Spektrometers[6]. . . . .	16
7	Aufbau des CBM-Experiments an SIS100 mit RICH und MuCh[7]. . . . .	18
8	Schematischer Aufbau von MVD und STS[8]. . . . .	18
9	Skizze der Myonenkammer in Anschluss an den STS und den Dipolmagneten für SIS300 [9]. . . . .	19
10	Effizienzen der lokalen Rekonstruktion (a) der Spuren von Elektronen und aller geladenen Teilchen im STS und (b) von Elektronenringen mit 7 Hits pro Ring (rot) und 15 Hits pro Ring (blau). . . . .	26
11	Effizienzen der lokalen Rekonstruktion (a) der Spuren von Elektronen und aller geladenen Teilchen im TRD und (b) der Hits von Elektronen und allen geladenen Teilchen im ToF. . . . .	27
12	Effizienzen der globalen Rekonstruktion der Elektronenspuren mit den in der Grafik angegebenen Detektorkombinationen. . . . .	28
13	(a) Effizienz der Elektronenidentifizierung und (b) Pionunterdrückung innerhalb der Au+Au-Analyse in CBM. . . . .	29
14	$\chi^2_{prim}$ -Verteilungen für Elektronen aus Vektormesonzerfällen (S,rot), $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen ( $\pi^0$ , grün), $\gamma$ -Konversionen ( $\gamma$ , lila) und sonstigem Untergrund (BG, blau). Hier ist ein Vektormeson pro Event eingebettet worden. . . . .	30
15	Verteilungen der Outputs der neuronalen Netze (a) des TRDs und (b) des RICHs für die verschiedenen Dielektronenquellen. . . . .	31
16	Beiträge von Untergrundpaaren nach den Cuts zur Elektronidentifizierung durch die neuronalen Netze. Für die Definition der Abkürzungen s. Abb. 14. Misidentifizierte Pionen erscheinen hier unter „o“=other. . . . .	32
17	2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der rekonstruierten Dielektronenpartner: Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das nur im STS rekonstruiert wurde (ST). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus $\gamma$ -Konversionen stammt. . . . .	33
18	2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der rekonstruierten Dielektronenpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das in mindestens einem weiteren Detektor zusätzlich zum STS detektiert wurde (RT). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus $\gamma$ -Konversionen stammt. . . . .	34
19	2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der rekonstruierten Dielektronenpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das in allen Detektoren detektiert, allerdings nicht als Elektron identifiziert wurde. (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus $\gamma$ -Konversionen stammt. . . . .	34
20	Impulsverteilungen der Dielektronen aus dem Signal und den verschiedenen Quellen des Untergrunds. . . . .	35
21	Beiträge des Untergrunds durch die misidentifizierten Paare nach dem $p_t$ -Cut. . . . .	36
22	Übersicht der Untergrundbeiträge durch (a) misidentifizierte Teilchen und (b) misidentifizierte Paare in der Au+Au-Analyse. Die Werte in den Bildern sind (a) die Anzahl an Teilchen in 100 Events und (b) die Anzahl an Paaren in 1000 Events. . . . .	37
23	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0 - 0,2 \frac{GeV}{c^2}$ . . . . .	38



24	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0,2 \frac{GeV}{c^2} - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$ . . . . .	38
25	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0,6 \frac{GeV}{c^2} - 1,2 \frac{GeV}{c^2}$ . . . . .	38
26	Invariante Massenspektren mit 500.000 Events. (a) zeigt das Spektrum für „großzügige“ Cuts zur Elektronenidentifizierung (TRD: -0,4, RICH: -0,1). (b) zeigt das Spektrum für optimierte Cuts zur Elektronenidentifizierung (TRD: 0,85, RICH: -0,4). . . . .	39
27	Invariante Massenspektren mit 5 Millionen Events. (a) zeigt den Input aus den Monte-Carlo-Simulationen (Cocktail). (b) zeigt das Spektrum nach der Elektronenidentifikation für das Set von Cuts in Tabelle 5. . . . .	40
28	Invariantes-Massen-Spektren mit 5 Millionen Events mit den alten Skalierungsfaktoren aus Tabelle 3 (a) vor und (b) nach dem $p_t$ -Cut. . . . .	41
29	Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 5 Millionen Events mit den alten Skalierungsfaktoren vor und nach dem $p_t$ -Cut. . . . .	42
30	Invariantes-Massen-Spektren mit 5 Millionen Events mit den neuen Skalierungsfaktoren aus Tabelle 3 (a) vor und (b) nach dem $p_t$ -Cut. . . . .	42
31	Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 5 Millionen Events vor und nach dem $p_t$ -Cut. . . .	43
32	Effizienzen der lokalen Rekonstruktion (a) der Spuren von Elektronen und aller geladenen Teilchen im STS und (b) von Elektronenringen mit 7 Hits pro Ring (rot) und 15 Hits pro Ring (blau). . . . .	46
33	Effizienzen (a) der lokalen Rekonstruktion der Spuren von Elektronen und allen geladenen Teilchen im TRD und (b) der ToF Hit Rekonstruktion von Elektronen und allen geladenen Teilchen im ToF. . . . .	47
34	Effizienzen der globalen Rekonstruktion der Elektronenspuren mit den in der Grafik angegebenen Detektorkombinationen. . . . .	48
35	(a) Effizienz der Elektronenidentifizierung und (b) Pionunterdrückung mit den in der Grafik angegebenen Detektorkombinationen. . . . .	49
36	$\chi^2_{prim}$ -Verteilungen für Elektronen aus Vektormesonzerfällen (S, rot), $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen ( $\pi^0$ , grün), $\gamma$ -Konversionen ( $\gamma$ , lila) und sonstigem Untergrund (BG, blau). . . . .	50
37	Verteilung des Outputs des neuronalen Netzes des RICHs für die in der Grafik angegebenen Elektronenquellen (Def. s. Abb. 14). . . . .	51
38	Verteilung des Outputs des neuronalen Netzes des TRDs für die in der Grafik angegebenen Elektronenquellen (Def. s. Abb. 14). . . . .	52
39	Beiträge des Untergrunds nach den Cuts zur Elektronidentifikation in der Ag+Ag-Analyse für (a) die <i>minimum bias</i> Kollisionen und (b) die semizentralen Kollisionen. . .	53
40	2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der potentiellen Dielektronpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das nur im STS detektiert wurde (ST). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus $\gamma$ -Konversionen stammt. . . . .	54
41	2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der potentiellen Dielektronpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das im STS und in mindestens einem weiteren Subdetektor detektiert wurde (RT). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus $\gamma$ -Konversionen stammt. . . . .	54
42	2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der potentiellen Dielektronpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem Teilchen kombiniert, das in allen Subdetektoren detektiert wurde, allerdings nicht als Elektron identifiziert werden konnte (TT). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus $\gamma$ -Konversionen stammt. . . . .	55
43	Verteilungen für den Transversalimpuls aus den in der Grafik angegebenen Dielektronenquellen (Def. s. Abb. 14). . . . .	56
44	Beiträge des Untergrunds nach dem $p_t$ -Cut in der Ag+Ag-Analyse für (a) die <i>minimum bias</i> Kollisionen und (b) die semizentralen Kollisionen. Die Untergrundbeiträge sind hier für den Zerfall $\omega \rightarrow e^+ + e^-$ dargestellt. . . . .	57
45	Übersicht der Untergrundbeiträge durch (a) misidentifizierte Teilchen und (b) misidentifizierte Paare in der Ag+Ag-Analyse für die <i>minimum bias</i> Kollisionen. . . . .	57

46	Übersicht der Untergrundbeiträge durch (a) misidentifizierte Teilchen und (b) misidentifizierte Paare in der Ag+Ag-Analyse für die <i>minimum bias</i> Kollisionen. . . . .	58
47	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0 - 0,2 \frac{GeV}{c^2}$ für die Semizentralen Kollisionen. . . . .	58
48	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0,2 \frac{GeV}{c^2} - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$ für die <i>minimum bias</i> Kollisionen. . . . .	59
49	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0,6 \frac{GeV}{c^2} - 1,2 \frac{GeV}{c^2}$ für die <i>minimum bias</i> Kollisionen. . . . .	59
50	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0 - 0,2 \frac{GeV}{c^2}$ für die semizentralen Kollisionen. . . . .	59
51	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0,2 \frac{GeV}{c^2} - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$ für die semizentralen Kollisionen. . . . .	60
52	Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von $0,6 \frac{GeV}{c^2} - 1,2 \frac{GeV}{c^2}$ für die semizentralen Kollisionen. . . . .	60
53	Invariante Massenspektren mit 10 Millionen <i>minmum bias</i> Events. (a) zeigt den Input aus den Monte-Carlo-Simulationen. (b) zeigt das Spektrum nach der Elektronenidentifizierung für das Set von Cuts in Tabelle 9. . . . .	61
54	Invariante Massenspektren mit 10 Millionen <i>minmum bias</i> Events (a) vor und (b) nach dem $p_t$ -Cut für das Set von Cuts in Tabelle 9. . . . .	61
55	Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 10 Millionen Ag+Ag <i>minimum bias</i> Events vor und nach dem $p_t$ -Cut. . . . .	62
56	Invariante Massenspektren für die semizentrale Kollision mit 10 Millionen Events (a) vor und (b) nach dem $p_t$ -Cut für das Set von Cuts in Tabelle 9. . . . .	62
57	Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 10 Millionen Ag+Ag semizentrale Events vor und nach dem $p_t$ -Cut. . . . .	63
58	Plot des Transversalimpuls gegen die Rapidität des zerfallenden Vektormesons (hier: $\omega$ -Meson) mit (a) den alten Skalierungsfaktoren und (b) den neuen Skalierungsfaktoren für die Au+Au-Kollision. . . . .	66
59	Effizienzen der Messung des zerfallenden Vektormesons (hier: $\omega$ -Meson) mit (a) den alten Skalierungsfaktoren und (b) den neuen Skalierungsfaktoren für die Au+Au-Kollision (vgl. 58). . . . .	66
60	Plot des Transversalimpuls gegen die Rapidität des zerfallenden Vektormesons (hier: $\omega$ -Meson) für (a) <i>minimum bias</i> und (b) semizentrale Ag+Ag-Kollisionen. . . . .	68
61	Effizienzen der Messung des zerfallenden Vektormesons (hier: $\omega$ -Meson) für (a) <i>minimum bias</i> und (b) semizentrale Ag+Ag-Kollisionen (vgl. 60). . . . .	68

# 1 Einleitung

Physiker auf der ganzen Welt betreiben einen großen Aufwand, um die Zusammensetzung von Materie genau zu untersuchen und herauszufinden, was die Grundbausteine dessen sind. Es werden hochleistungsfähige Beschleuniger gebaut und neue Detektoren konzipiert, um die Struktur von Materie zu verstehen.

Die zentrale Theorie der Entstehung des Universums ist die Urknalltheorie. Die hohen Energien, die unmittelbar nach dem Urknall herrschten, treten in der heutigen Natur nicht mehr auf. Man geht davon aus, dass aus diesem Feuerball das Quark-Gluon-Plasma (QGP) hervorging, ein stark wechselwirkender Materiezustand, in dem Quarks und Gluonen die relevanten Freiheitsgrade sind. Durch die Expansion des QGPs, die das Ausfrieren dessen zu Folge hatte, folgte ein Phasenübergang in das sogenannte Hadronengas. Das Endprodukt des Zerfalls des Hadronengases sind stabile Hadronen und Leptonen.

Diese verschiedenen Phasen stark wechselwirkender Materie werden im QCD-Phasendiagramm zusammengefasst. Dort finden sich neben den genannten Phasen auch die normale Kernmaterie sowie mögliche exotische Phasen bei hohen Dichten. Ein zentraler Punkt der Erforschung des QCD-Phasendiagramms ist die Charakterisierung der verschiedenen Phasen und Phasenübergänge.

Mit Hilfe von komplexen Experimenten können die in der Schwerionenkollision entstandenen Teilchen registriert und identifiziert werden. Aus den Informationen der Teilchen lassen sich Eigenschaften des Zustands kurz nach der Kollision reproduzieren und damit die unterschiedlichen Phasen im Phasendiagramm charakterisieren. Je höher die Kollisionsenergie ist, desto höhere Temperaturen werden erreicht. Bei kleineren Kollisionsenergien werden hingegen deutlich höhere netto Baryonendichten erzielt. Eine vielversprechende Sonde zur Untersuchung dieser Materie ist die elektromagnetische Strahlung in Form von Photonen oder auch Di-Elektronen. Da elektromagnetische Strahlung nicht stark wechselwirkt, verlässt sie die Materie nahezu ungestört und beinhaltet somit direkte Informationen aus der Kollisionszone.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Standardmodell

Dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik liegt eine relativistische Quantenfeldtheorie zu Grunde, die auf der Symmetrie der Eichgruppe  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  basiert. Das Standardmodell beschreibt einen großen Teil der bisher bekannten Gebiete der Physik sehr gut. Abbildung 1 gibt eine Übersicht der im Standardmodell enthaltenen Teilchen, deren Ladung und Masse.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)				
	I	II	III	
Masse →	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> Photon
				125,09 GeV <b>H</b> Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom	0 0 0 1 <b>g</b> Gluon
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b>ν<sub>e</sub></b> Elektron- Neutrino	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b>ν<sub>μ</sub></b> Myon- Neutrino	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b>ν<sub>τ</sub></b> Tau- Neutrino	91,2 GeV 0 0 1 <b>Z<sup>0</sup></b> Z Boson
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>e</b> Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>μ</b> Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>τ</b> Tau	80,4 GeV ±1 1 <b>W<sup>±</sup></b> W Boson
Leptonen				Eichbosonen

Abbildung 1: Darstellung der Teilchen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik [1]. Ladung in Einheiten der Elementarladung  $e$ .

Das Standardmodell enthält Eichbosonen, die für die Wechselwirkungen der Teilchen verantwortlich sind, drei Generationen von Fermionen, die in Quarks und Leptonen unterteilt sind und das Higgs Boson, was durch seine Eigenschaften für die Generierung der Teilchenmassen steht.

Die drei Wechselwirkungen, die das Standardmodell enthält, sind die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Wechselwirkung.

Die starke Wechselwirkung, deren Theorie die Quantenchromodynamik (QCD) ist, sorgt für die Interaktion der Quarks, die Hauptbestandteile der Hadronen sind. Die Eichbosonen der starken Wechselwirkung sind acht masselose Gluonen, die durch unterschiedliche Farbladungskombinationen charakterisiert sind. Farbladung ist die Ladung der starken Wechselwirkung, die mit Rot, Grün und Blau gekennzeichnet sind. Alle in der starken Wechselwirkung enthaltenen Teilchen tragen eine Farbladung. Da die Gluonen Farbladung tragen, interagieren sie auch mit sich selbst. Da Hadronen immer farbneutral sein müssen, können sich aufgrund der Farbladung sowohl Baryonen bilden, die aus drei Quarks oder drei Antiquarks bestehen, als auch Mesonen, die als Bestandteile ein Quark und ein Antiquark aufweisen. Desweiteren sind theoretisch auch weitere Kombinationen von mehreren Quarks möglich, wie z.B. Tetra- oder Pentaquarks.

Die Leptonen nehmen ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung teil, welche als Eichbosonen das Z-Boson ( $Z^0$ ) und die zwei W-Bosonen ( $W^+, W^-$ ) zur Verfügung hat. Diese Eichbosonen sind aufgrund der Kopplung zum Higgs Boson nicht masselos. Alle Teilchen im Standardmodell nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil.

An der elektromagnetischen Wechselwirkung nehmen alle elektromagnetisch geladenen Teilchen teil. Das zugehörige Eichboson ist das masselose Photon.

Aufgrund der Eigenschaften der Eichgruppe werden die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammengefasst. Hier liegt eine Isospin-Eichsymmetrie ( $SU(2)_L$ ) als auch eine Hyperladungs-Eichsymmetrie ( $U(1)_Y$ ) vor. Innerhalb dieser elektroschwachen Wechselwirkung wurden vier masselose Eichbosonen als Eigenzustände der zugehörigen Symmetriegruppe postuliert, das Triplet  $W^0, W^1, W^2$  und das  $B^0$  Singlett. Durch die Mischung dieser Eigenzustände über den sogenannten Weinbergwinkel kommen die bekannten Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung hervor, das Photon, das  $W^\pm$ -Boson und das  $Z^0$ -Boson.

Die QCD weist dahingegen eine Vektor-Eichsymmetrie auf, welche die  $SU(3)_C$  Farbwechselwirkung der Gluonen und Quarks beschreibt. Aufgrund der  $SU(3)_C$ -Eichsymmetrie existieren acht Farbladung tragende Eichfelder. Das sind die Gluonen, die Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Da Gluonen selbst Farbladung tragen, wechselwirken sie ebenfalls mit sich selbst.

Wie oben angedeutet nimmt das Higgs Boson eine gesonderte Stellung im Standardmodell ein. Das Higgs Boson ist eine Anregung des sogenannten Higgs-Feldes und wird durch eine spontane Symmetriebrechung generiert. Diese Symmetriebrechung kommt durch einen von 0 verschiedenen Vakuumserwartungswert des Higgs-Feldes und erzeugt damit auch die Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung. Außerdem generiert das Higgs-Boson durch die Kopplung an die Quarks und Leptonen auch deren Massen.

## 2.2 Masse der Hadronen

Atomkerne, die den größten Anteil der Masse der Materie tragen, bestehen aus zwei verschiedenen Kernbausteinen, den Protonen und den Neutronen, zusammengefasst als Nukleonen. Diese Kernbausteine bestehen aus je drei Valenzquarks. Diese Quarks tragen allerdings nur ca. einen Prozent der Masse der Nukleonen, wohingegen die Herkunft der restlichen 99% nicht komplett verstanden ist.

Die Valenzquarks in den Nukleonen sind von einer Art Wolke umgeben, die aus Quark-Antiquark-Paaren besteht, welche immer wieder spontan entstehen und zerfallen (Abb. 2). Somit herrscht auf engstem Raum eine hohe Energie in einem starken Feld. Diese hohe Energie sorgt für die restlichen 99% der Masse der Nukleonen. Des Weiteren gilt das gleiche Problem für alle Hadronen.

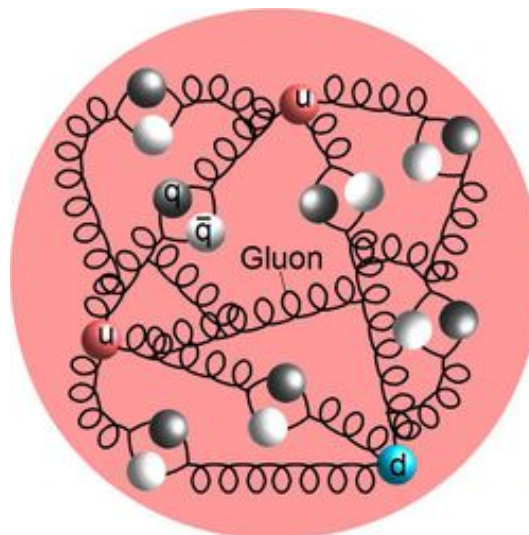


Abbildung 2: Modelldarstellung eines Nukleons mit seinen Valenzquarks (farbig) und Seequarks (grau)[2]. Die Quarks wechselwirken mit Hilfe der Gluonen.

Um Erkenntnisse über die kleinsten Bestandteile der Materie zu erlangen, wird die Generation der Masse am Phasenübergang untersucht, da sich am Phasenübergang die quasifreien Quarks zu Hadronen binden.

Es Schwerionenkollisionen genutzt, die ein bewährtes Mittel der Forschung der Teilchenphysik darstellen. Durch Schwerionenkollisionen kann eine Moment sehr dichte und heiße Materie und somit der folgende Phasenübergang erzeugt werden. Mithilfe der durch die Kollision entstandenen Teilchen sollen Eigenschaften dieser dichten Materie untersucht werden.

## 2.3 Das QCD-Phasendiagramm

Ähnlich wie in Wasser existieren auch für die stark wechselwirkende Materie verschiedene Phasen, Phasenübergänge und evtl. kritische Endpunkte. In der **Quanten-Chromo-Dynamik (QCD)** sind diese Phasen im QCD-Phasendiagramm dargestellt (Abb. 3). In Abhängigkeit von Temperatur und Baryochemischen Potential werden hier die erwarteten Phasen aufgezeigt, die unterschiedliche Freiheitsgrade aufweisen und durch Phasenübergänge getrennt sind.

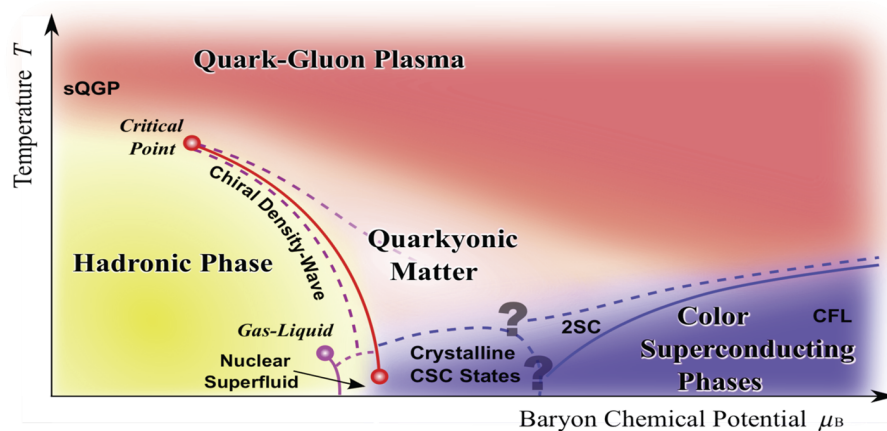


Abbildung 3: QCD-Phasendiagramm in Abhängigkeit des Baryochemischen Potentials  $\mu_B$  und der Temperatur  $T$  [3]

Experimente sollen das QCD-Phasendiagramm vollständig untersuchen. Besonders für hohe Temperaturen erwartet man einen ähnlichen Zustand, wie er kurz nach dem Urknall vorzufinden war. Das ist die Phase des sogenannten Quark-Gluon-Plasmas, in der sich die Quarks quasifrei verhalten. Bei kleinen Temperaturen und geringem baryochemischem Potential befindet sich die „hadronische Phase“, in der die Quarks in den Hadronen gebunden sind und dem sogenannten „Confinement“ unterliegen.

Der Bereich von größerem baryochemischem Potential ist weitestgehend unbekannt. Hier gilt es Phasenübergänge zu finden und in die erzeugte Materie zu charakterisieren. Solch dichte, kalte Materie könnte in Neutronensternen vorhanden sein.

## 2.4 Das Quark-Gluon-Plasma

Die Erzeugung eines Plasmas ist, wie in elektromagnetisch wechselwirkender Materie, auch in stark wechselwirkender Materie möglich. In stark wechselwirkender Materie wird das Plasma durch die Produktion freier Farbladungsträger erzeugt.

Das Potential der QCD (Abb. 4) zeigt, dass stark wechselwirkende Teilchen mit größerem Abstand ein linear steigendes Potential aufweisen. Dieses Verhalten wird als *Confinement* bezeichnet, da es ab einem gewissen Punkt energetisch günstiger ist, ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Dahingegen verringert sich das Potential bei verschwindendem Abstand der Teilchen. Hier wird von einer asymptotischen Freiheit gesprochen. Bis zu einem Abstand  $r$  von  $0.5\text{ fm}$  (Fermi) ist das Potential repulsiv.

Außerdem steigt das Potential näherungsweise linear ab einem Abstand von ca.  $0.2\text{ fm}$ . Innerhalb des QGPs ist die Energiedichte so hoch, dass sich die Quarks quasifrei bewegen. Somit befindet man sich im relevanten Bereich der kurzen Längenskalen innerhalb eines größeren Volumen.

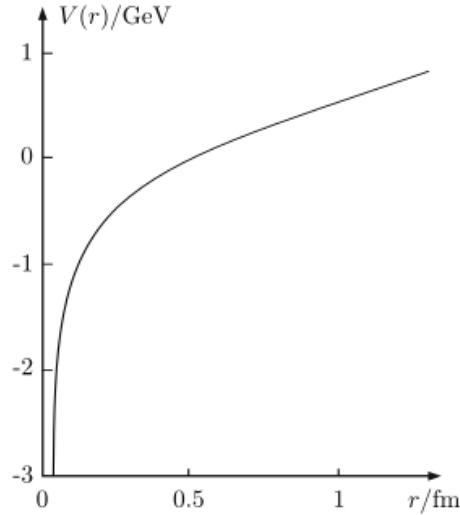


Abbildung 4: Potential stark wechselwirkender Teilchen abhängig vom Abstand  $r$  zueinander[4].

Wenn man das QGP als einen thermodynamischen Materiezustand beschreiben möchte, muss es sich annähernd in einem thermischen Gleichgewicht befinden. Aus der Messung vieler verschiedener Parameter wie auch dem elektrischen Fluss lassen sich dazu Aussagen treffen. Der elektrische Fluss ist abhängig von dem räumlichen Überlapp der kollidierenden Nukleonen und wird über die Winkelverteilung der entstehenden Teilchen gemessen.

Die gemessenen Daten stimmen sehr gut mit theoretischen Vorhersagen der Hydrodynamik überein. Das QGP verhält sich danach wie eine ideale Flüssigkeit mit minimaler Viskosität und scheint sich im thermischen Gleichgewicht zu befinden.

## 2.5 Dileptonen

Dileptonen werden in der Kollision z.B. durch den Zerfall der Vektormesonen (z.B.  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $\Phi$ ) erzeugt. Da Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, enthalten sie Informationen direkt aus dem Zerfall und somit aus dem inneren des erzeugten Feuerballs.

Dileptonen dienen unter anderem zur Untersuchung der chiralen Symmetrie in dichter Kernmaterie sowie deren Brechung in normaler Materie. Aus dem Vergleich von Proton-Proton und Nukleus-Nukleus lassen sich Informationen über chirale Partner der Vektormesonen gewinnen, die im Vakuum verschiedene Massen aufweisen. [10][11][12][13][14] Die bekannten Resonanzen im Invariante-Masse-Spektrum der Vektormesonen im Vakuum sind im Spektrum der Materie nicht mehr zu sehen.

Außerdem lassen sich aus Messungen der Dileptonen Informationen zur Lebensdauer, Temperatur und Druck des Feuerballs extrahieren.

Ein Maß für die Lebensdauer des Feuerballs ist z.B. die Anzahl der erzeugten Dielektronenpaare im Medium. Je länger der Feuerball existiert, desto mehr Dielektronenpaare werden erzeugt, da z.B. Vektormesonen im Medium zerfallen und sich wieder regenerieren können. Dies trifft insbesondere auf das kurzlebige  $\rho$ -Meson ( $\tau = 1 \frac{\text{fm}}{c}$ ) zu. Auch weitere Quellen, wie z.B. die thermische Strahlung, tragen mit zunehmender Lebensdauer mehr zum Dileptonen-Spektrum bei.

Informationen zur Temperatur und dem Druck können mithilfe des Transversalimpulses bzw. der transversalen Masse aus dem Invariante-Masse-Spektrum gezogen werden. Hierüber lässt sich die effektive Temperatur  $T_{eff}$  des Systems messen, welche sich aus der Temperatur des Systems  $T_0$  und der Expansion des Systems in Abhängigkeit der Teilchenmassen zusammensetzt. Aus der Expansionskomponente lassen sich Rückschlüsse über den Druck des Feuerballs ziehen.

### 3 HADES und CBM

Um Schwerionenexperimente bei hohen Baryonendichten zu untersuchen stehen an der GSI, Darmstadt zwei Experimente zur Verfügung, HADES (vgl. 3.1) und CBM (vgl. 3.2).

Das HADES-Experiment weist ein eher kleines Materialbudget auf und ist für einen Bereich kleinerer Energien ausgelegt, etwa  $1\text{ AGeV} - 4,5\text{ AGeV}$  für Ag+Ag-Kollisionen. Der Detektor deckt einen Polarwinkelbereich von  $15^\circ - 85^\circ$  ab. Außerdem wird in HADES erst die Elektronenidentifikation und danach die Spurfindung mit Hilfe des magnetischen Feldes vorgenommen (vgl. 3.1.1).

Im CBM-Experiment findet man ein deutlich größeres Materialbudget vor als in HADES. Außerdem ist CBM für einen Energiebereich von etwa  $4,5\text{ AGeV} - 14\text{ AGeV}$  für Ag+Ag-Kollisionen ausgelegt und deckt mit  $2,5^\circ - 25^\circ$  hauptsächlich den Bereich um die Strahlachse ab. Die Elektronenidentifikation wird im Gegensatz zu HADES erst nach der Spurfindung vollzogen.

Für die in dieser Arbeit zentrale Observable der Dielektronen wird der gemeinsame Überlapp der Strahlenergiebereiche beider Experimente von  $4,5\text{ AGeV}$  betrachtet, um die Dielektronen unabhängig voneinander zu messen. Das Ziel dieser Arbeit ist Simulationen für diese Strahlenergie für Ag+Ag-Kollisionen in CBM durchzuführen, um diese Ergebnisse später mit Simulationsergebnissen für das HADES-Experiment zu vergleichen. Da physikalisch exakt das Gleiche passiert, sollten mit beiden Experimenten übereinstimmende Ergebnisse extrahiert werden. Es sollen die Performances der beiden Experimente für das gleiche System verglichen werden.

Für Au+Au-Kollisionen würde der Überlapp bei etwa  $2\text{ AGeV}$  liegen. Bei dieser Energie würde CBM geringere Qualität in den Messungen aufweisen. Daher werden Ag+Ag-Kollisionen verwendet.

#### 3.1 Das HADES-Experiment

Das **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer (HADES) Experiment ist ein fixed-target Experiment bei GSI in Darmstadt, welches an den SIS18 Teilchenbeschleuniger angeschlossen ist. Ziel des Experiments ist die Untersuchung von Kernmaterie bei hohen Baryonendichten, eng verbunden mit klassischen Fragestellungen aus der Hadronenphysik wie der Generation von Masse durch die Brechung der chiralen Symmetrie.

HADES spezialisiert sich auf die Messung von Elektron-Positron-Paaren (Dielektronenpaare), die, wie in 2.5 beschrieben, als elektromagnetische Observable vielversprechend sind. Die Zerfallskanäle von Vektormesonen in Dielektronenpaare weisen allerdings eine sehr kleine Zerfallsbreite auf. Daher sind die Dielektronenpaare eine seltene Observable und man ist auf einen großen Umfang an aufzunehmenden Daten angewiesen.

Abbildung 5 zeigt das HADES-Spektrometer.

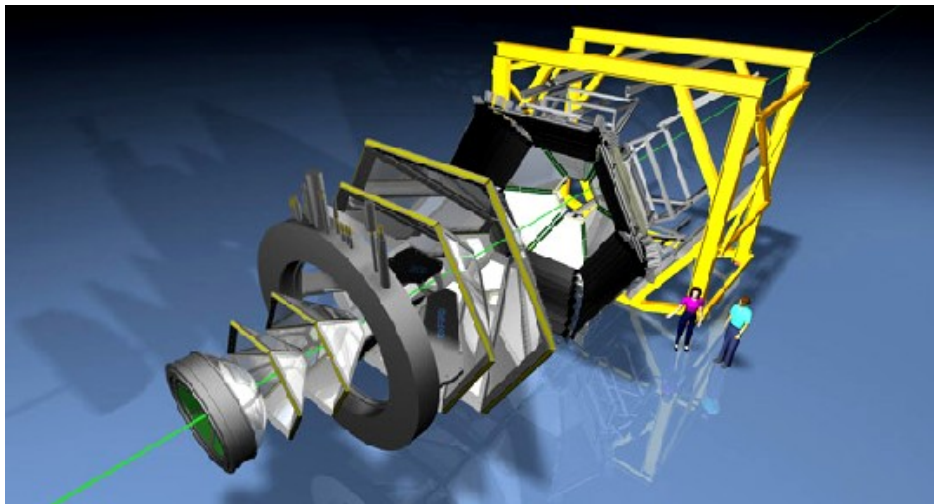


Abbildung 5: Das HADES-Spektrometer[5].



### 3.1.1 Aufbau des HADES-Experiments

HADES ist ein Experiment, das eine hohe geometrische Akzeptanz aufweist,  $18^\circ - 85^\circ$  im polaren, sowohl volle Akzeptanz im azimuthalen Winkelbereich. Wie zuvor beschrieben, ist diese hohe Akzeptanz gepaart mit hohen Eventraten, aufgrund der kleinen Zerfallsbreiten der Zerfallskanäle der Vektormesonen in Dielektronenpaare, essentiell für die Detektion dieser Dielektronenpaare. Die hohe Eventrate erfordert schnelle Subdetektoren. Außerdem ist man auf eine gute Auflösung der invarianten Masse der Vektormesonen angewiesen, weswegen das HADES-Experiment auf eine hohe Impulsauflösung ausgelegt ist. Diese wird hauptsächlich durch vor und hinter dem Magnet eingesetzte Multi-Wire-Drift Chambers (MDCs) ermöglicht.

Die Produktion von Untergrund wird durch ein geringes Materialaufkommen minimiert.

Abbildung 6 zeigt das Schema des HADES-Spektrometers mit seinen einzelnen Komponenten.

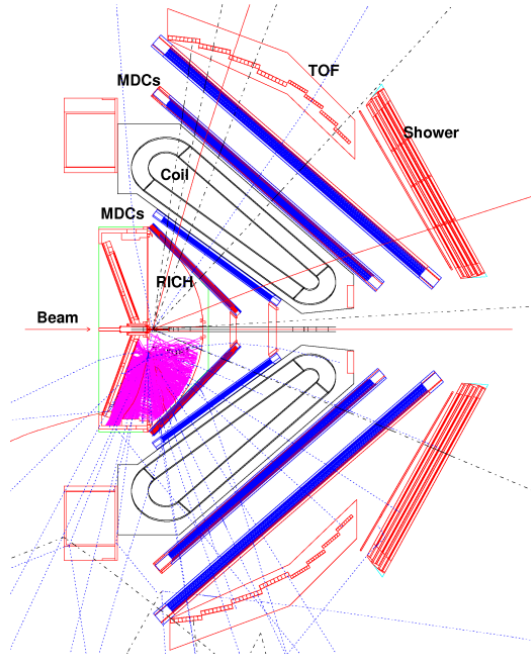


Abbildung 6: Schema der Subdetektoren des HADES-Spektrometers[6].

#### Das Target und die Startdetektoren

Das Target, auf das die beschleunigten Ionen geschossen werden, besteht aus mehreren hintereinander gespannten Goldfolien. Ob die Ionen tatsächlich in Wechselwirkung mit dem Target getreten sind, wird mithilfe von zwei Diamantzählern überprüft. Der erste Zähler (Startdetektor) registriert jedes auftreffende Teilchen, wohingegen der zweite Zähler (Vetodetektor) nur die Teilchen registriert, die nicht mit dem Target interagiert haben. Ausschließlich falls eine Interaktion stattgefunden hat, wird ein Signal ausgesendet, was z.B. als Startsignal der Time-of-Flight Messung dient.

#### Der RICH-Detektor

Der Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektor ist der Detektor, der letztendlich für die Detektion der Dileptonenpaare verantwortlich ist. Teilchen, die sich in einem Medium schneller bewegen, als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, senden sogenannte Cherenkovphotonen aus. Nach dem RICH Upgrade 2018 werden innerhalb des RICHs diese Cherenkovphotonen als Ring auf einer MAPMT-Ebene abgebildet. Durch eine geeignete Wahl des Radiators und mithilfe der gemessenen Eigenschaften des Rings ist es möglich, insbesondere Elektronen und Positronen von langsameren Teilchen zu unterscheiden und zu identifizieren. In HADES wird als Radiator Perfluorbutangas ( $C_4F_{10}$ ) verwendet.

## Multi-Wire-Drift-Chambers (MDCs)

Die MDCs werden in Kombination mit einem auf  $4,7K$  gekühlten supraleitenden Magneten in HADES zur Spurrekonstruktion der Teilchen verwendet. Mithilfe der Teilchenspur, insbesondere deren Krümmung, lässt sich der Impuls des Teilchens bestimmen. Dazu stehen zwei MDCs vor und zwei MDCs hinter dem Magneten. Innerhalb der MDCs befindet sich ein Gas, welches ionisiert wird, wenn Teilchen passieren. Die erzeugten Ladungsträger werden durch Anodendrähte registriert, welche hierbei gegeneinander rotiert sind. Mithilfe von Time to Digital Convertern (TDCs) werden die Signale verarbeitet und die Teilchenspuren rekonstruiert. Mithilfe der Driftzeit lässt sich bis auf Millimeter genau die Position des passierenden Teilchens bestimmen. Die Driftzeit ist die Zeit, die zwischen dem Ionisieren des Gases und dem Auslösen des Drahtsignals vergeht.

## Time of Flight Detektoren (ToF)

Der ToF-Detektor misst die Zeit, die ein Teilchen benötigt, um vom Startdetektor zum ToF-Detektor zu kommen. Da die Weglänge bekannt ist, kann so die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt werden. Mithilfe der so gemessenen Geschwindigkeit und des Impulses, der in den MDCs bestimmt wird, lassen sich die Teilchen unterscheiden und identifizieren.

HADES beinhaltet zwei verschiedenen ToF Detektoren. Zum einen befinden sich im Bereich kleiner Streuwinkel die Resistive-Plate-Chambers (RPCs), die aufgrund ihrer Granularität, Messungen bei hohen Spurdichten ermöglichen. Unter größeren Streuwinkeln befinden sich Anordnungen aus Szintillatorstäben und Photomultipliern.

## Die Pre-Shower-Detektoren

Elektronenpaare müssen in HADES eindeutig identifiziert und von den anderen Teilchen unterschieden werden. Um dies trotz der relativ kleinen Rate der Produktion von Elektronen zu gewährleisten, werden Pre-Shower-Detektoren als letzte Einheit in HADES verbaut, die Elektronen von Hadronen unterscheiden. Dies gelingt unter kleinen Streuwinkeln keinem vorherig installiertem Detektor.

Die Pre-Shower-Detektoren bestehen aus mehreren Lagen aus Detektoren und Blei. Die mehreren Schichten des Blei sorgen dafür, dass Elektronen durch Bremsstrahlung Schauer verursachen. Hadronen hinterlassen in den Pre-Shower-Detektoren keinen Schauer.

## 3.2 Das CBM-Experiment

Das **C**ompressed **B**aryonic **M**atter **E**xperiment an der **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**earch (FAIR) ist, wie das HADES Experiment, ein „Fixed-Target-Experiment“. Die Strahlenergien von CBM reichen beim Anschluss an den SIS100-Teilchenbeschleuniger von  $2 - 11 AGeV$  (Au+Au) sowie beim Anschluss an das Teilchenbeschleuniger-Upgrade SIS300 bis zu  $35 AGeV$ . Durch die Messungen bei verschiedenen Energien sollen verschiedene Temperatur- und Baryonendichtebereiche des QCD-Phasendiagramms erforscht werden. Die Untersuchungen beschränken sich dabei auf hohe Netto-Baryonendichten, wo auch exotische Phasen, wie z.B. die „quarkyonic Phase“ [15] existieren könnten (3). Generell gilt es diese Form komprimierter Kernmaterie zu charakterisieren und nach Indizien z.B. für den Phasenübergang 1. Ordnung in das QGP zu suchen.

Auch in CBM sind die Dielektronen eine Observable von Interesse, um die stark komprimierte Kernmaterie zu charakterisieren. Eine wesentliche Herausforderung von CBM ist es bei Wechselwirkungsraten bis zu  $10MHz$  zu agieren. Mithilfe schneller, strahlungsharter Detektoren und schneller Spurrekonstruktions- und Triggeralgorithmen wird es möglich sein, online etwa 1000 Teilchen pro Ereignis zu rekonstruieren und zu selektieren.

### 3.2.1 Aufbau des CBM-Experiments

Abbildung 7 zeigt den Aufbau mit allen Subdetektoren.

Am Anfang stehen der **M**icro-**V**ertex-**D**etector (MVD) und das **S**ilicon-**T**racking-**S**ystem (STS), welche von einem Dipolmagneten umgeben sind. Dahinter steht in Abhängigkeit des Setups der **R**ing **I**maging **C**herenkov **D**etector (RICH) oder die **M**uon **C**hamber (MuCh). Des Weiteren folgen der **T**ransition **R**adiation **D**etector (TRD) und die **R**esistive **P**late **C**hambers (RPCs), sowie

das **E**lectromagnetic **C**ALorimeter (ECAL) und der **P**rojectile **S**pectator **D**etector (PSD). Die RPCs gewährleisten die ToF-Messung.

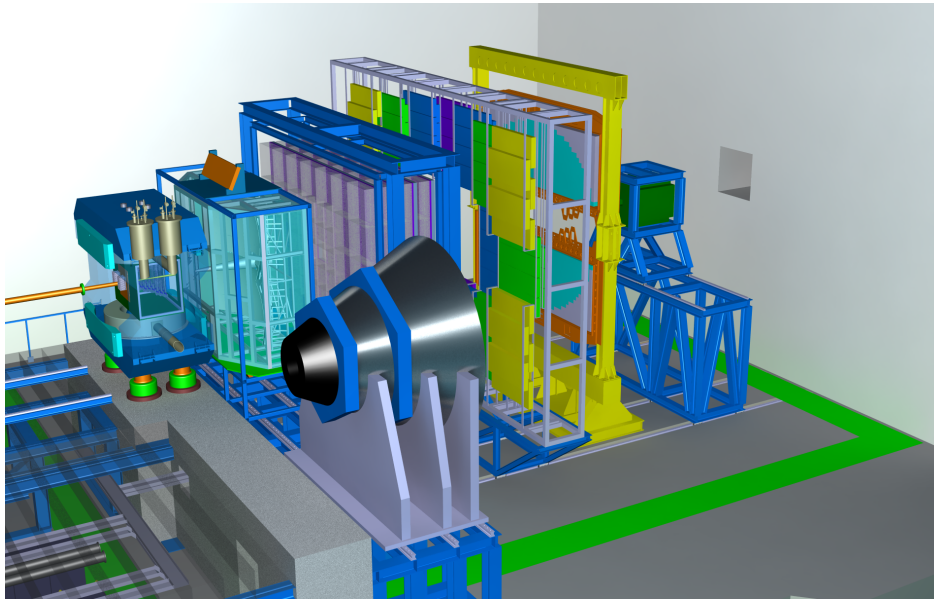


Abbildung 7: Aufbau des CBM-Experiments an SIS100 mit RICH und MuCh[7].

### Micro Vertex Detector

Der sich innerhalb des Dipolmagneten befindende MVD ist ein Silizium-Pixel-Detektor, der zur Messung der Vertices sekundärer Hadronenzerfälle dient. Der MVD ermöglicht eine extrem präzise Vertex- und Spurrekonstruktion direkt hinter dem Target bei moderater Auslesegeschwindigkeit, um so insbesondere Zerfälle von open-charm Teilchen zu identifizieren.

Der MVD ist innerhalb einer Vakuumkammer aufgebaut, um das Multiple Scattering der erzeugten Teilchen in Luft zu reduzieren. Zur Zeit sind drei bis vier Detektorstationen geplant. Abbildung 8 zeigt schematisch den konzeptionellen Aufbau des MVDs vor dem STS.

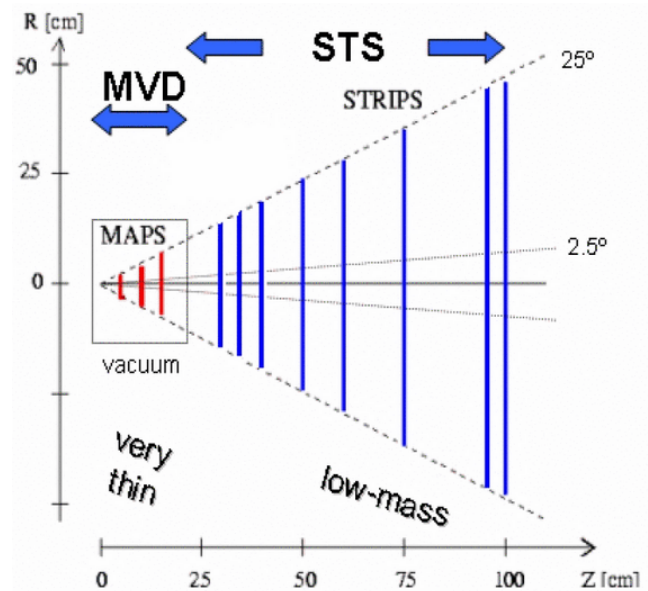


Abbildung 8: Schematischer Aufbau von MVD und STS[8].

## Silicon Tracking System

Das STS befindet sich direkt hinter dem MVD und dient zur Spurfindung der bei der Kollision erzeugten geladenen Teilchen. Er besteht aus acht Detektorlagen bestehend aus  $300\mu\text{m}$  dicken doppelseitigen Silicon Microstrips, die in größer werdenden Abständen relativ zur Strahlachse angeordnet sind. Aus der Krümmung der Spur, die durch den Dipolmagneten entsteht, kann der Impuls mit einer Genauigkeit von 1%-2% bestimmt werden.

## Der RICH Detektor

Der RICH-Detektor dient in CBM zur Identifizierung von Elektronen mit Impulsen bis zu  $8\frac{\text{GeV}}{c}$ . Als Radiator wird Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ) verwendet. Im Gegensatz zum HADES Experiment befindet sich der RICH-Detektor hinter dem Magneten, sodass die Spur der geladenen Teilchen bereits vor dem Eintritt in den RICH gekrümmt wird.

## Muon Chamber

Als Alternative zum RICH-Detektor kann die Myonenkammer in das Setup integriert werden. (Abb. 7).

Die Myonenkammer dient zur impulsabhängigen Identifikation von Myonen. Die Myonenkammer (Abb. 9) besteht aus mehreren Eisenplatten von mit zunehmender Distanz zum Target größerer Dicke, die als Hadronenabsorber dienen. Zwischen diesen Absorbern liegen jeweils Anordnungen von Detektortriplets, die die passierenden Teilchen registrieren. Um Untergrundmyonen zu reduzieren, die besonders aus Pionzerfällen entstehen, soll die Myonenkammer möglichst kompakt gehalten werden.

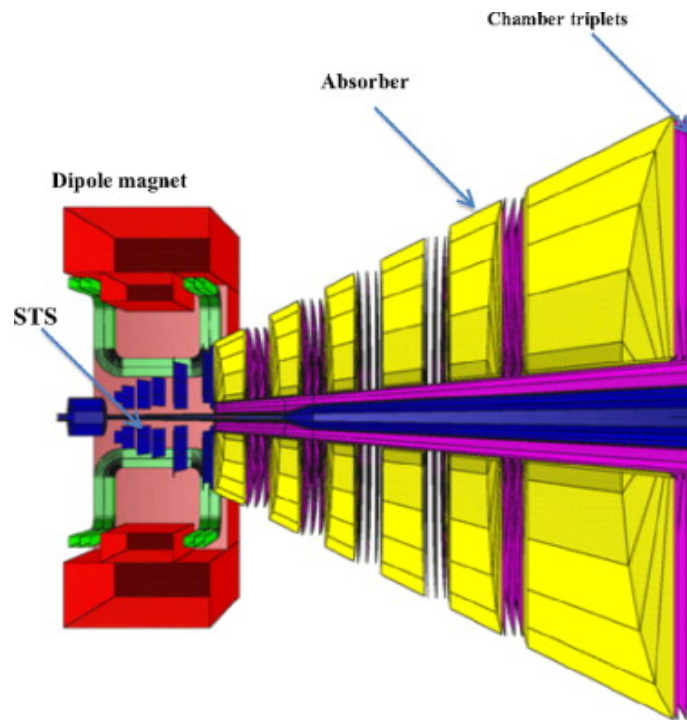


Abbildung 9: Skizze der Myonenkammer in Anschluss an den STS und den Dipolmagneten für SIS300 [9].

## Transition Radiation Detector

Zur weiteren Spurfindung hinter dem RICH Detektor ist der TRD geplant. Der TRD besteht aus bis zu drei Stationen, die jeweils in zwei bis vier Detektorlagen unterteilt sind. Des Weiteren sollen hier Elektronen sowie Positronen mit Impulsen  $p > 1,5\frac{\text{GeV}}{c}$  identifiziert und von den Pionen unterschieden

werden. Die Detektorgröße wird bei SIS100 zunächst reduziert sein.  
Die Gesamtfläche der Detektorebenen im TRD beträgt im Vollausbau etwa  $1100m^2$ .

### **Resistive Plate Chambers**

Die RPCs befinden sich hinter dem TRD und sollen mithilfe von Time-of-Flight (ToF) Messungen Hadronen identifizieren. Mithilfe der gemessenen Zeit und der somit implizierten Geschwindigkeit eines Teilchens lässt sich in Kombination mit der Impulsinformation die Masse des Teilchens bestimmen und so identifizieren (vgl. ToF in HADES).

### **Electromagnetic Calorimeter**

Die Energie von insbesondere Photonen und Elektronen wird mithilfe des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL) gemessen. Das ECAL ist ein klassisches Schaschlik-Kalorimeter, welches abwechselnd aus 140 alternierenden Schichten Blei und Szintillatoren zu je  $1mm$  Dicke besteht. Die hohe Anzahl an Schichten vergrößert die Genauigkeit der Messung. Außerdem sind durch verschiedene Geometrien des Layouts, welche durch die Größe der einzelnen Zellen und deren Abstand zum Target veränderbar sind, möglich.

Das ECAL wird nur verwendet, wenn das Experiment mit dem RICH-Detektor betrieben wird und wird an SIS100 zu Beginn nicht verfügbar sein.

### **Projectile Spectator Detector**

Der PSD gibt Auskunft über die Zentralität der Kollision und die Orientierung der Reaktionsebene, indem er die Nukleonen misst, die nicht an der Kollision teilgenommen haben. Diese sogenannten Spectators sind für die Analyse für Event-by-Event Observablen und dem elliptischen Fluss von großer Wichtigkeit.

Der PSD ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit 108 Modulen zu je 60 alternierenden Lagen und hoher Energieauflösung. Die Energieauflösung ist wichtig, um die Spectators korrekt zu identifizieren.

## 4 Simulation der Dielektron Rekonstruktion in CBM

### 4.1 CBMROOT Simulationsframework

Die Simulationen innerhalb dieser Arbeit wurden innerhalb des CBMROOT C++ Simulationsframeworks durchgeführt.

CBMROOT beinhaltet unter anderem Teilchen- und Eventgeneratoren und verbindet diese mit GEANT, um die Teilchen, die durch die Detektorgeometrie fliegen, zu verfolgen. GEANT dient der Berechnung der Wechselwirkung der vorhandenen Teilchen mit Materie. Damit benötigt GEANT genaue Informationen über das implementierte Material, die generierten Teilchen und die Geometrie des Detektors. Um die Analyse an die Realität anzupassen, werden die Daten der Simulation mit Hilfe von Wissen über Effizienzen und Akzeptanzen in detektornahe Daten umgewandelt. Diese Daten sollten dann den späteren im Experiment aufgezeichnete Daten weitmöglichst entsprechen. Diese Daten werden dann sowohl im Experiment als auch in der Simulation derselben Rekonstruktionsalgorithmen unterworfen. Die so produzierten Daten sind dann Grundlage der physikalischen Analyse und enthalten z.B. Informationen über Impuls, mögliche RICH Ringe etc. Für Machbarkeitsstudien ist es wichtig, die rekonstruierten Daten mit dem ursprünglichen Monte-Carlo Input zu vergleichen, um z.B. Effizienzen zu berechnen. Außerdem ist es möglich die Trajektorien der Teilchen in einem Event-Display grafisch darzustellen.

Mit Hilfe des **Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) Simulation Packages** [16] werden Proton-Proton, Proton-Nukleus oder Nukleus-Nukleus Kollisionen simuliert. Die Daten einer solchen Kollision werden in ROOT-Dateien gespeichert und später in die Simulation des Experiments als Input eingespeist. Die ROOT-Dateien beinhalten jegliche Informationen aller in der Kollision entstehenden Teilchen.

Als weiterer Input dienen ROOT-Dateien, die mit Hilfe des PLUTO-Generators [17][18] produziert werden. Da die Wirkungsquerschnitte der interessierenden Vektormesonen (siehe 2.5) meist sehr klein sind, ist man in den Experimenten auf eine sehr große Statistik angewiesen. Der PLUTO-Generator dient zur künstlichen Erzeugung weiterer Teilchen, die in die Simulation zusätzlich zu den UrQMD-Dateien eingebettet werden, um die Statistik in der Simulation zu erhöhen.

Der PLUTO-Generator liefert Dileptonen aus Vektormesonzerfällen mit vorgegebenen kinematischen Verteilungen. Um später die Ergebnisse realitätsnah darzustellen, werden die simulierten Signale wieder mit Hilfe von Gewichtsfaktoren skaliert. Diese Gewichtsfaktoren berücksichtigen sowohl das Zerfallsverhältnis als auch die tatsächliche Multiplizität pro Ereignis.

Der Input, bestehend aus UrQMD- und PLUTO-Dateien, weist wohldefinierte Parameter für Energie, Impuls, etc. auf. Diese Parameter werden als Monte-Carlo-Information bezeichnet. Die generierten Teilchen werden nun durch die Detektorgeometrie geschickt und hinterlässt Signale in den Detektoren. Anhand diesen Signalen werden erneut Informationen wie z.B. Masse und Impuls rekonstruiert. Die Monte-Carlo-Daten werden mit Hilfe der Infos zu etwa den Detektoreffizienzen und den Auflösungen in realitätsnahe Daten umgewandelt.

Mit den rekonstruierten Daten wird dann die Analyse gestartet. In der Analyse wird dann versucht das Signal der Dielektronen aus Vektormesonzerfällen zu extrahieren.

### 4.2 Ziele der Simulation

Wie in 2.5 beschrieben, sind die Dileptonen eine Observable von großem Interesse, da sie Informationen aus dem Innersten der Kollisionszone enthalten. Aufgrund der zentralen Stellung dieser Observable ist man auf eine hohe Qualität der Messungen angewiesen. Um die Ergebnisse der Messungen verifizieren zu können, liegt es nahe, die Dielektronen von zwei unterschiedlichen und voneinander unabhängigen Systemen messen zu lassen.

An FAIR in Darmstadt stehen dazu die beiden Experimente CBM und HADES zur Verfügung. Die Strahlenergiebereiche, für die die beiden Experimente ausgelegt sind, befinden sich in verschiedenen Regionen, weisen jedoch einen Überlapp im Bereich bei etwa 4,5 AGeV Strahlenergie für mittelgroße Kerne auf. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit genau diese Strahlenergie für CBM untersucht, um die Ergebnisse daraufhin mit den Simulationsergebnissen von HADES zu vergleichen.

Der Hauptunterschied der beiden Detektorkonzepte ist, dass in CBM zuerst das Tracking mit Hilfe des TRDs und dem verwendeten Magneten vollzogen wird und danach erst die Elektronenidentifika-

tion mit Hilfe des RICHs. In HADES kommt zuerst der RICH und dahinter der TRD mitsamt des Magneten. Die Experimente sind komplementär zueinander.

Die Kollision, die zum Vergleich der Dielektronenrekonstruktion in den beiden Experimenten dienen soll, ist eine Ag+Ag Kollision.

Durch diese beiden Simulationen soll die Performance der beiden Experimente getestet werden. Da physikalisch exakt das Selbe passiert, erhofft man sich am Ende konsistente Daten der beiden Experimente.

Neben den Simulationen von Ag+Ag Kollisionen bei  $4,5\text{ AGeV}$  Strahlenergie werden in dieser Arbeit auch Au+Au-Kollisionen bei  $8\text{ AGeV}$  Strahlenergie vorgestellt. Dieses System wurde bereits zuvor simuliert [19] und die Ergebnisse können damit verglichen werden. Da seit der damaligen Simulation im Jahr 2016 die Geometrie des RICH Detektors überarbeitet wurde [20], ist dies eine wichtige Überprüfung der Performance der Dielektronen Analyse.

### 4.3 Quellcode der Simulation

Der Quellcode der im Folgenden untersuchten Simulationen befindet sich innerhalb des CBMROOT-Quellcodes in den Ordnern `/macro/analysis/dielectron/` für die ausführenden Makros und Skripte und in `/analysis/dielectron/` für die Analyseklassen. Innerhalb der Analyseklassen werden mit Hilfe der Informationen aus den in der Simulation und Rekonstruktion produzierten ROOT-Dateien Histogramme befüllt und gezeichnet. Zum Zeichnen der Analyse der einzelnen PLUTO-Teilchen existiert das Makro `draw_analysis.C`. Zum Zeichnen einer kumulierten Analyse aller PLUTO-Teilchen existiert das Makro `draw_analysis_all.C`. Zu jedem dieser Makros gibt es eine dazugehörige Klasse, dessen Objekt innerhalb des jeweiligen Makros initialisiert wird (`CbmAnaDielectronTaskDraw.cxx` und `CbmAnaDielectronTaskDrawAll.cxx`).

Außerdem werden die Daten der Simulation zum Zwecke der Untergrunduntersuchung mittels verschiedener Cuts bearbeitet. Diese Cuts, die ein Hauptbestandteil der Analyse darstellen, sind größtenteils innerhalb der Klasse `CbmLmvmCuts.h` definiert. Die Cuts für die neuronalen Netze des RICHs und des TRDs, die zur Elektronenidentifizierung genutzt werden, befinden sich unter `/littrack/cbm/elid/` innerhalb der Klasse `CbmLitGlobalElectronId.cxx`. Außerdem müssen diese Cuts auch innerhalb des Makros `run_litqa.C`, das für das Tracking verantwortlich ist, spezifiziert werden.

Die UrQMD- und PLUTO- Dateien befinden sich auf dem Kronos-Server der GSI, Darmstadt (siehe Kapitel 5.1 und 6.1).

Die Skripte, die für die Simulation benutzt werden, sind ebenfalls in `/macro/analysis/dielectron` zu finden und heißen `run_sim.sh` und `sim.sh` für die Au+Au-Simulation und `run_sim_agag.sh` und `sim_agag.sh` für die Ag+Ag-Simulation. Dort werden vor Allem die Pfade zu den verwendeten UrQMD- und PLUTO-Dateien und zu den verwendeten Makros, sowie zu den Ordnern, in denen die Ergebnisse gespeichert werden sollen, gesetzt und letztendlich die Jobs auf der Batch-Farm eingereicht. Außerdem werden dort Umgebungsvariablen gesetzt, wie z.B. die verwendete Kollisionsenergie und die „Flags“ zur Inklusion von UrQMD- und PLUTO-Dateien.

Die Multiplizitäten und die Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen sind in der Klasse `CbmAnaDielectronTask.cxx` innerhalb der Funktion `SetEnergyAndPlutoParticle` implementiert.

Die Detektorgeometrien werden mit Hilfe von Makros definiert. Innerhalb dieser Makros müssen nur die sogenannten „Tags“ spezifiziert werden. Die Tags verweisen auf die Namen der verschiedenen Geometrien der Subdetektoren. Die Makros, die diesen Simulationen zu Grunde liegen, sind das Makro `/macro/analysis/dielectron/geosetup/dielectron_sis100.C` für die Au+Au Simulation und `/macro/analysis/dielectron/geosetup/dielectron_sis100_field60.C` für die Ag+Ag-Simulation. Der einzige Unterschied ist der Skalenfaktor für das magnetische Feld. Im folgenden sind die Tags der verwendeten Geometrien der Subdetektoren aufgeführt.

Komponente der Detektorgeometrie	Tag der Komponente
Magnet	v15a
Strahlrohr	v16b_1e
MVD	v17a_tr
STS	v16g
RICH	v17a_1e
TRD	v17n_1e
ToF	v16c_1e
PSD	v17a
Magnetfeld	v12b
Detektorplattform	v13a

Tabelle 1: Tags der in der Simulation verwendeten Komponenten der Detektorgeometrie. Der MVD ist ausschließlich als Material in der Ag+Ag-Analyse vorhanden.

Die verwendete Dicke der Targets beträgt  $25\mu\text{m}$ , sowohl für Silber als auch für Gold. Die Dicke des Targets muss innerhalb des Makros `run_sim.C` festgesetzt werden.

Für die Rekonstruktion und die Digitalisierung existieren die beiden Standardmakros `reconstruct.C` und `digitize.C` im Ordner `/macro/run/modules/`. Das zur Verfügung stehende Magnetfeld wird in der Au+Au-Kollision mit halber Stärke betrieben, wobei in der Ag+Ag-Kollision die Stärke bei 60% liegt.

Um am Ende alle gefüllten Histogramme aus allen Dateien zusammenzufügen, existiert das Skript `hadd_many.sh`. Die entstehenden ROOT-Dateien können mit Hilfe des Skripts `copy_files.sh` in den jeweiligen Benutzerordner auf den GSI-Servern `/u/[user]` kopiert werden, wovon sich dann die Dateien auf den lokalen Rechner kopieren lassen. Dann kann man die zusammengeführten Ergebnisse mit Hilfe der Zeichnungsmakros zeichnen und somit speichern.

Die Reihenfolge der auszuführenden Skripte und Makros ist im Nachfolgenden aufgeführt.

**`run_sim.sh/sim.sh`  $\rightarrow$  `hadd_many`  $\rightarrow$  `copy_files`  $\rightarrow$  `draw_analysis.C/draw_analysis_all.C` (lokal)**

Die SVN-Revision des gesamten Quellcodes war die Version 12964. Der Ordner der Klassen und Makros `/analysis/dielectron/` finden sich unter der Revision 13464.



## 5 Machbarkeitsstudie der Dielektronenmessung in zentralen Au+Au Kollisionen bei 8AGeV Strahlenergie

In diesem Kapitel werden die Simulationsergebnisse für zentrale Au+Au Kollisionen bei 8AGeV Strahlenergie (SIS100) vorgestellt. Ähnliche Simulationen wurden bereits zuvor durchgeführt [19]. Seitdem wurde aber die RICH Geometrie grundlegend überarbeitet [20]. Diese Simulation dient also dazu, die Machbarkeit der Dileptonen Messung auch mit dem neuen Aufbau zu zeigen. Weiterhin wurden die angenommenen Multiplizitäten verändert: Zuvor wurden Multiplizitäten von HSD [21] verwendet, nun eine Vorhersage des thermischen Modells wie hier [22] zusammengefasst. Tabelle 3 zeigt die hier verwendeten und die davor genutzten Werte. Um den Einfluss der zum Teil sich erheblich unterscheidenden Werte zu zeigen, werden in Kapitel 5.7 Invariante-Masse-Spektren für beide Fälle gezeigt. Diese erfolgreiche Simulation dieses CBM-Standards ist dann eine gute Basis für die Simulation von Ag+Ag Kollisionen bei 4, 5AGeV Strahlenergie. Als Signal für die Analysen der Cuts dient der klassische Zerfall des  $\omega$ -Mesons in ein Dielektronenpaar ( $\omega \rightarrow e^+ + e^-$ ).

### 5.1 PLUTO- und UrQMD-Dateien

Für die 8 AGeV Au+Au-Simulation befinden sich die UrQMD-Dateien in dem Ordner `/lustre/nyx/cbm/prod/gen/urqmd/auau/8gev/centr/`.

Die PLUTO-Dateien befinden sich in den in Tabelle 2 aufgeführten Ordnern auf dem Kronos-Server der GSI.

PLUTO-Zerfall	Ordner der PLUTO-Dateien
$\omega \rightarrow e^+e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/auau/cktA/8gev/omega/epem/</code>
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/auau/cktA/8gev/omega/pi0epem/</code>
<b>in medium</b> $\rho \rightarrow e^+e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/auau/cktRapp/8gev/rapp.inmed/epem/</code>
$\phi \rightarrow e^+e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/auau/cktA/8gev/phi/epem/</code>
QGP-Strahlung	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/auau/cktRapp/8gev/rapp.qgp/epem/</code>

Tabelle 2: Ordner der PLUTO-Dateien für die Au+Au-Simulation.

Mit Hilfe der PLUTO-Dateien werden die verschiedenen Zerfälle in die UrQMD-Ereignissen eingebettet.

Für das  $\rho$ -Meson *in medium* und die QGP-Strahlung sind die PLUTO-Dateien die gleichen wie für 25AGeV Strahlenergie. Allerdings wird daher dann in der weiteren Analyse dieses Signal mit einem Faktor 0,5 herunterskaliert. Der Faktor entspricht in etwa dem Verhältnis der Zahl der Pionen pro Event.

Für die anderen Zerfälle wird ein Dilepton pro Event eingebettet. Die Signale werden dann mit den Skalierungsfaktoren multipliziert, um die Zahlen der Realität anzupassen.

Die verwendeten Skalierungsfaktoren, die für die Rückskalierung der PLUTO-Signale nötig sind, sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die Skalierungsfaktoren von 2010 wurden aktualisiert. Für beide Sets von Skalierungsfaktoren wurde die Simulation durchgeführt.

PLUTO-Zerfall	alte Multiplizitäten	neue Multiplizitäten	Wirkungsquerschnitt	Events
$\omega \rightarrow e^+e^-$	19	2,5	$7,28 \cdot 10^{-5}$	977000
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	19	2,5	$7,7 \cdot 10^{-4}$	988000
<b>in medium</b> $\rho \rightarrow e^+e^-$	0,5	0,5	$4,45 \cdot 10^{-2}$	989000
$\phi \rightarrow e^+e^-$	0,12	0,365	$2,97 \cdot 10^{-4}$	992000
QGP-Strahlung	0,5	0,5	$1,15 \cdot 10^{-2}$	993000

Tabelle 3: Verwendete Multiplizitäten für zentrale Au+Au Kollisionen bei  $8A\text{GeV}$ . Für die Multiplizitäten wurden Werte von HSD ( $10A\text{GeV}$  Strahlenergie) [21] sowie von einem thermischen Modell [23] verwendet. Beiträge des  $\rho$ -Mesons und des  $\omega$ -Mesons *in medium* sowie möglicher QGP-Strahlung stammen von [24] und [25]. Die Skalierungsfaktoren erhält man durch die Multiplikation der Multiplizitäten mit dem Wirkungsquerschnitt.

Andere Quellen von Dileptonen wie  $\gamma$ -Konversionen und  $\pi^0$ -Dalitz Zerfälle werden in GEANT ausgeführt.

## 5.2 Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren

Um eine realitätsnahe und aussagekräftige Analyse durchführen zu können, müssen alle Subdetektoren korrekt arbeiten. Es muss überprüft werden, dass die Teilchen korrekt rekonstruiert und identifiziert werden.

Um eine qualitative Aussage über die Performance der einzelnen Detektoren treffen zu können, werden die rekonstruierten und/oder identifizierten Spuren und die Monte-Carlo Daten verglichen, um Effizienzen zu berechnen, die die Qualität der Rekonstruktion zeigen und prüfen ob alle Routinen erwartungsgemäß funktionieren.

### STS Tracking

Nach der Kollision müssen die Teilchenspuren im STS rekonstruiert werden. Es werden vier aufeinanderfolgende Signale im STS verlangt, damit die Spur als rekonstruiert bezeichnet wird. Wie in Abbildung 10a zu sehen ist, werden im STS 97,4% der Spuren der Elektronen sowie 94,1% der Spuren aller geladenen Teilchen, die dort detektiert werden, rekonstruiert.

Man sieht, dass beide Kurven für Impulse größer als  $1,0 \frac{\text{GeV}}{c}$  konstant hoch ist, wobei für kleinere Impulse Verluste zu sehen sind, da bei kleineren Impulse die Teilchen stärker gebeugt werden und somit nicht zwingend vollständig vom Detektor erfasst werden.

Wie zuvor beschrieben, wird der MVD innerhalb der Au+Au-Analyse nicht verwendet.

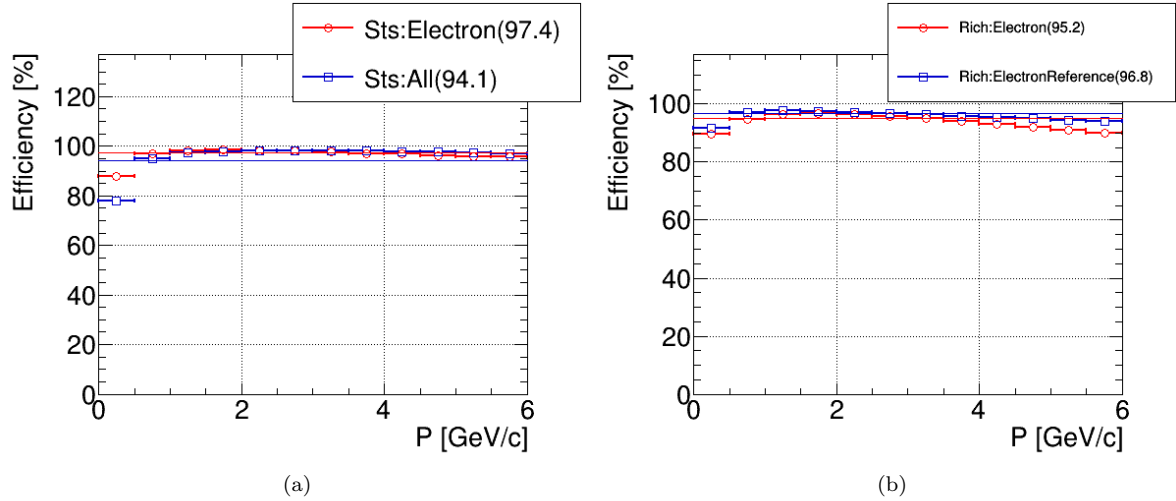


Abbildung 10: Effizienzen der lokalen Rekonstruktion (a) der Spuren von Elektronen und aller geladenen Teilchen im STS und (b) von Elektronenringen mit 7 Hits pro Ring (rot) und 15 Hits pro Ring (blau).

### RICH Ringrekonstruktion

Für die Ringrekonstruktion im RICH werden zwei verschiedene Ringklassen betrachtet (Abb. 10b). Die rote Kurve zeigt die Effizienz der Elektronenringe, die mindestens sieben Hits aufweisen, wohingegen die blaue Kurve nur Ringe berücksichtigt, die mindestens 15 Hits haben.

Aufgrund der schärferen Einschränkung der blauen Kurve ist die Effizienz dort ein wenig höher, da ein Ring dann zuverlässiger dem entsprechenden Teilchen zugeordnet werden kann. Dadurch werden weniger Pionenringe als Elektronenringe identifiziert.

Im Gegensatz zu den anderen Detektoren sieht man, dass die Effizienz für größere Impulse wieder abfällt, nachdem sie bei ca.  $2 \frac{\text{GeV}}{c}$  ein Maximum erreicht. Je größer der Impuls der Teilchen ist, desto größer werden die Ringe. Größere Ringe werden schwieriger aufgelöst, da die Punkte im Detektor weiter auseinander liegen. Für die blaue Kurve sieht man einen weniger starken Abfall, da eine größere Anzahl verlangt und somit eine höhere Dichte der Hits erreicht wird. Es werden also weniger Sammlungen von Punkten fälschlich als Ring identifiziert.

### TRD Tracking

Die Rekonstruktion der Elektronenspuren im TRD gelingt zu 90,7%, wohingegen die Rekonstruktion aller geladenen Teilchen zu 92,5% erfolgreich ist (Abb. 11a).

Auch für den TRD ist die Effizienz für höhere Impulse größer als für kleine Impulse, da Teilchen mit kleinem Impuls durch das Magnetfeld oft aus dem Detektor gelenkt werden und somit öfter nicht vollständig vom TRD erfasst werden. Somit werden nicht ausreichend viele Signale hinterlassen, sodass der Impuls weniger gut aus der Spur rekonstruiert werden kann.

Es werden mindestens zwei Hits im TRD verlangt, damit die Spur rekonstruiert werden kann.

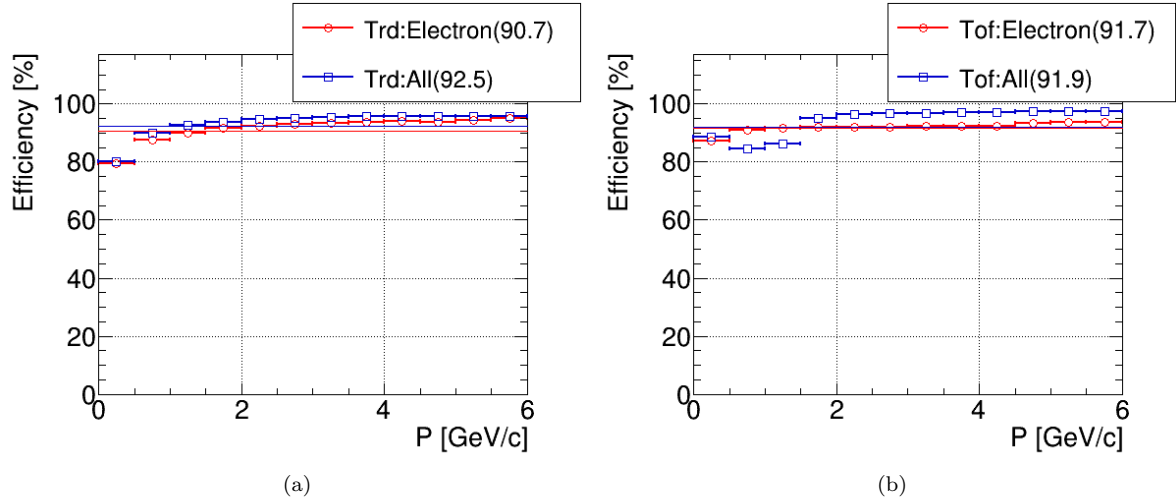


Abbildung 11: Effizienzen der lokalen Rekonstruktion (a) der Spuren von Elektronen und aller geladenen Teilchen im TRD und (b) der Hits von Elektronen und allen geladenen Teilchen im ToF.

### ToF Hit Rekonstruktion

Für den ToF sieht man für die Elektronrekonstruktion nahezu konstante Werte (91,7%). Die Identifizierung aller Teilchen ist für hohe Impulse konstant hoch, sodass kleinere Effizienzen bei niedrigen Impulsen ausgeglichen werden können. Gemittelt kommt die Identifizierung aller Teilchen auf eine Effizienz von 91,9%.

### 5.3 Globale Rekonstruktion für $e^\pm$

Auch für die globale Rekonstruktion von Elektronen und Positronen wird unter Verwendung der Monte-Carlo-Daten eine Effizienz der globalen Rekonstruktion berechnet. Eine Monte-Carlo-Spur eines Elektrons wird dann als vollständige und somit akzeptierte Spur eines Elektrons bezeichnet, wenn die Spur vier aufeinanderfolgende Signale im STS, sieben RICH Ring Hits, zwei Punkte im TRD und ein Signal im ToF aufweist. Daraufhin lassen sich die rekonstruierten Elektronenspuren mit diesen Monte-Carlo Elektronenspuren vergleichen, sodass sich die Effizienz der globalen Rekonstruktion der Elektronen und Positronen berechnen lässt durch

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl rekonstruierter Elektronenspuren in allen Detektoren}}{\text{Anzahl akzeptierter Monte-Carlo Elektronenspuren}} \quad (5.1)$$

Außerdem ist es möglich die Effizienz für verschiedene Detektorkombinationen zu berechnen. So können beispielsweise größere Abfälle der Effizienz unter zusätzlicher Verwendung eines Detektors erkannt werden. In einem solchen Fall müsste überlegt werden, ob es für die Dielektronrekonstruktion besser wäre, auf den Detektor zu verzichten, der dieses Problem hervorruft.

Die Effizienz der globalen Elektronenspurrekonstruktion beläuft sich unter Verwendung aller Subdetektoren für große Impulse auf 77,7% (Abb. 12).

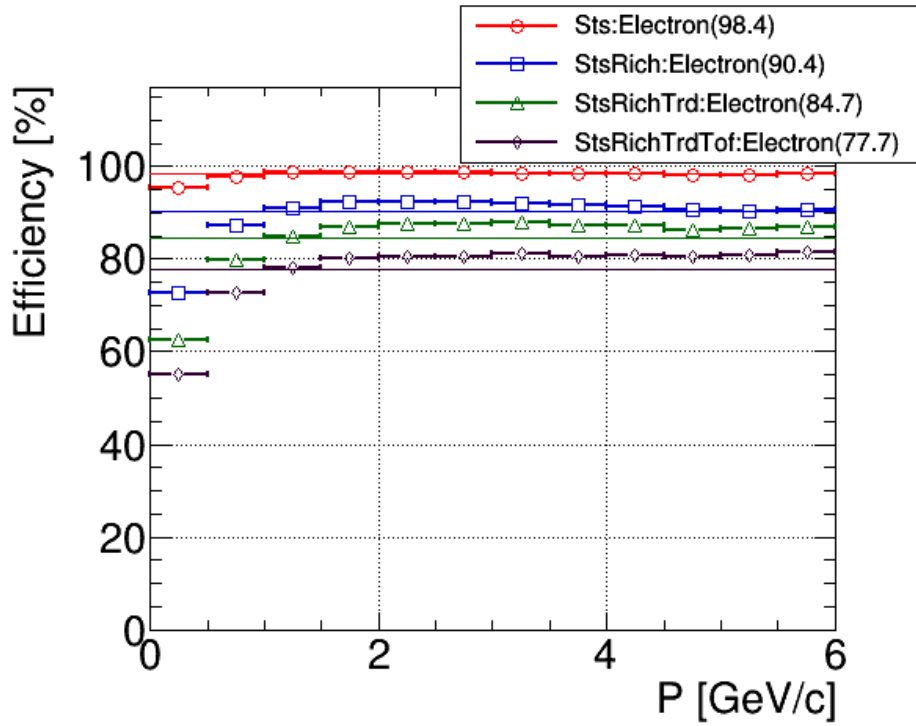


Abbildung 12: Effizienzen der globalen Rekonstruktion der Elektronenspuren mit den in der Grafik angegebenen Detektorkombinationen.

Zu beachten ist, dass hier die Effizienz im STS höher ist als in der lokalen Rekonstruktion, da hier nur vollständig rekonstruierte Elektronenspuren berücksichtigt werden. Ein Elektron, was auch in den weiteren Detektoren noch als Elektron identifiziert wird, weist folglich eine höhere Wahrscheinlichkeit auf, im STS richtig rekonstruiert zu werden.

#### 5.4 Identifikation von $e^\pm$ und Pionenunterdrückung

Um zu überprüfen, wie viele der Teilchenspuren, die in allen Detektoren als Elektron identifiziert werden, auch wirklich einer globalen Elektronspur zugeordnet werden und somit korrekt identifiziert werden, wird auch hier wieder eine Effizienz betrachtet.

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl identifizierter Elektronen}}{\text{Anzahl der in allen Detektoren akzeptierten Elektronen}} \quad (5.2)$$

Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass auch Pionen als Elektron identifiziert werden können, da zum einen der Detektor ab einer gewissen Energie den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Pion und Elektron nicht mehr auflösen kann und zum anderen können insbesondere im RICH Detektor auch Ringe von sekundären Elektronen fälschlicherweise einer Pionenspur zugeordnet werden. Die Pionenunterdrückung wird durch

$$\text{Pionenunterdrückung} = \frac{\text{Anzahl rekonstruierter Pionen in allen Detektoren}}{\text{Anzahl als Elektron identifizierte Pionen}} \quad (5.3)$$

berechnet.

Das heißt, es wird eine große Pionenunterdrückung beabsichtigt. Es muss ein Kompromiss zwischen Pionenunterdrückung und Effizienz der Elektronenidentifikation gefunden werden, da eine höhere Pionenunterdrückung zwangsweise eine verringerte Effizienz der Elektronenidentifikation zur Folge hat und umgekehrt.

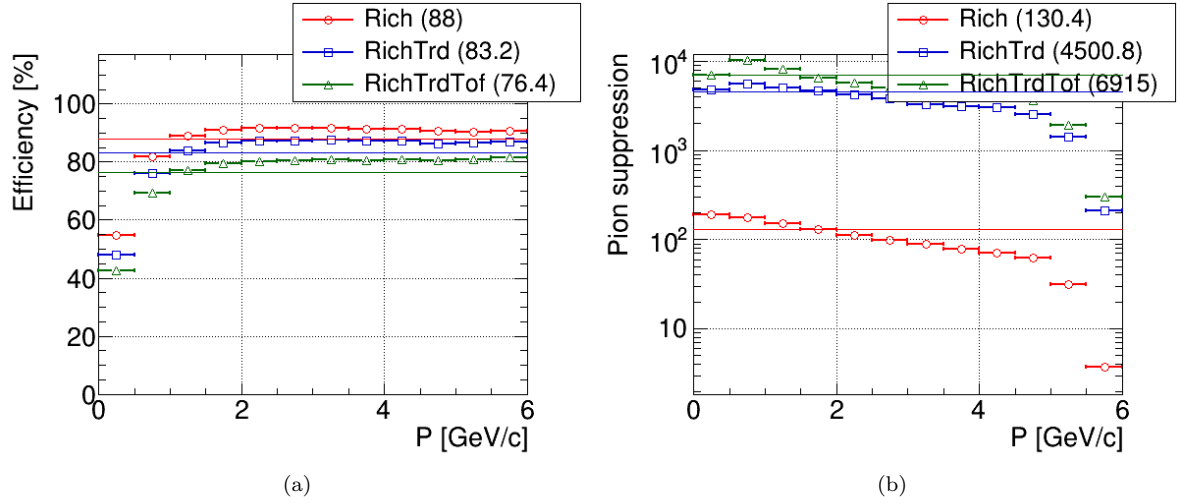


Abbildung 13: (a) Effizienz der Elektronenidentifizierung und (b) Pionunterdrückung innerhalb der Au+Au-Analyse in CBM.

Nach einem Test der Cuts für die Outputs der zur Elektronenidentifizierung verwendeten neuronalen Netze im RICH und TRD (siehe 5.5.2) wurde eine Effizienz der Elektronenidentifizierung von 76,4% und eine Pionunterdrückung von etwa 7000 Pionen über alle Detektoren erreicht.

## 5.5 Untergrundanalyse

Innerhalb einer Schwerionenkollision entstehen Hunderte an Teilchen. Dielektronenpaare aus Vektormesonzerfällen sind demgegenüber eine sehr seltene Observable (Tab. 3). Große Quellen von Dielektronenpaaren sind  $\gamma$ -Konversionen oder  $\pi^0$ -Dalitz Zerfälle. Diese Dielektronen zeichnen sich im Vergleich zu Vektormesonzerfällen durch sehr kleine Öffnungswinkel und damit eine spezielle Topologie aus. In Schwerionenkollisionen überdeckt der Untergrund das Signal zunächst meistens vollständig. Mit Hilfe der Untergrundanalyse und gezielten Selektionskriterien vor allem von Spurpaaren wird versucht, den Untergrund zu minimieren und so die Signale der Dielektronen aus Vektormesonzerfällen zu extrahieren.

### 5.5.1 Der $\chi^2_{prim}$ -Cut

In der Simulation kollidieren die Schwerionen und erzeugen so eine große Menge an Teilchen. Die Teilchen hinterlassen Signale in den Detektoren, die dann zu Teilchenspuren rekonstruiert werden.

Ein Maß für die Abweichung des Fits der Teilchenspur, der mit Hilfe der berechneten Parameter erstellt wird, von den Messpunkten ist die Messgröße  $\chi^2$ . Je größer die Abweichung der gefitteten Teilchenspur von den Detektorsignalen ist, desto größer ist auch  $\chi^2$ . Dabei unterscheidet man den Spurfit selber und den Fit mit der zusätzlichen Restriktion, dass diese Spur vom Primärtarget stammt ( $\chi^2_{prim}$ ).

Der  $\chi^2_{prim}$ -Cut dient hier also zur Filterung qualitativ gut am Primärtarget rekonstruierter Teilchenspuren. Sobald eine rekonstruierte Teilchenspur ein  $\chi^2_{prim}$  größer als der  $\chi^2$ -Cut aufweist, wird diese für die weitere Analyse nicht berücksichtigt.

Abbildung 14 zeigt die  $\chi^2_{prim}$ -Verteilungen der primären Elektronenquellen. Diese sind hier in Vektormesonzerfälle (S,rot),  $\pi^0$ -Dalitz Zerfälle ( $\pi^0$ ,grün),  $\gamma$ -Konversionen und sonstigen Quellen (BG, blau) unterteilt.

Der Cut ist an der Stelle gesetzt, ab der der Untergrund das Signal dominiert. Man sieht, dass sowohl der sonstige Untergrund als auch die Dielektronen aus  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen und  $\gamma$ -Konversionen das Signal überdecken.

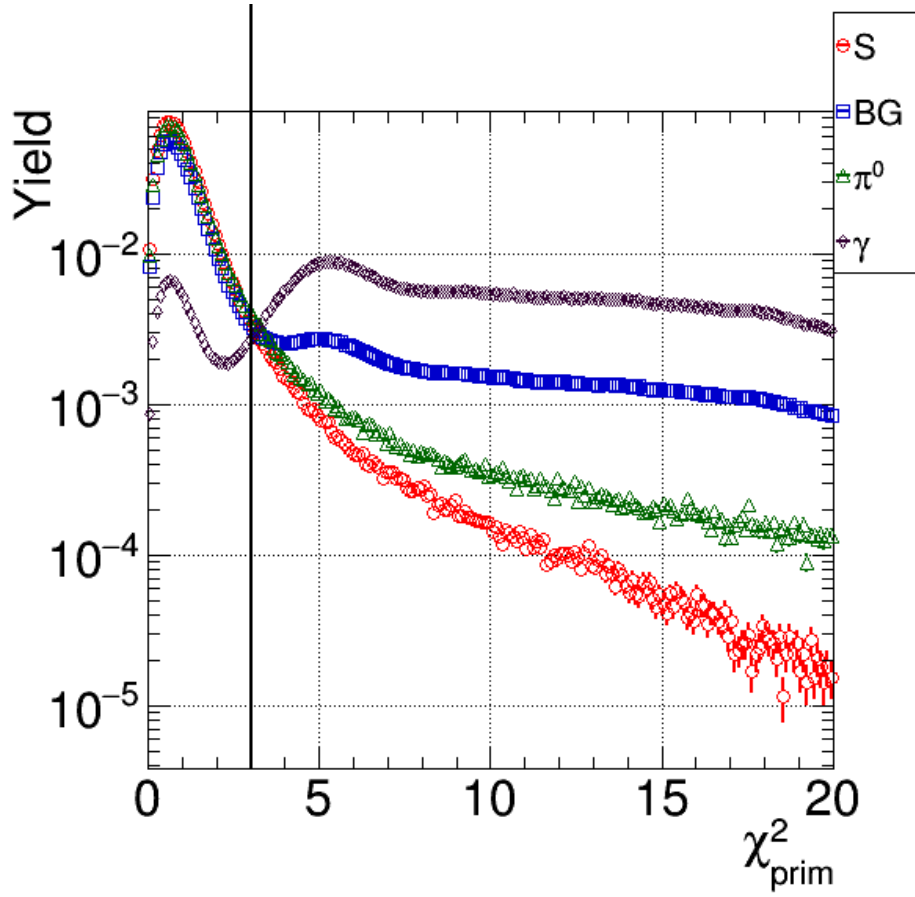


Abbildung 14:  $\chi^2_{prim}$ -Verteilungen für Elektronen aus Vektormesonzerfällen (S,rot),  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen ( $\pi^0$ , grün),  $\gamma$ -Konversionen ( $\gamma$ , lila) und sonstigem Untergrund (BG, blau). Hier ist ein Vektormeson pro Event eingebettet worden.

### 5.5.2 Die Teilchenidentifizierung (ID)

Da die Hauptobservable in der Dielektronenrekonstruktion die Dielektronen sind, müssen Elektronen innerhalb der Analyse zuverlässig identifiziert werden. Mithilfe der Impulsinformation aus dem STS, der Ringinformation des RICHs, der Energieverlustinformation des TRDs und der Flugzeitinformation des ToFs lassen sich die Teilchenspuren unterschiedlichen Teilchensorten zuordnen.

Innerhalb dieser Analyse wird sowohl für die Elektronenidentifikation im RICH als auch im TRD ein neuronales Netz verwendet, das in Abhängigkeit der Spurparameter einen Wert zwischen -1 und 1 berechnet. Hier bedeutet 1, dass das Teilchen mit sehr großer Wahrscheinlichkeit ein Elektron war.

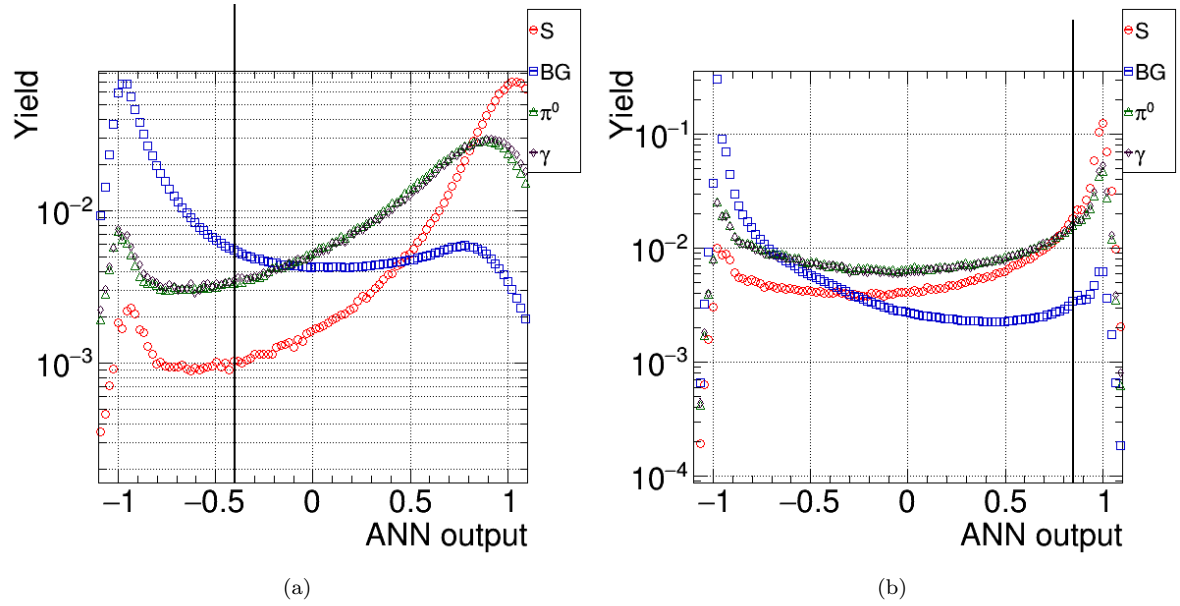


Abbildung 15: Verteilungen der Outputs der neuronalen Netze (a) des TRDs und (b) des RICHs für die verschiedenen Dielektronenquellen.

In den Abbildungen 15a und 15b sind die Verteilungen der Outputs des jeweiligen neuronalen Netzes zu sehen. Es gilt, die Werte der Cuts so zu setzen, dass am Ende ein geeigneter Kompromiss der Effizienz zur Elektronenidentifikation (Abb. 13a) und der Pionenunterdrückung (Abb. 13b) getroffen werden kann (siehe Kapitel 5.7).

Die gewählten Cuts der neuronalen Netze liegen bei  $-0,4$  (RICH) und bei  $0,85$  (TRD), wobei die Teilchen mit Werten, die kleiner als der Wert des Cuts sind, in der Analyse nicht mehr berücksichtigt werden. Abbildung 26 in Kapitel 5.7 zeigt den Einfluss dieser Cuts auf das Invariante-Masse-Spektrum.

### 5.5.3 Der $m_{ee}$ -Cut

Eine der Quellen des Untergrunds der Dielektronenrekonstruktion sind die  $\gamma$ -Konversionen. Da die rekonstruierten Dielektronenpaare aus  $\gamma$ -Konversionen eine sehr geringe invariante Masse aufweisen, werden alle Dielektronenpaare mit invarianten Massen kleiner als  $25 \frac{MeV}{c^2}$  von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Betrachtet man die Beiträge von Untergrundpaaren nach den Cuts für die Elektronenidentifikation (Abb. 16), stellt man fest, dass der meiste Untergrund durch Elektronen von  $\gamma$ -Konversionen ( $\gamma$ ) und  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen ( $\pi^0$ ) kommt.



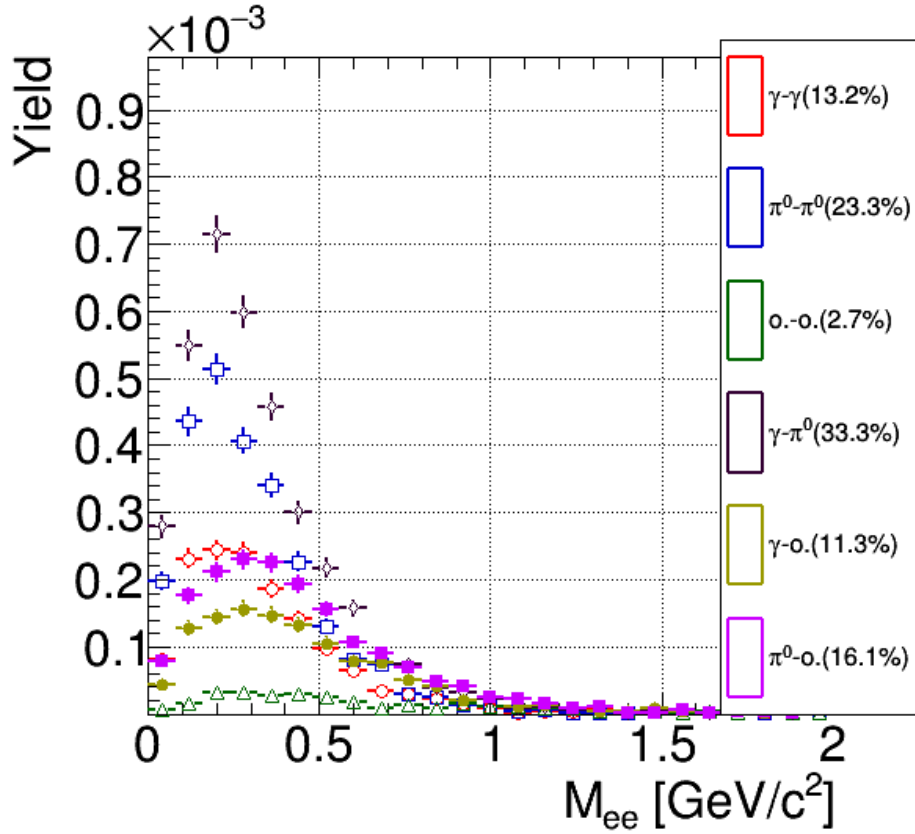


Abbildung 16: Beiträge von Untergrundpaaren nach den Cuts zur Elektronidentifizierung durch die neuronalen Netze. Für die Definition der Abkürzungen s. Abb. 14. Misidentifizierte Pionen erscheinen hier unter „o“=other.

#### 5.5.4 Die Topologie-Cuts

Wie aus Abbildung 16 ersichtlich dominiert der Untergrund aus  $\gamma$ -Konversionen und  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen. Die nun diskutierten Topologieschnitte sollen diesen Untergrund reduzieren.

Ein Problem der Rekonstruktion der Dielektronenpaare ist oft, dass nicht alle Dielektronenpaare durch den ganzen Detektor fliegen. Es kommt oft vor, dass ein Dielektronenpartner durch den ganzen Detektor fliegt, der andere Partner allerdings durch das Magnetfeld so stark abgelenkt wird, dass er bspw. den ToF, den TRD oder den RICH gar nicht mehr erreicht. Weiterhin werden durch Effizienzverluste zum Teil rekonstruierte Partner ausgeschlossen.

Es wird daher versucht, die nur zum Teil rekonstruierten oder identifizierten Elektronen einem vollständig rekonstruierten Elektron als Partner zuzuordnen und so den Untergrund zu verringern.

Es wird unterschieden zwischen Elektronen, die nur im STS detektiert wurden (ST), Elektronen, die im STS und mindestens einem, aber nicht allen Detektoren detektiert wurden (RT) und Teilchen, die in allen Detektoren detektiert, aber nicht als Elektron identifiziert wurden und dem  $\chi^2$ -Cut genügen (TT). Diese drei Typen werden mit vollständig rekonstruierten Elektronen gepaart und untersucht, ob sie der fehlende Partner des anderen Elektrons sind.

Die Topologie-Cuts sind Restriktionen für den Zerfallswinkel und für die Wurzel des Produkts der Impulse der gefundenen Paare. Abhängig von der Quelle der Dielektronenpaare werden diese Informationen in verschiedene Histogramme gefüllt (Abbildungen 17, 18, 19), um sinnvolle Cuts abschätzen zu können.

In den Abbildungen 17, 18, 19 sieht man die Wahl der Cuts exemplarisch an den Dielektronen, die aus  $\gamma$ -Konversionen stammen. Der linke Plot sind Dielektronen, die aus Vektormesonzerfällen stammen. Bei Anwendung der Cuts sollen möglichst wenige dieser Dielektronenpaare verloren gehen. In dem

rechten Plot ist der Untergrund aus  $\gamma$ -Konversionen gezeigt, der mit Hilfe der Cuts reduziert wird zu werden. Die gewählten Cuts für den Zerfallswinkel und den Impuls sind in Tabelle 4 aufgeführt und in den Abbildungen gezeichnet.

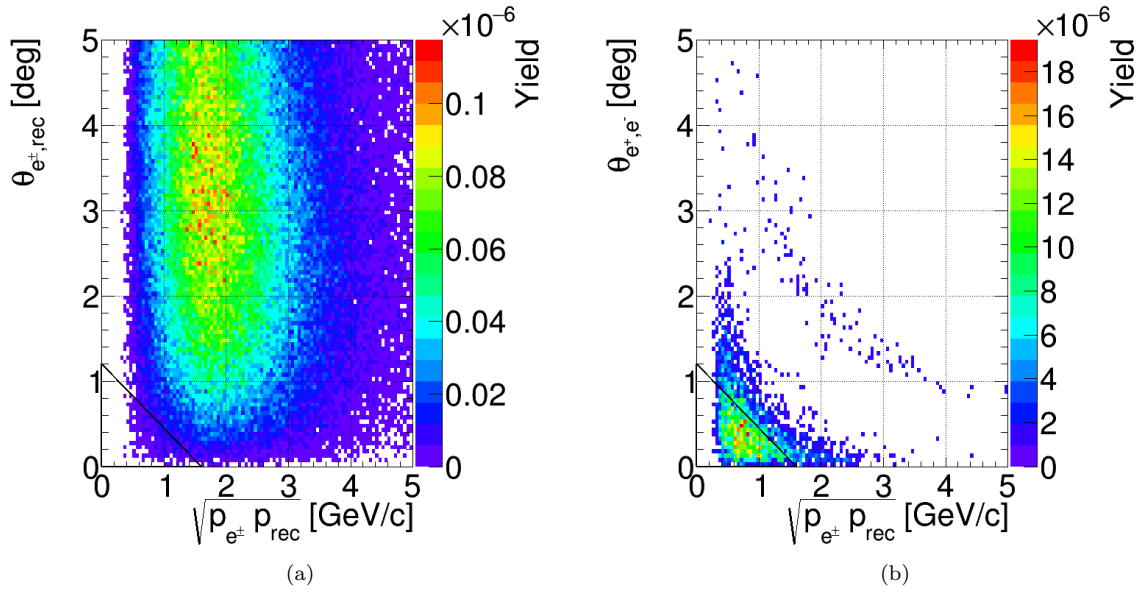


Abbildung 17: 2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der rekonstruierten Dielektronenpartner: Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das nur im STS rekonstruiert wurde (ST). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus  $\gamma$ -Konversionen stammt.

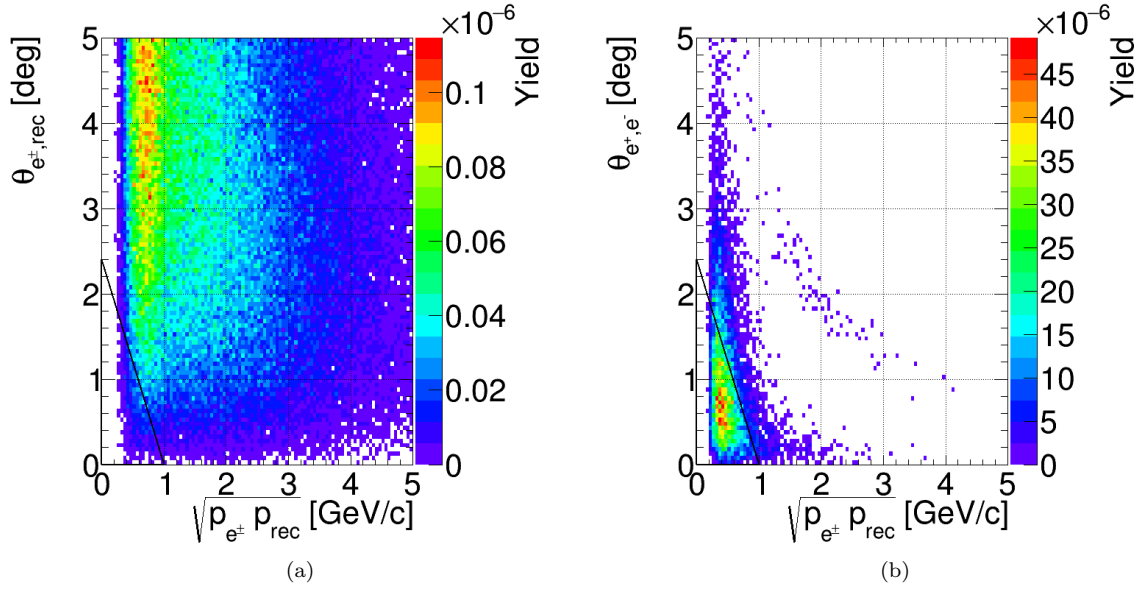


Abbildung 18: 2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der rekonstruierten Dielektronenpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das in mindestens einem weiteren Detektor zusätzlich zum STS detektiert wurde (RT). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus  $\gamma$ -Konversionen stammt.

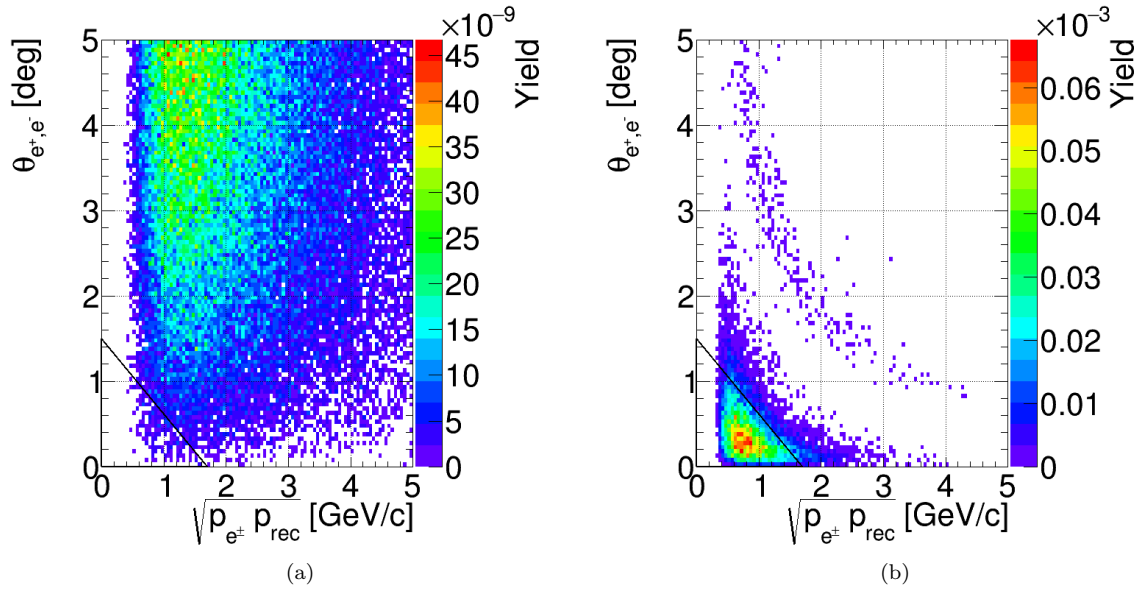


Abbildung 19: 2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der rekonstruierten Dielektronenpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das in allen Detektoren detektiert, allerdings nicht als Elektron identifiziert wurde. (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus  $\gamma$ -Konversionen stammt.

### 5.5.5 Der $p_t$ -Cut

Der transversale Impuls eines Teilchens ist der Impuls orthogonal zur Strahlachse. Er ist eine interessante Messgröße, da er invariant unter Lorentz-Transformation ist, also im Schwerpunktsystem als auch im Laborsystem gleich ist.

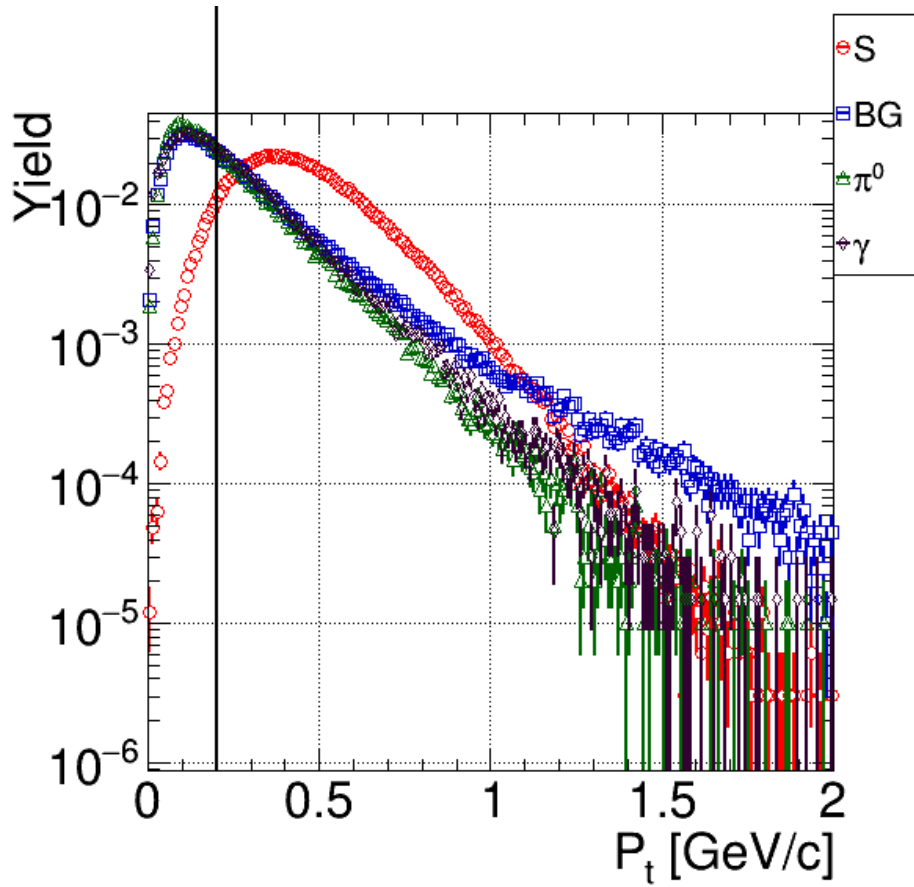


Abbildung 20: Impulsverteilungen der Dielektronen aus dem Signal und den verschiedenen Quellen des Untergrunds.

In Abbildung 20 erkennt man, dass die  $p_t$ -Verteilungen der Dielektronenpaare aus  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen und  $\gamma$ -Konversionen und der sonstige Untergrund bei kleinem Transversalimpuls ihr Maximum haben. Mit dem  $p_t$ -Cut schließt man Teilchen mit kleinem Transversalimpuls aus der Analyse aus und kann damit nochmals das Signal-zu-Untergrund Verhältnis verbessern. Allerdings ist dieser Cut mit Vorsicht anzuwenden, da man auch signifikante Bereiche des Signals wegschneidet.

Nachdem der  $m_{ee}$ -Cut, die Topologie-Cuts und der  $p_t$ -Cut angewendet worden sind, ist der Untergrund um ein Vielfaches reduziert worden (vgl. Abb. 16 und Abb. 21).

Es fällt auf, dass insbesondere die Beiträge des Untergrunds, die  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen und  $\gamma$ -Konversionen kommen, reduziert werden konnten und sich die Verteilung des Untergrunds aufgrund des  $m_{ee}$ -Cuts und des  $p_t$ -Cuts in den Bereich größerer invarianter Massen verschoben hat. Der nun verbliebene Untergrund ist fast zu gleichen Teilen durch den physikalischen Untergrund ( $\pi^0$ -Dalitz Zerfälle ( $\pi^0$ ) und  $\gamma$ -Konversionen ( $\gamma$ )) sowie durch misidentifizierte Elektronen (o) bestimmt.

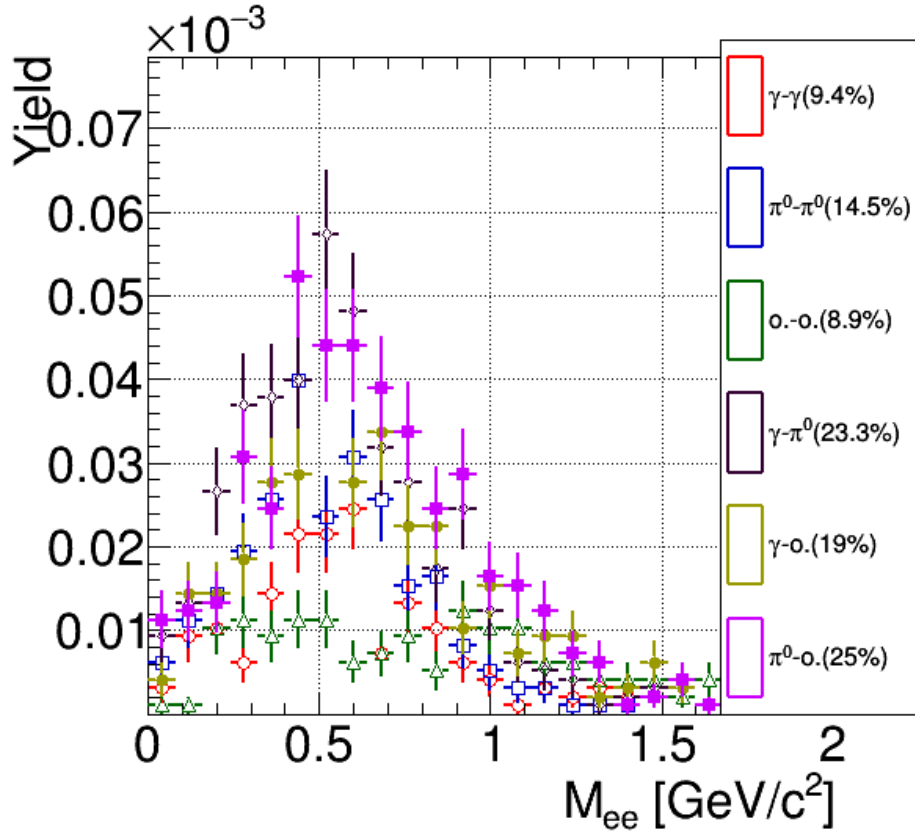


Abbildung 21: Beiträge des Untergrunds durch die misidentifizierten Paare nach dem  $p_t$ -Cut.

Abbildung 22 zeigt eine genauere Analyse der Untergrundbeiträge nach den jeweiligen Cuts. So sieht man in Abb. 22a, dass der Untergrund durch misidentifizierte Teilchen durch den ID Cut bestimmt ist, wohingegen der physikalische Untergrund ( $\pi^0$ ,  $\gamma$ ) auch durch die weiteren Analyseschritte reduziert wird. Abbildung 22b zeigt die Untergrundbeiträge für die unterschiedlichen Paare, „o“ besteht zumeist aus misidentifizierten Pionen. Auch hier wird die starke Reduktion des Untergrundes deutlich, und dass am Ende misidentifizierte Pionen und physikalischer Untergrund ähnlich beitragen.

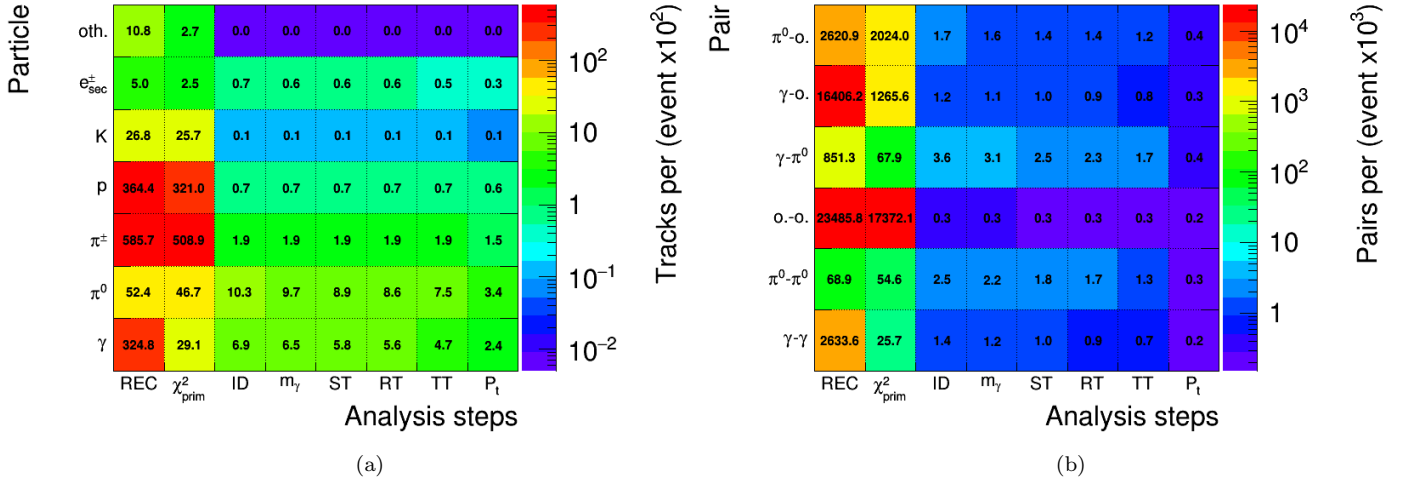


Abbildung 22: Übersicht der Untergrundbeiträge durch (a) misidentifizierte Teilchen und (b) misidentifizierte Paare in der Au+Au-Analyse. Die Werte in den Bildern sind (a) die Anzahl an Teilchen in 100 Events und (b) die Anzahl an Paaren in 1000 Events.

## 5.6 Effizienzen der „Cuts“

Da durch die Cuts auf die simulierten Daten Einfluss genommen wird, muss jeder Cut einzeln auf seine Wirkung überprüft werden. Die Wirkung wird ebenfalls durch Effizienzen untersucht. Die Effizienz eines Cuts setzt sich wie folgt zusammen:

$$\text{Cut-Effizienz} = \frac{\text{Signal (Untergrund) nach den Cuts}}{\text{Signal (Untergrund) vor den Cuts}} \quad (5.4)$$

So lassen sich die einzelnen Auswirkungen der Cuts auf das invariante Massenspektrum analysieren und es lässt sich abschätzen, ob ein Cut verändert werden sollte oder nicht.

Da die genaue Wirkung der Cuts nur durch Ausprobieren herausgefunden werden kann, ist man hier auf mehrmaliges Testen angewiesen. Im Idealfall sollte nur der Untergrund reduziert werden, das Signal aber nicht.

In den Abbildungen 24 und 25 sieht man deutlich, dass der  $p_t$ -Cut die größte Auswirkung auf das Signal sowie den Untergrund hat. Deshalb ist dieser Cut mit besonderer Vorsicht zu setzen oder gar wegzulassen. Außerdem reduziert dieser Cut wesentlich mehr Teilchen im Bereich kleiner invarianter Massen, da diese Paare typischerweise auch einen kleineren Transversalimpuls haben. Für den Bereich invarianter Massen von  $0 - 0,2 \frac{GeV}{c^2}$  ist der  $m_{ee}$ -Cut dominant, der vor allem das Signal auf ca. 20% reduziert (Abb. 23). Bis auf das  $\omega$ - und das  $\rho$ -Meson haben in diesem Bereich alle Verteilungen ihr Maximum. Daher hat auch die Summe aller Signale („Cocktail“) dort ihr Maximum. Da der  $m_{ee}$ -Cut in diesem Bereich die potentiellen Signalpaare wegschneidet, ist diese Beobachtung erklärbar.

Des Weiteren sieht man, dass alle Cuts mit Ausnahme des  $p_t$ -Cuts hauptsächlich den Untergrund reduzieren.

Bei Anwendung der Cuts stellt sich die Frage, ob der  $p_t$ -Cut am Ende gemacht wird. Wie in 5.7 zu sehen ist, hat der  $p_t$ -Cut hauptsächlich Auswirkungen auf den Bereich kleiner invarianter Massen und ist somit für die Vektormesonen  $\omega$  und  $\phi$  diskutabel.

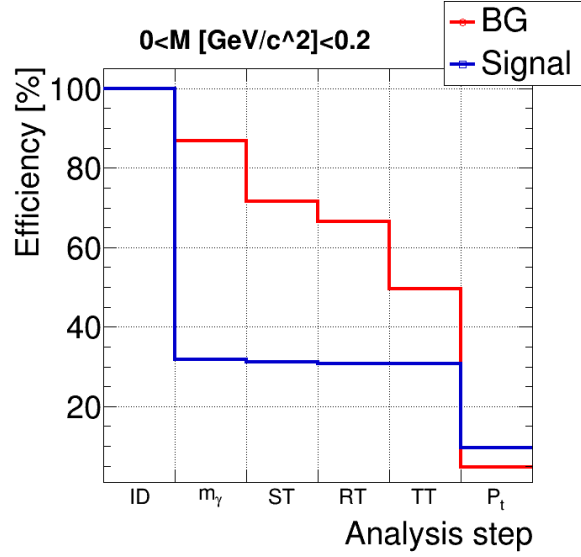


Abbildung 23: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0 - 0,2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ .

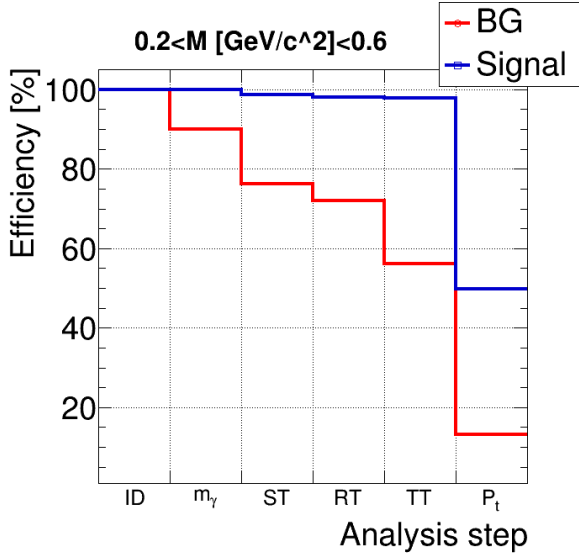


Abbildung 24: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0,2 \frac{\text{GeV}}{c^2} - 0,6 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ .

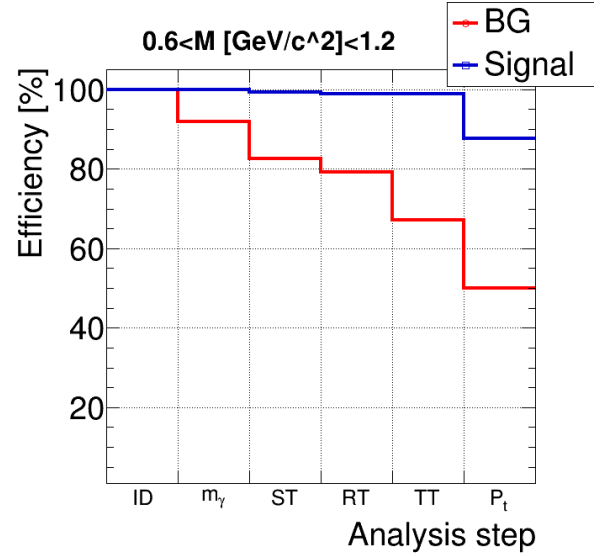


Abbildung 25: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0,6 \frac{\text{GeV}}{c^2} - 1,2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ .

Bei Anwendung der Cuts stellt sich die Frage, ob der  $p_t$ -Cut am Ende gemacht wird. Wie in 5.7 zu sehen ist, hat der  $p_t$ -Cut hauptsächlich Auswirkungen auf den Bereich kleiner invarianter Massen und ist somit für die Vektormesonen  $\omega$  und  $\phi$  diskutabel.

## 5.7 Invariantes Massenspektrum

Das invariante-Massen-Spektrum führt die Häufigkeiten aller invarianten Massen der detektierten Dielektronenpaare auf. Hier gilt es, das Signal vom Untergrund separieren zu können.

Exemplarisch werden hier zwei unterschiedliche Sets von Cuts mit einen kleinen Statistik von 100.000 Events pro PLUTO-Zerfall untersucht. D.h. es sind insgesamt 500.000 Events in den invarianten-

Masse-Spektren enthalten. Ein Set kann in zwei wesentliche Teile unterteilt werden, die Cuts der Elektronenidentifikation durch die neuronalen Netze des RICHs und TRDs, und die Analysecuts. Die Analysecuts in den beiden hier aufgeführten Massenspektren (Abb. 26), die in Kapitel 5.5 gewählt wurden, sind in der folgenden Tabelle gesammelt.

Cut	Wert des Cuts
Winkel RT	$1, 2^\circ$
Impulsproduktwurzel RT	$1,6 \text{ GeV}$
Winkel ST	$2, 4^\circ$
Impulsproduktwurzel ST	$1 \text{ GeV}$
Winkel TT	$1, 5^\circ$
Impulsproduktwurzel TT	$1,7 \text{ GeV}$
$m_{ee}$	$25 \frac{\text{MeV}}{c}$
$p_t$	$0.2 \text{ GeV}$
$\chi^2$	3

Tabelle 4: Verwendete Analyse-Cuts in der Analyse zentraler Au+Au-Kollisionen bei  $8A\text{GeV}$ .

Es wurden drei Kombinationen von Cuts der neuronalen Netze untersucht, um ein geeignetes Set von Cuts für die Analyse mit einer höheren Statistik von insgesamt 5 Millionen Events zu analysieren. Die Kombinationen sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Die invarianten Massenspektren der ersten beiden Kombinationen sind in Abbildung 26 dargestellt.

TRD-Cut	RICH-Cut
0,85	-0,4
-0,4	-0,1
0,85	0,25

Tabelle 5: Getestete ANN-Cuts in der Analyse zentraler Au+Au-Kollisionen bei  $8A\text{GeV}$ .

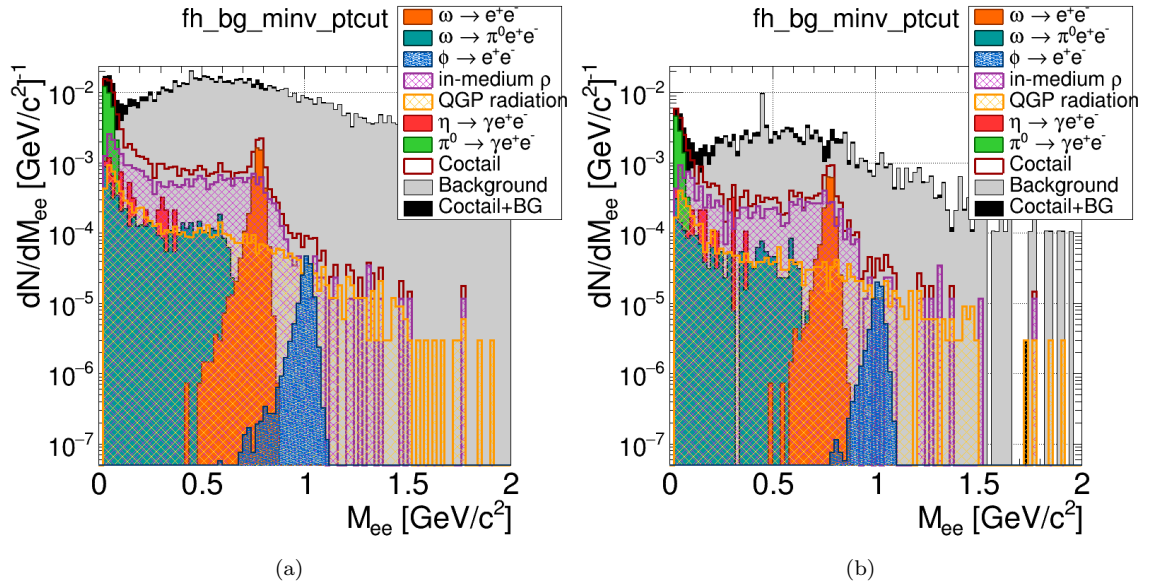


Abbildung 26: Invariante Massenspektren mit 500.000 Events. (a) zeigt das Spektrum für „großzügige“ Cuts zur Elektronenidentifizierung (TRD: -0,4, RICH: -0,1). (b) zeigt das Spektrum für optimierte Cuts zur Elektronenidentifizierung (TRD: 0,85, RICH: -0,4).



Man kann deutlich erkennen, dass der Untergrund für die optimierten Cuts der Elektronenidentifizierung etwa eine Größenordnung kleiner ist als für die „großzügigen“ Cuts und das Signal dadurch kaum beeinträchtigt wird. Daher wurde mit Hilfe der optimierten Cuts die größere Statistik von insgesamt 5 Millionen Events analysiert.

In den Abbildungen 27 und 28 sind die Invariante-Masse-Spektren nach den verschiedenen Analyseschritten zu sehen.

Zunächst wird der reine Input der Monte-Carlo-Informationen (Abb. 27a) ohne den Untergrund betrachtet („Cocktail“), um zu bestätigen, dass der Input korrekt ist. Als „Cocktail“ wird die Summe aller Signalelektronen aus den verschiedenen Vektormesonzerfällen bezeichnet.

Des Weiteren ist das Spektrum nach der Elektronenidentifizierung zu sehen. Man sieht einen Untergrund, der für kleinere invariante Massen größer ist und mit zunehmender invarianter Masse abnimmt. Das liegt hauptsächlich an den Elektronenpaaren, die aus  $\gamma$ -Konversionen und  $\pi^0$ -Zerfällen stammen und somit eine kleine invariante Masse aufweisen. Mit zunehmender Masse beeinträchtigen fast nur noch die misidentifizierten Pionen das Spektrum.

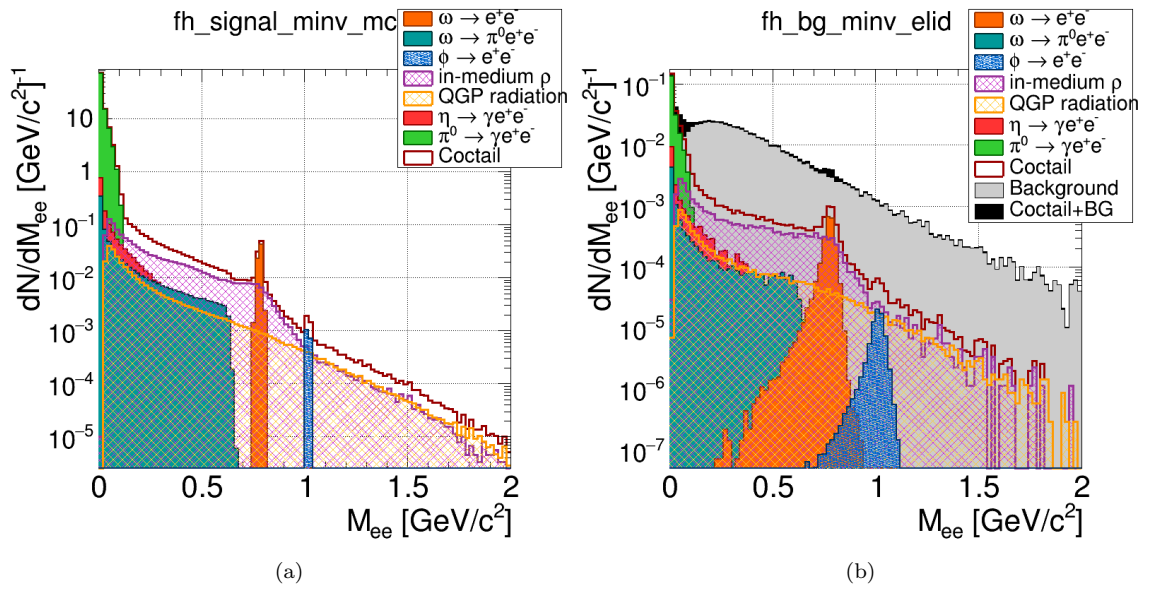


Abbildung 27: Invariante Massenspektren mit 5 Millionen Events. (a) zeigt den Input aus den Monte-Carlo-Simulationen (Cocktail). (b) zeigt das Spektrum nach der Elektronenidentifikation für das Set von Cuts in Tabelle 5.

In Abbildung 28 ist zur Beurteilung des  $p_t$ -Cuts das Spektrum vor und nach dem  $p_t$ -Cut aufgeführt. Der Hauptunterschied ist, dass der Untergrund im Bereich der kleinen invarianten Massen deutlich abnimmt. Das Maximum der Untergrundverteilung verschiebt sich in den Bereich der invarianten Masse von ca.  $0,5 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ .

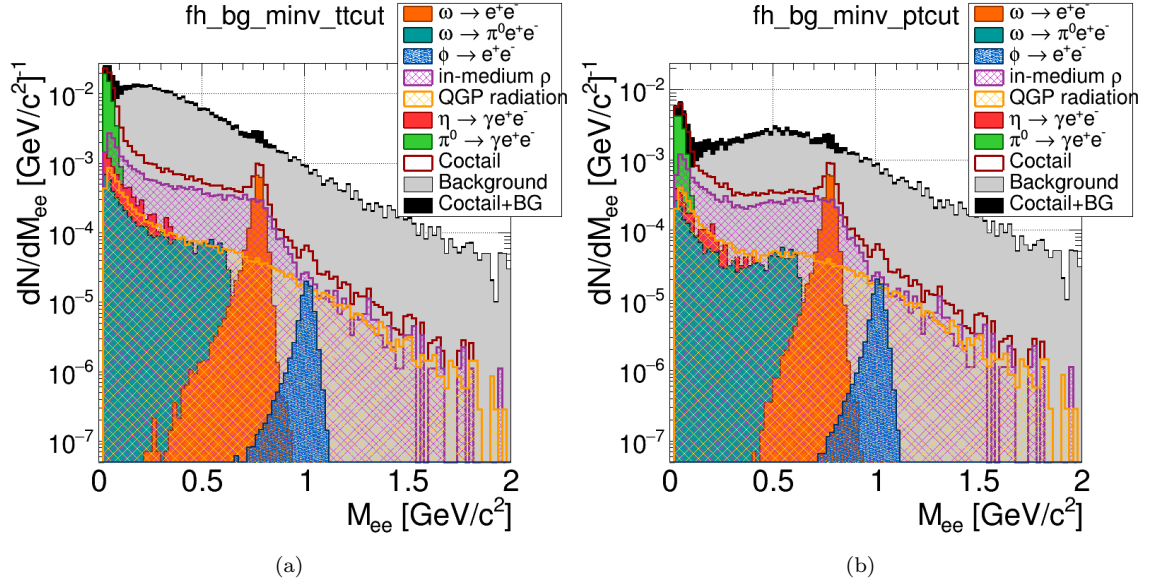


Abbildung 28: Invariantes-Massen-Spektren mit 5 Millionen Events mit den alten Skalierungsfaktoren aus Tabelle 3 (a) vor und (b) nach dem  $p_t$ -Cut.

Um eine bessere Beurteilung der Ergebnisse zu ermöglichen, wird das Cocktail-Untergrund-Verhältnis vor und nach dem  $p_t$ -Cut betrachtet (Abb. 29).

Da sich, wie zuvor beschrieben, das Invariante-Masse-Spektrum durch den  $p_t$ -Cut hauptsächlich in Bereichen kleiner invarianter Massen verändert, verändert sich auch hauptsächlich dort das Cocktail-Untergrund-Verhältnis.

Das Cocktail-Untergrund-Verhältnis für die Teilchen, die keine definierte Masse haben oder deren Zerfallsprodukte in Photonen zerfallen, wie beim  $\omega$ -Dalitz-Zerfall, wird mit Hilfe des Plateaus im Bereich der invarianten Masse von etwa  $0,25 \frac{GeV}{c^2}$  einheitlich abgeschätzt (Abb. 29). Ein Wert um 0,1 hat sich in der Vergangenheit als sehr vielversprechend für physikalische Analysen erwiesen. Wichtig ist auch, dass die Region mit Massen  $> 1 \frac{GeV}{c^2}$  erreichbar ist.

Durch den  $p_t$ -Cut steigt das Cocktail-Untergrund-Verhältnis von etwa 0,08 bis auf ca. 0,2 an.

Der  $p_t$ -Cut hat außerdem teilweise großen Einfluss auf die Effizienz der Rekonstruktion der Dielektronen aus Vektormesonzerfällen, da so eine große Anzahl an Teilchen aus der Analyse ausgeschlossen werden (s. Abb. 24 und 25). In Kapitel 7.1 sind Zahlenwerte für Effizienzen und Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse tabellarisch angegeben.

Die Spektren der invarianten Masse und das Cocktail-Untergrund-Verhältnis für die neuen Skalierungsfaktoren (Tab. 3) sind in den Abbildung 30 und 31 zu sehen.

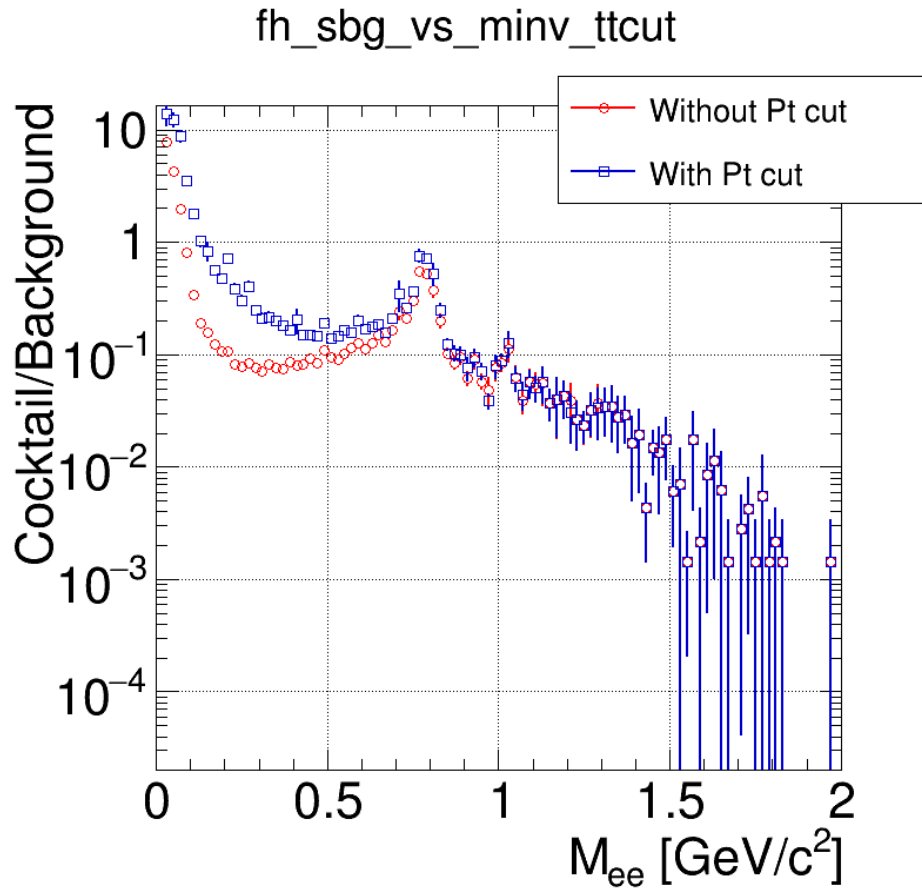


Abbildung 29: Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 5 Millionen Events mit den alten Skalierungsfaktoren vor und nach dem  $p_t$ -Cut.

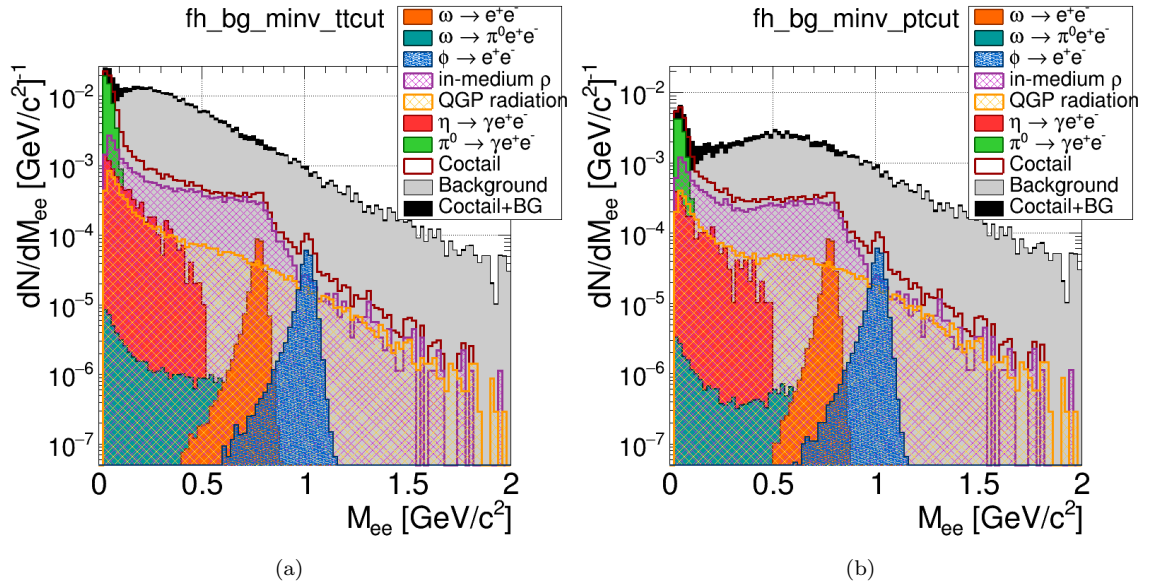


Abbildung 30: Invariantes-Massen-Spektren mit 5 Millionen Events mit den neuen Skalierungsfaktoren aus Tabelle 3 (a) vor und (b) nach dem  $p_t$ -Cut.

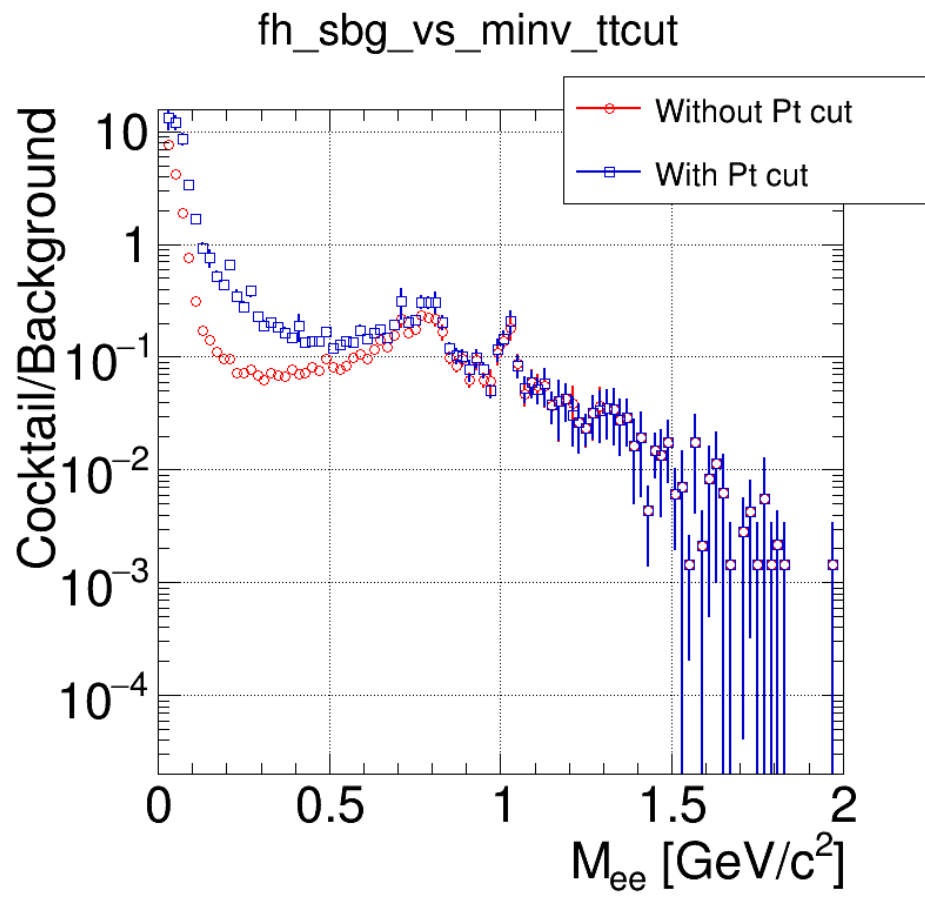


Abbildung 31: Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 5 Millionen Events vor und nach dem  $p_t$ -Cut.

## 6 Machbarkeitsstudie der Dielektronenmessung in *minimum bias* und in 40% zentralsten Ag+Ag Kollisionen bei 4.5 AGeV Strahlenergie

Für die Ag+Ag-Simulation sind auf dem Kronos-Server der GSI Monte-Carlo- und Parameter-Dateien zur Verfügung gestellt worden. Diese Dateien liegen in dem Ordner `/lustre/nyx/cbm/prod/mc/r13109/[PLUTO-Teilchen]/`. Die Parameter-Dateien müssen in einen Ordner kopiert werden, in dem der Benutzer schreibberechtigt ist, da innerhalb der Rekonstruktion diese Dateien verändert werden.

Das Makro, was benutzt wurde, um die Monte-Carlo- und Parameter-dateien zu erstellen, befindet sich unter `/lustre/nyx/cbm/users/uhlig/cbmroot/trunk_13109/macro/production/run_transport.C`. Die verwendete Geometrie für diese Dateien ist in dem Makro `/geometry/setup/setup_sis100_electron.C` spezifiziert.

Im Vergleich zur Au+Au-Kollision entstehen in der Ag+Ag-Kollision wesentlich weniger Teilchen, da die Ag-Atome deutlich kleiner als die Au-Atome sind und da wir hier nicht mit zentralen Kollisionen arbeiten, sondern mit sogenannten *minimum bias* Kollisionen (keine Zentralitätseinschränkung) bzw. mit den 40% der zentralsten *minimum bias* Kollisionen, d.h. es wird im Mittel weniger Energie von dem Strahlatom auf das Targetatom übertragen. In der Klasse `/analysis/dielectron/CbmAnaDielectronTask.cxx` kann am Anfang der `CbmAnaDielectronTask::Exec`-Methode gewählt werden, ob der Impactparameter einer Zentralitätseinschränkung unterzogen werden soll.

Im Vergleich zur vorherigen Au+Au-Simulation ist die Energie wesentlich geringer, was ebenfalls dazu führt, dass weniger Teilchen produziert werden. Insgesamt wird damit eine hohe Statistik an simulierten Events noch wichtiger.

Der Aufbau der folgenden Ausarbeitung der Analyse ist identisch zu der Au+Au-Simulation. (vgl. Kapitel 5)

Der vollständige Quellcode kann unter `/lustre/nyx/cbm/users/uhlig/cbmroot/trunk_13109/` eingesehen werden. Es wurden einige Änderungen vorgenommen, die in der Datei `/lustre/nyx/cbm/users/uhlig/cbmroot/trunk_13109/diff.txt` aufgeführt sind.

An dieser Stelle soll nochmals auf zwei wichtige Unterschiede in den Simulationen hingewiesen werden: In den Simulationen der Au+Au-Kollisionen war das Magnetfeld auf 50% reduziert und der MVD wurde weder in den Simulationen noch in der Rekonstruktion verwendet. In den Simulationen der Ag+Ag-Kollisionen war das Magnetfeld auf 60% reduziert. Der MVD war zwar in den Simulationen integriert, nicht aber in der Rekonstruktion.

Die Änderungen in `CbmTarget.cxx` sind aus der Revision 13237 des *Subversion*-Repositoriums. Die Änderungen in `CbmPlutoGenerator.cxx` aus der Revision 13233. Durch die Änderung in `CbmTarget.cxx` wurde Silber als Targetmaterial eingeschlossen. In `CbmPlutoGenerator.cxx` wurde es ermöglicht, mehrere PLUTO-Dateien aneinanderzureihen und so die Erstellung dieser Menge an Dateien zu vereinfachen.

Als Signal für die Analysen der Cuts dient, wie auch in der Au+Au-Analyse, der klassische Zerfall des  $\omega$ -Mesons in ein Dielektronenpaar ( $\omega \rightarrow e^+ + e^-$ ).

### 6.1 PLUTO- und UrQMD-Dateien

Die verwendeten PLUTO-Dateien befinden sich folgenden Ordnern.

PLUTO-Zerfall	Ordner der PLUTO-Dateien
$\omega \rightarrow e^+ e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/erik/cktA/3.5gev/omega/epem/</code>
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/erik/cktA/3.5gev/omega/pi0epem/</code>
$\rho \rightarrow e^+ e^-$	<code>/lustre/nyx/hades/user/fseck/auau3.5_pluto/inmed-had/epem/</code>
$\Phi \rightarrow e^+ e^-$	<code>/lustre/nyx/cbm/prod/gen/pluto/erik/cktA/3.5gev/phi/epem/</code>

Tabelle 6: Ordner der PLUTO-Dateien auf den Servern der Batch Farm der GSI, Darmstadt.

Als UrQMD-Dateien wurden die Dateien aus dem Ordner `/lustre/nyx/cbm/prod/gen/urqmd/a-gag/4.5gev/mbias/` verwendet. Die verwendeten Kollisionen sind 4,5 AGeV *minimum bias* Kollisionen.

Die dafür verwendeten Skalierungsfaktoren sind in Tabelle 7 aufgeführt. Außerdem befinden sich in der Tabelle die Skalierungsfaktoren für alle Kollisionen mit einem Impactparameter  $b \leq 7,7 fm$ . Für diese Ag-Ag-Kollision entspricht das in etwa 40% aller *minimum biased* Kollisionen.

PLUTO-Zerfall	Skalierung <i>mbias</i>	Skalierung semizentral	Anzahl der Events
$\omega \rightarrow e^+e^-$	$5,8 \cdot 10^{-2} \cdot 7,28 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-1} \cdot 7,28 \cdot 10^{-5}$	2000000
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$5,8 \cdot 10^{-2} \cdot 7,7 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-1} \cdot 7,7 \cdot 10^{-4}$	2000000
<b>in medium</b> $\rho \rightarrow e^+e^-$	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	4000000
$\phi \rightarrow e^+e^-$	$5,8 \cdot 10^{-3} \cdot 2,97 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-2} \cdot 2,97 \cdot 10^{-4}$	1990000

Tabelle 7: Skalierungsfaktoren für 4,5 AGeV Ag+Ag *minimum biased* und semizentrale Kollisionen. Die Skalierungsfaktoren sind das Produkt der Multiplizität und des Wirkungsquerschnitts. Für die Skalierung der **in medium** Dateien wurde eine zusätzliche Skalierung der partizipierenden Nukleonen pro Kollision  $A_{part}^{1,4}$  angenommen [25][22].

Die Zerfälle, die hier mit Hilfe der PLUTO-Dateien eingebettet wurden, sind, bis auf die QGP-Strahlung, die gleichen Zerfälle, wie bei der Au+Au-Simulation. Außerdem existieren für das  $\rho$  im Medium die doppelte Anzahl an simulierten Dateien. Insgesamt stehen 10 Millionen Events zur Verfügung, die sich wie folgt auf die vier PLUTO-Teilchen aufteilen.

PLUTO-Zerfall	Anzahl der Events
$\omega \rightarrow e^+e^-$	$2 \cdot 10^6$
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$2 \cdot 10^6$
$\rho \rightarrow e^+e^-$	$4 \cdot 10^6$
$\Phi \rightarrow e^+e^-$	$2 \cdot 10^6$

Tabelle 8: Anzahl der vorhandenen Events pro PLUTO-Teilchen in der Ag+Ag-Analyse.

## 6.2 Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren

Die Performance der einzelnen Subdetektoren wird, wie in der Au+Au-Simulation, ebenfalls überprüft, um die Qualität der Rekonstruktionen zu beurteilen.

### STS Tracking

Die Effizienz für die Elektronenrekonstruktion im STS liegt mit 98,4% über der Effizienz für die 8 AGeV Au+Au-Kollision (Abb. 32a, vgl. Abb. 10a). Jedoch ist die Rekonstruktion aller geladenen Teilchen etwas kleiner. Für Impulse  $p < 1,5 \frac{GeV}{c}$  ist eine deutliche Reduktion in der Effizienz der Elektronenrekonstruktion festzustellen.

Wie auch für die Au+Au-Kollision werden Spuren, die im STS vier Hits hinterlassen, als rekonstruierte Spuren bezeichnet.

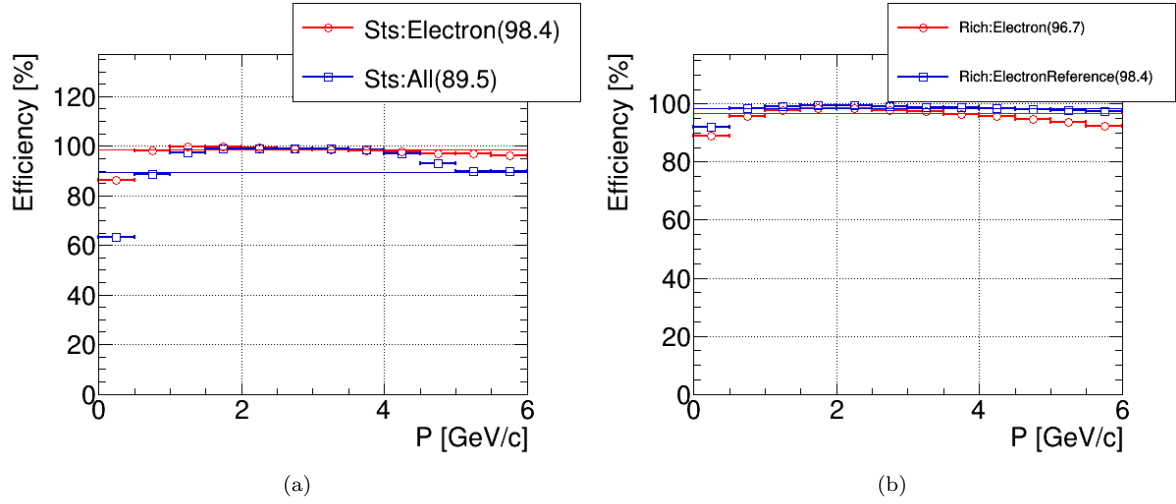


Abbildung 32: Effizienzen der lokalen Rekonstruktion (a) der Spuren von Elektronen und aller geladenen Teilchen im STS und (b) von Elektronenringen mit 7 Hits pro Ring (rot) und 15 Hits pro Ring (blau).

### RICH Ringrekonstruktion

Der RICH-Detektor weist mit 96,7% bzw. 98,4% in Abhängigkeit der Bedingung für die Anzahl der Hits eine sehr hohe Effizienz für die Rekonstruktion der Ringe von Elektronen auf (Abb. 32b). Aufgrund der wichen Bedingung von sieben Hits pro Ring liegt die rote Kurve etwas unter der blauen Kurve (vgl. Abb. 10b).

### TRD Tracking

Der TRD zeigt mit 90,7% ebenfalls eine Effizienz der Elektronenrekonstruktion von über 90% (Abb. 33a). Der Verlauf der beiden Kurven, für Elektronen und für alle geladenen Teilchen, ist sehr ähnlich und konstant steigend für größere Impulse. Das Kriterium für die Hits für eine rekonstruierte Spur im TRD liegt, wie in der Au+Au-Kollision, bei mindestens zwei Hits.

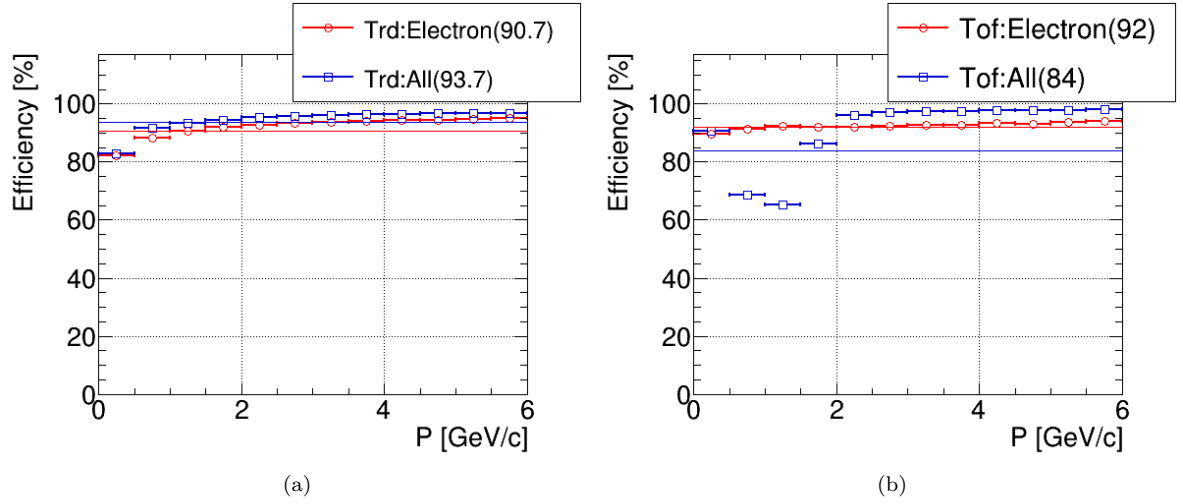


Abbildung 33: Effizienzen (a) der lokalen Rekonstruktion der Spuren von Elektronen und allen geladenen Teilchen im TRD und (b) der ToF Hit Rekonstruktion von Elektronen und allen geladenen Teilchen im ToF.

### ToF Hit Rekonstruktion

Die ToF Hit Rekonstruktion der Elektronenspuren zeigt einen nahezu konstanten Verlauf in der Effizienz (Abb. 33b). Die Effizienz der Elektronenrekonstruktion liegt bei 92%. Es wird ein ToF Hit verlangt.

### 6.3 Globale Rekonstruktion für $e^\pm$

Die globale Rekonstruktion für Elektronenspuren mit mindestens vier Punkten im STS, sieben Hits im RICH, zwei Punkten im TRD und einem Punkt im ToF zeigt unter Verwendung aller Detektoren mit 79,9% eine höhere Effizienz als für die 8 AGeV Au+Au-Kollision. Somit werden in der Ag+Ag-Kollision Elektronen, die in allen Detektoren registriert werden mit großer Wahrscheinlichkeit auch einer globalen Elektronenspur zugeordnet.



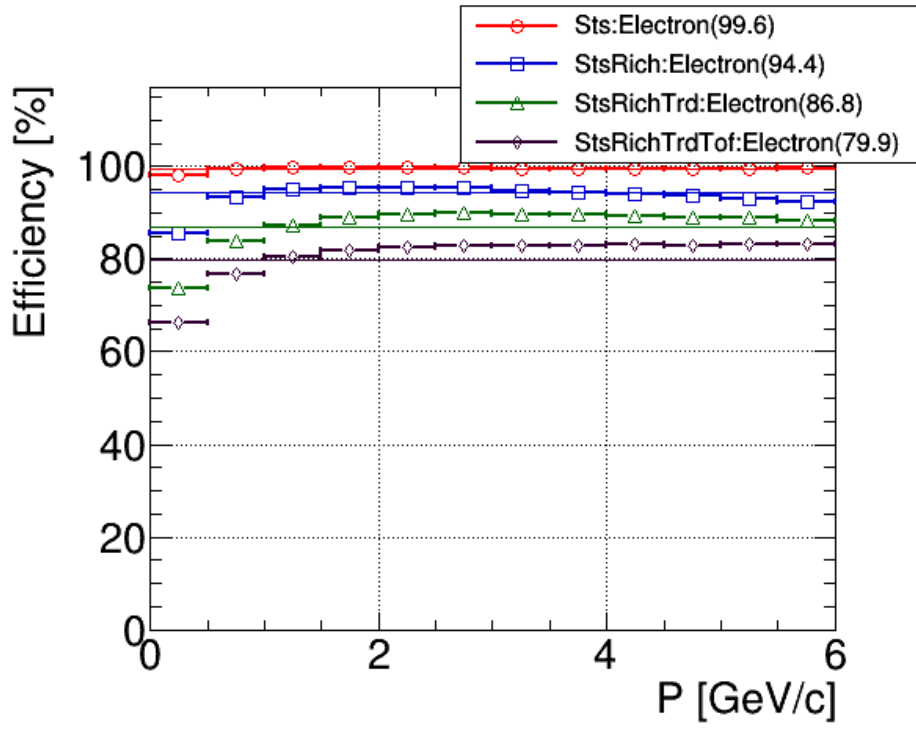


Abbildung 34: Effizienzen der globalen Rekonstruktion der Elektronenspuren mit den in der Grafik angegebenen Detektorkombinationen.

#### 6.4 Identifikation von $e^\pm$ und Pionenunterdrückung

Wie auch für die Au+Au-Kollision wird hier die Effizienz der Elektronenidentifizierung in Korrelation zur Pionenunterdrückung betrachtet (vgl. Kapitel 5.4). Wie in Kapitel 6.5.2 beschrieben wird, werden auch für die 4,5 AGeV Ag+Ag-Kollisionen die gleichen Cuts in TRD (0, 85) und RICH(−0, 4) verwendet.

Unter Verwendung aller Subdetektoren wird eine Effizienz der Elektronenidentifizierung von 77,4% und eine Pionenunterdrückung von mehr als 50000 erreicht, sowohl für die *minimum bias* als auch die semizentralen Kollisionen.

Effizienzen und Pionenunterdrückung sind höher im Vergleich zu den zentralen Au+Au-Kollisionen, im Wesentlichen wegen der deutlich reduzierten Zahl an Teilchen und damit der geringeren Spurdichte.

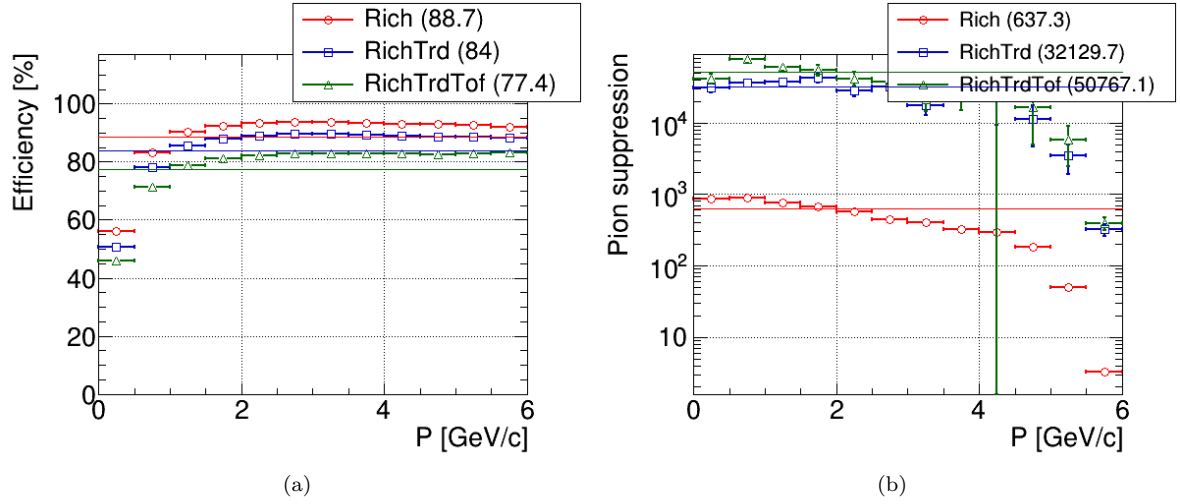


Abbildung 35: (a) Effizienz der Elektronenidentifizierung und (b) Pionunterdrückung mit den in der Grafik angegebenen Detektorkombinationen.

## 6.5 Untergrundanalyse

Gemäß des Ablaufs der Untergrundanalyse für die Au+Au-Kollision wird auch die Untergrundanalyse für die Ag+Ag-Kollision durchgeführt.

### 6.5.1 Der $\chi^2$ -Cut

Die Verteilung des Fitparameters  $\chi^2_{prim}$  ist der der Au+Au-Analyse sehr ähnlich. Der Punkt, ab dem der Untergrund das Signal dominiert, liegt ebenfalls bei ca. 3 (Abb. 36), sodass der  $\chi^2$ -Cut nicht verändert wird.

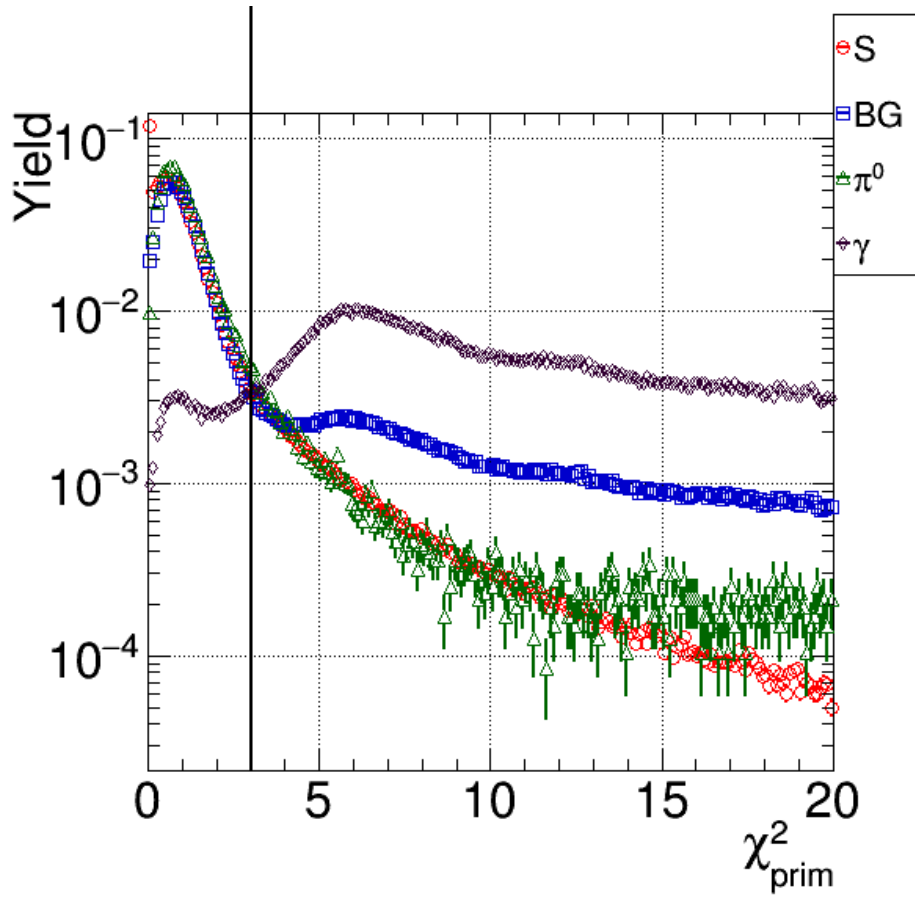


Abbildung 36:  $\chi^2_{prim}$ -Verteilungen für Elektronen aus Vektormesonzerfällen (S, rot),  $\pi^0$ -Dalitz Zerfällen ( $\pi^0$ , grün),  $\gamma$ -Konversionen ( $\gamma$ , lila) und sonstigem Untergrund (BG, blau).

### 6.5.2 Die Teilchenidentifikation

Die Verteilungen des Outputs der neuronalen Netze des RICH (Abb. 37) und des TRD (Abb. 38) zwingen nicht zur Änderung der zugehörigen Cuts. Die Effizienz der Elektronenidentifizierung und die Pionenunterdrückung zeigen ebenfalls adäquate Werte. Somit bleiben die beiden Cuts bei -0,4 für das neuronale Netz des RICH und 0,85 für das neuronale Netz des TRD.

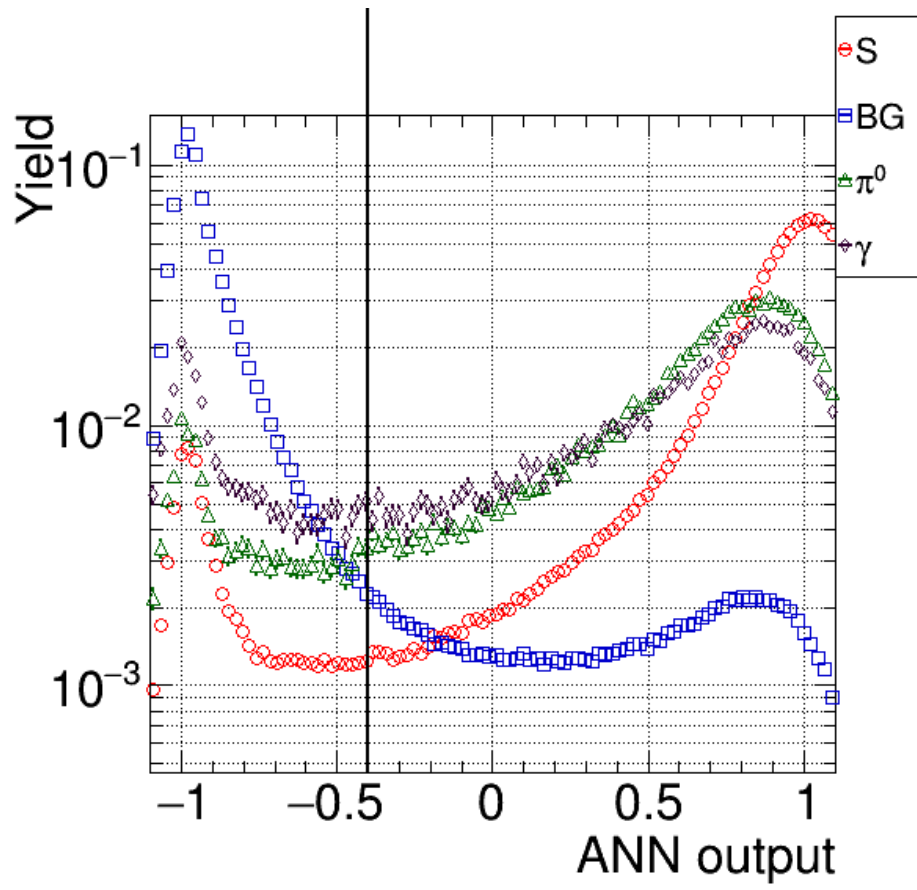


Abbildung 37: Verteilung des Outputs des neuronalen Netzes des RICHs für die in der Grafik angegebenen Elektronenquellen (Def. s. Abb. 14).

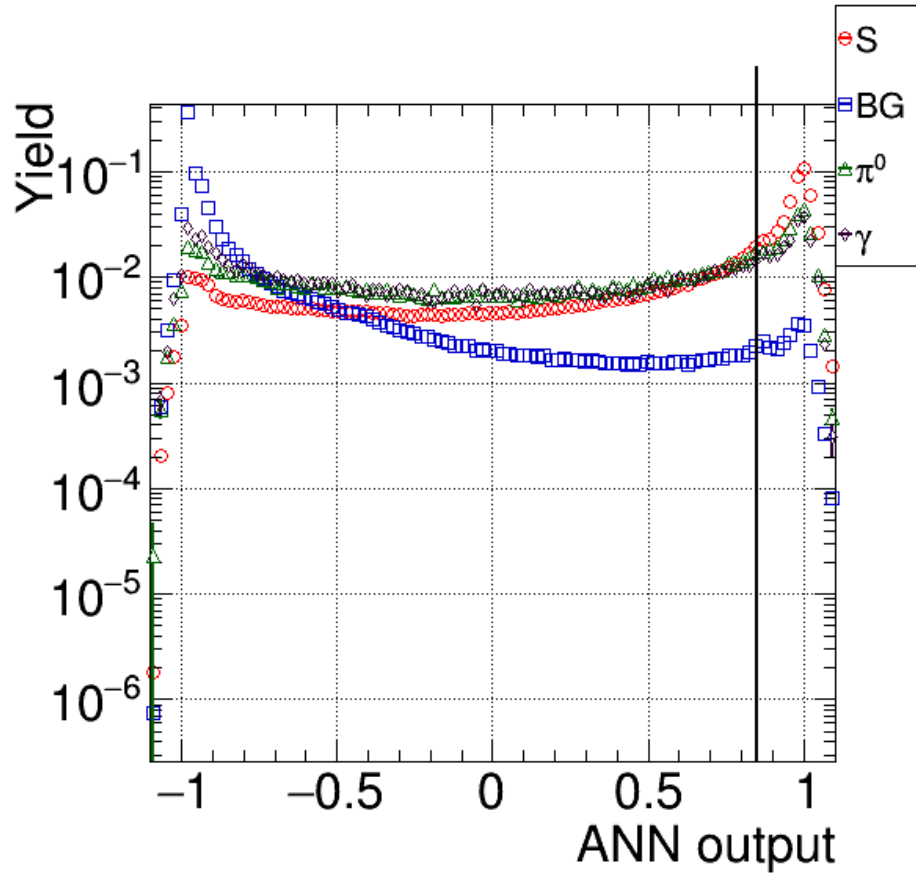


Abbildung 38: Verteilung des Outputs des neuronalen Netzes des TRDs für die in der Grafik angegebenen Elektronenquellen (Def. s. Abb. 14).

### 6.5.3 Der $m_{ee}$ -Cut

Unter Betrachtung der Beiträge des Untergrunds, der durch misidentifizierte Paare zustande kommt, wird erneut der Cut für die invariante Masse eines rekonstruierten Paares gesetzt. Abbildung 39 zeigt erneut, wie in der Au+Au-Analyse, eine deutliche Erhöhung im Bereich kleiner invarianter Massen. Der Cut von  $m_{ee} < 25 \frac{MeV}{c^2}$  wurde nicht verändert.

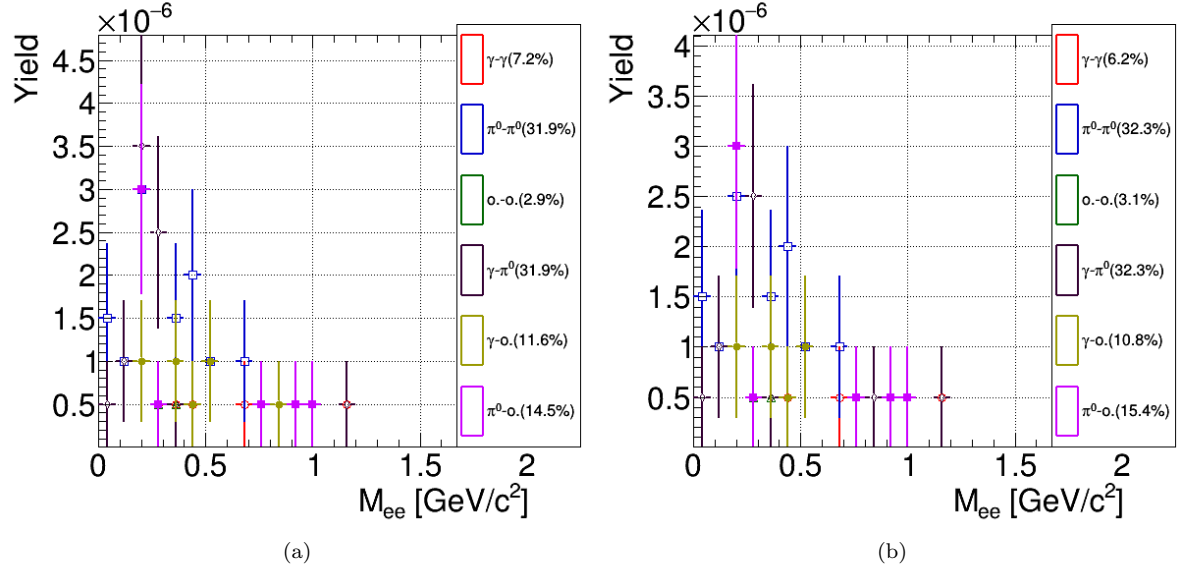


Abbildung 39: Beiträge des Untergrunds nach den Cuts zur Elektronidentifikation in der Ag+Ag-Analyse für (a) die *minimum bias* Kollisionen und (b) die semizentralen Kollisionen.

#### 6.5.4 Die Topologie-Cuts

Die Topologie-Analyse ist für die Ag+Ag-Kollision ist wie bei der Au+Au-Kollision durchgeführt worden. Aufgrund der geringeren Energie und des leicht stärkeren Magnetfeldes gilt es hier die Positionen der Subdetektoren zu überprüfen.

Die Abbildungen 40, 41, 42 zeigen die entsprechenden Plots zur Bestimmung der Topologie-Cuts, die mit den anderen bestimmten Cuts in Tabelle 9 gesammelt sind.

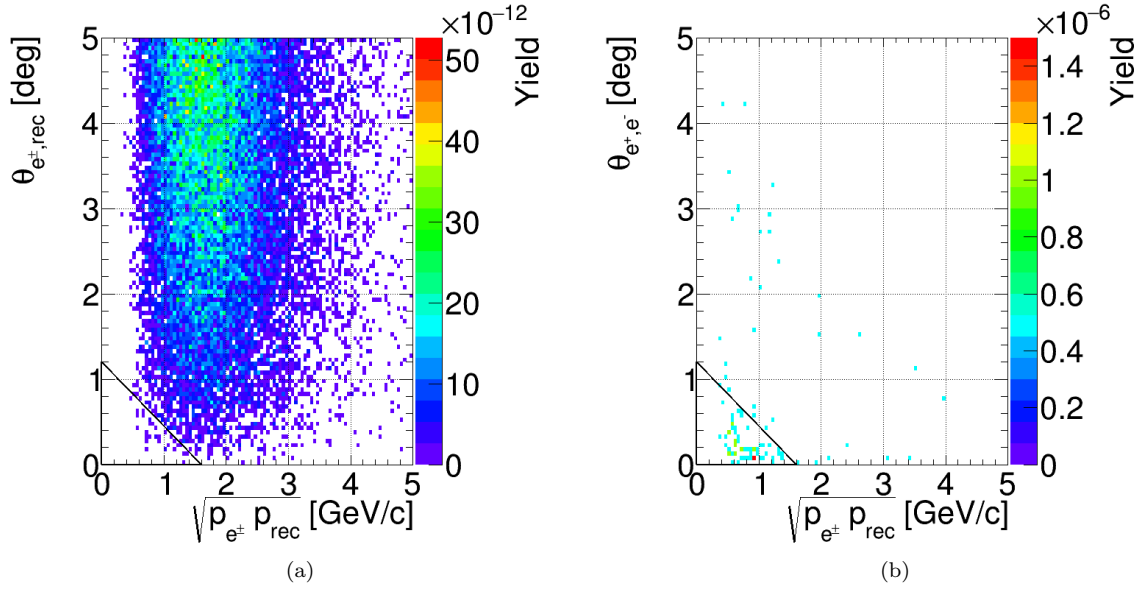


Abbildung 40: 2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der potentiellen Dielektronpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das nur im STS detektiert wurde (ST). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus  $\gamma$ -Konversionen stammt.

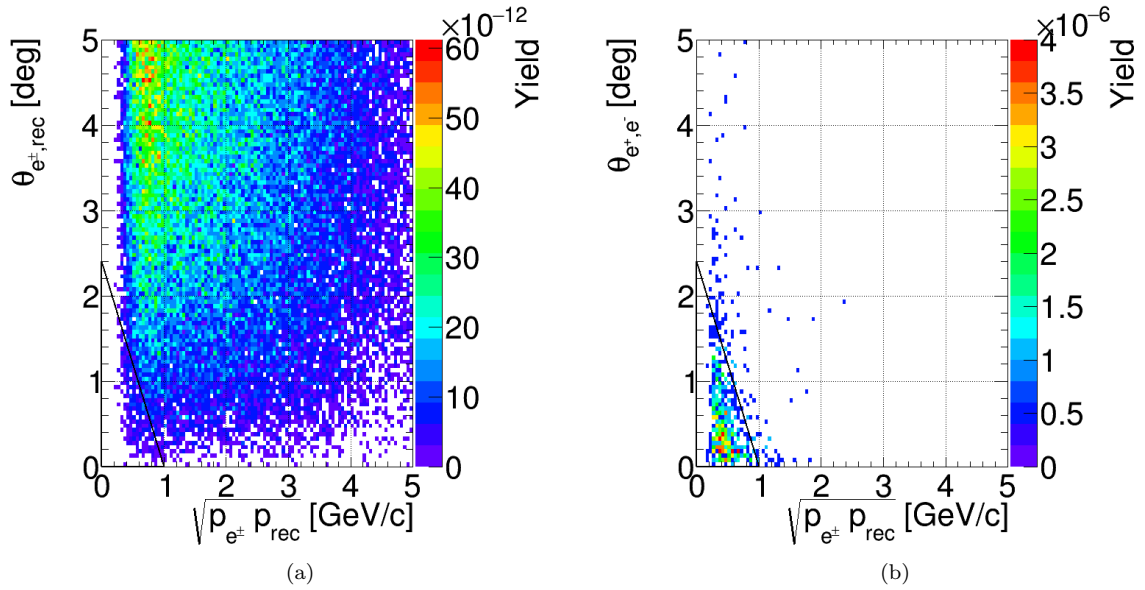


Abbildung 41: 2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der potentiellen Dielektronpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem kombiniert, das im STS und in mindestens einem weiteren Subdetektor detektiert wurde (RT). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus  $\gamma$ -Konversionen stammt.

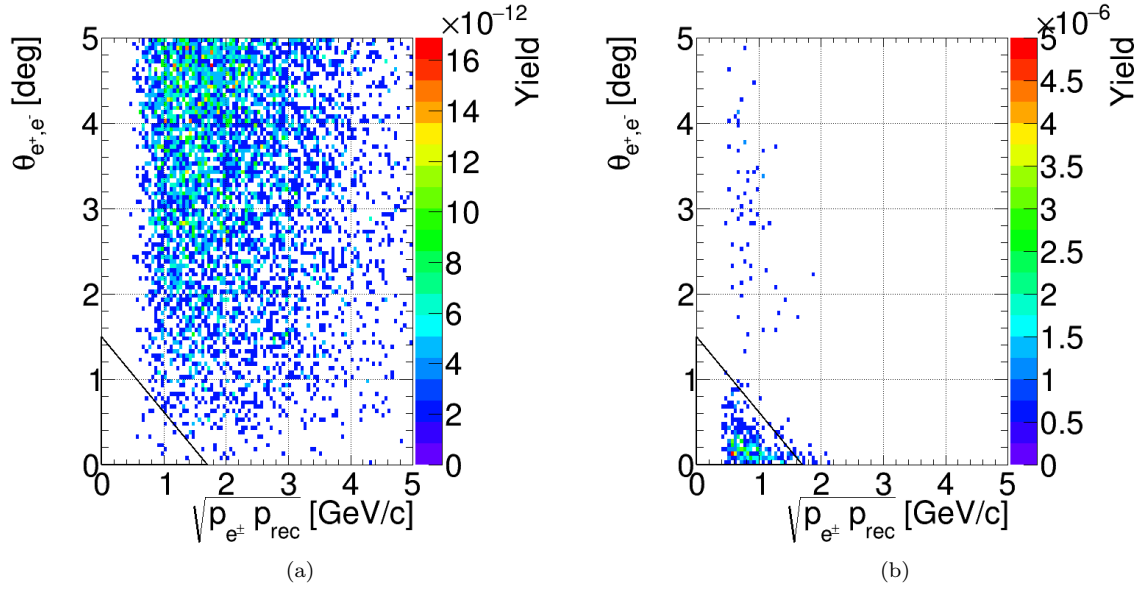


Abbildung 42: 2-dimensionaler Plot für den Zerfallswinkel und die Wurzel des Produkts der Impulse der potentiellen Dielektronpartner. Es wurde je ein identifiziertes Elektron mit einem Teilchen kombiniert, das in allen Subdetektoren detektiert wurde, allerdings nicht als Elektron identifiziert werden konnte (TT). (a) zeigt die als Signal identifizierten Dielektronenpaare. (b) zeigt den Untergrund, der aus  $\gamma$ -Konversionen stammt.

### 6.5.5 Der $p_t$ -Cut

Die Verteilung des Transversalimpuls (Abb. 43) zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf, wie für die Au+Au-Kollision. Es gibt keinen Grund den Wert des Cuts zu ändern.

Die Beiträge des Untergrunds nach dem  $p_t$ -Cut (Abb. 44) sind sehr gering, was sich nach der ersten Betrachtung (Abb. 39) bereits vermuten lies.

Der sehr kleine verbleibende Untergrund zeigt sich auch in den Abbildungen 45 und 46. Für eine qualitativ bessere Aussage wäre hier eine höhere Statistik an simulierten Daten nötig.



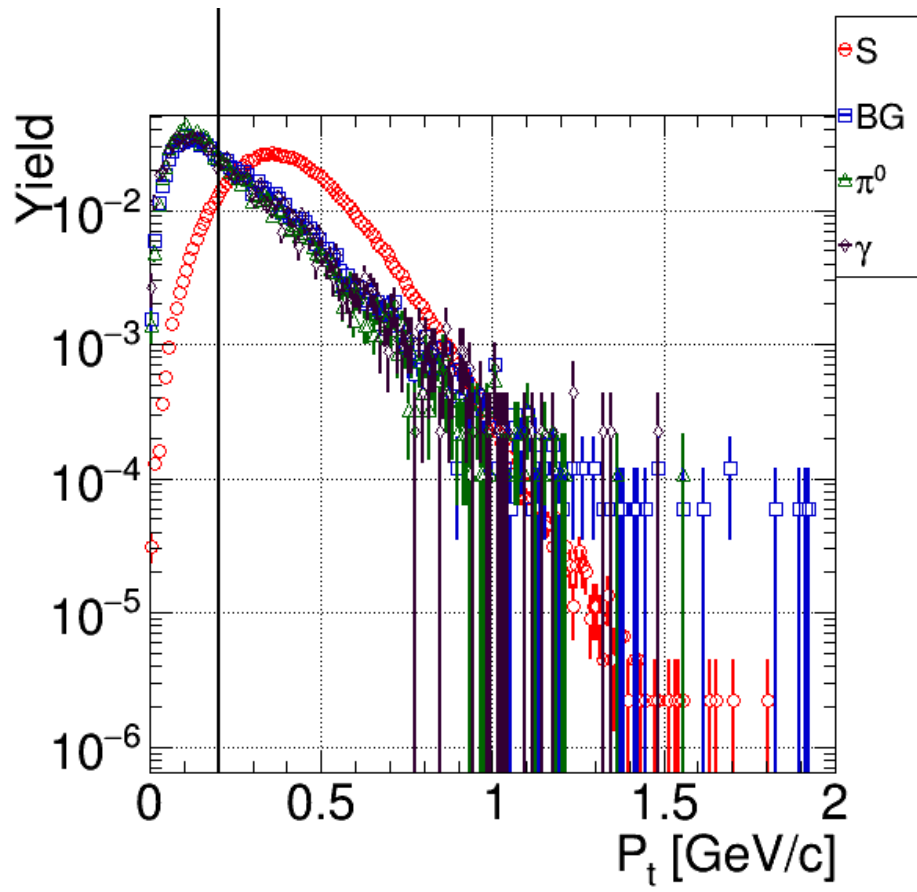


Abbildung 43: Verteilungen für den Transversalimpuls aus den in der Grafik angegebenen Dielektronenquellen (Def. s. Abb. 14).

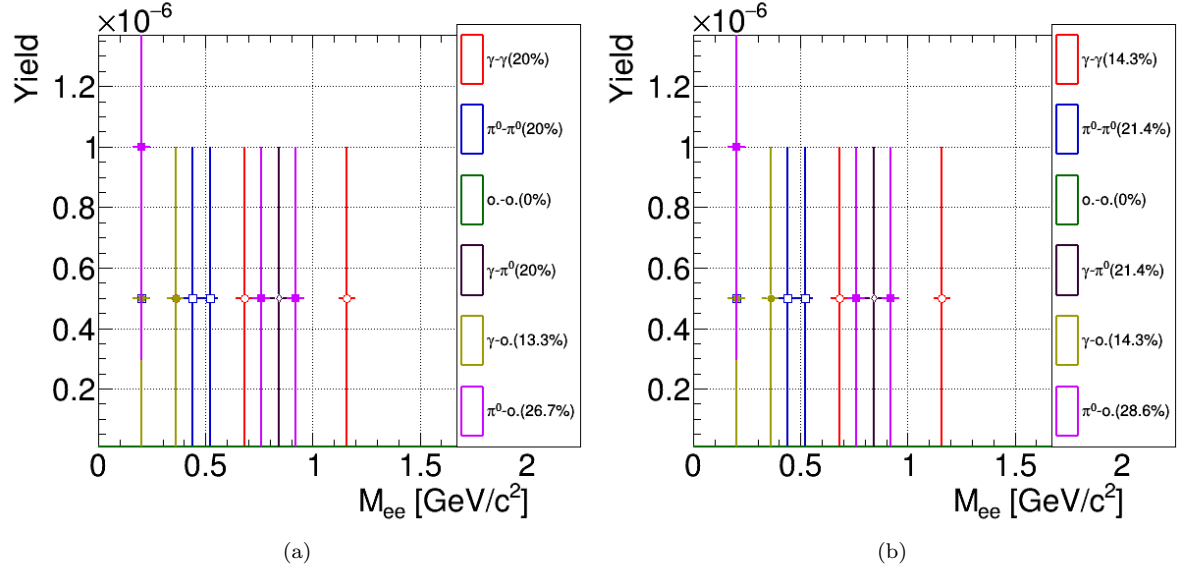


Abbildung 44: Beiträge des Untergrunds nach dem  $p_t$ -Cut in der Ag+Ag-Analyse für (a) die *minimum bias* Kollisionen und (b) die semizentralen Kollisionen. Die Untergrundbeiträge sind hier für den Zerfall  $\omega \rightarrow e^+ + e^-$  dargestellt.

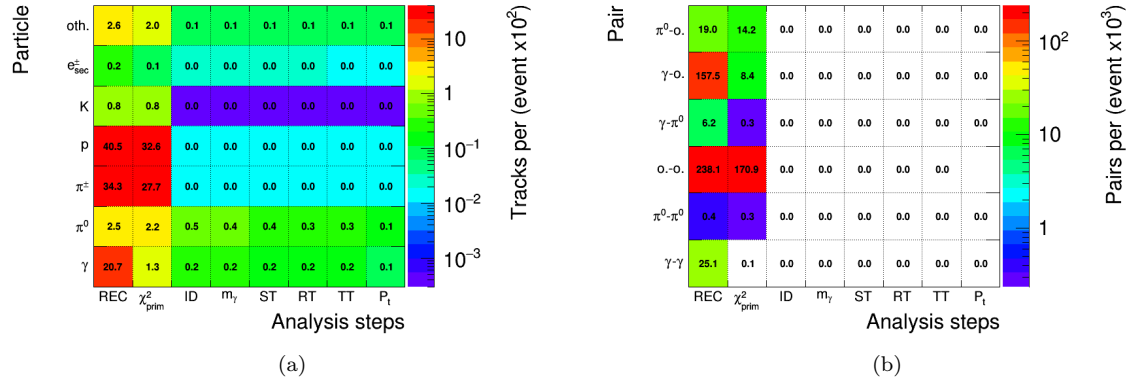


Abbildung 45: Übersicht der Untergrundbeiträge durch (a) misidentifizierte Teilchen und (b) misidentifizierte Paare in der Ag+Ag-Analyse für die *minimum bias* Kollisionen.

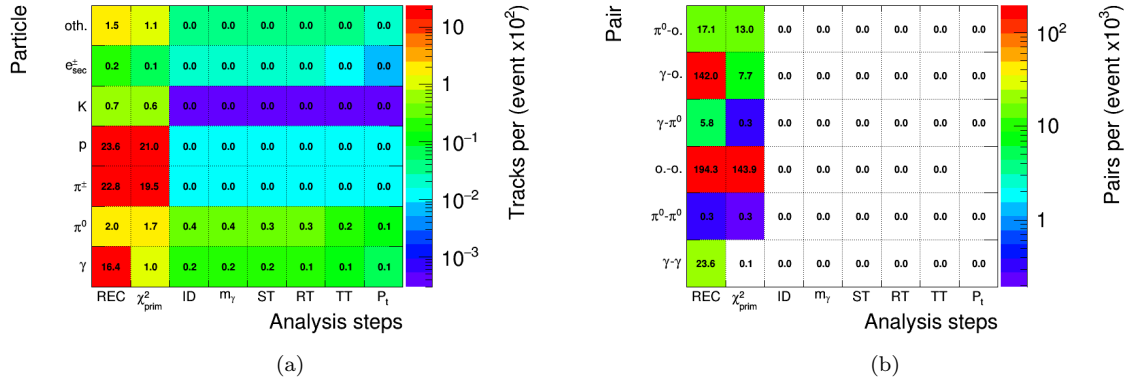


Abbildung 46: Übersicht der Untergrundbeiträge durch (a) misidentifizierte Teilchen und (b) misidentifizierte Paare in der Ag+Ag-Analyse für die *minimum bias* Kollisionen.

## 6.6 Effizienzen der „Cuts“

Trotz des geringen Aufkommens des Untergrunds können erneut die Effizienzen der einzelnen Cuts betrachtet werden. Für den Energiebereich von  $0 - 0,2 \frac{GeV}{c^2}$  wird, wie in der Au+Au-Analyse der Großteil des Signal durch den  $m_{ee}$ -Cut ausgeschlossen (Abb. 47, Abb. 50). Dies gilt für die *minimum bias* sowie die semizentralen Kollisionen. Für die hier aufgeführten Bereiche  $0,2 \frac{GeV}{c^2} - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$  (Abb. 24, Abb. 51) und  $0,6 \frac{GeV}{c^2} - 1,2 \frac{GeV}{c^2}$  (Abb. 25, Abb. 52) sieht man jedoch, dass alle Cuts außer dem  $p_t$ -Cut hauptsächlich den Untergrund reduzieren und das Signal unberührt lassen. Der  $p_t$ -Cut sorgt dann allerdings dafür, dass das Signal große Einbußen hat. Das zeigt einmal mehr, dass dieser Cut mit Sorgfalt angewendet werden muss.

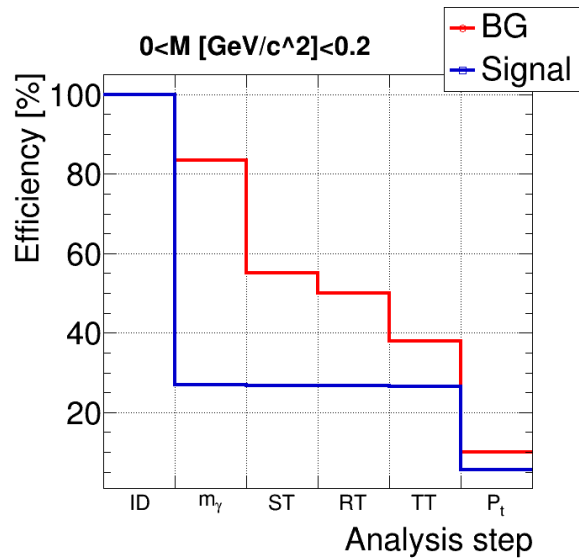


Abbildung 47: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0 - 0,2 \frac{GeV}{c^2}$  für die Semizentralen Kollisionen.

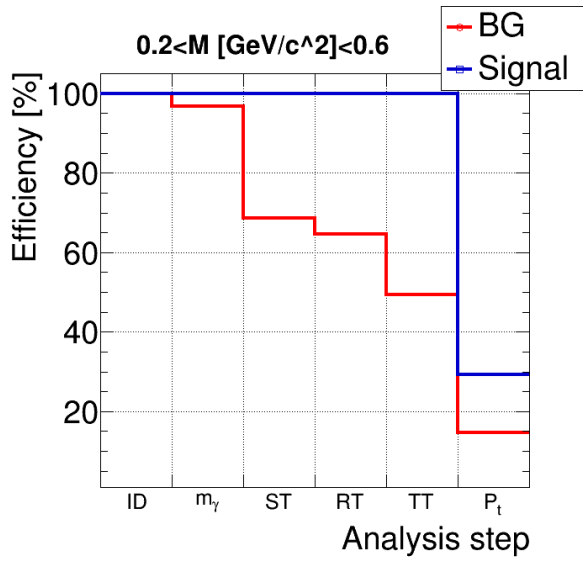


Abbildung 48: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0,2 \frac{\text{GeV}}{c^2} - 0,6 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  für die *minimum bias* Kollisionen.

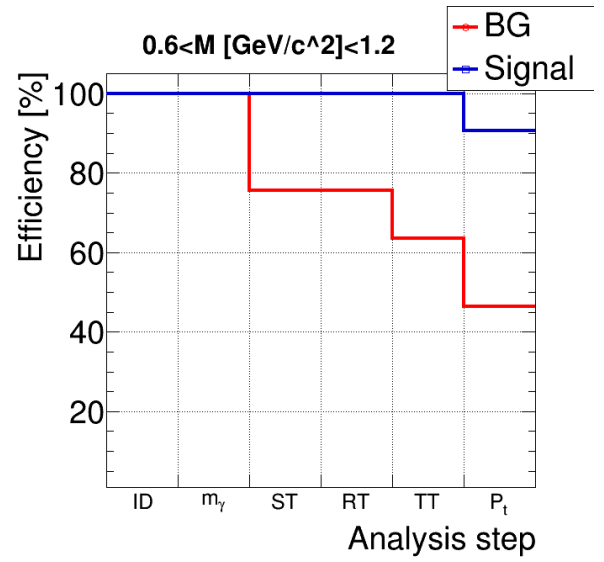


Abbildung 49: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0,6 \frac{\text{GeV}}{c^2} - 1,2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  für die *minimum bias* Kollisionen.

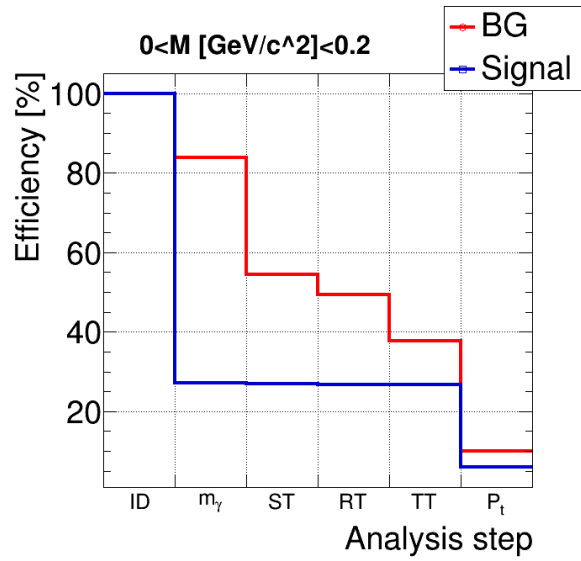


Abbildung 50: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0 - 0,2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  für die *se-mizentralen* Kollisionen.

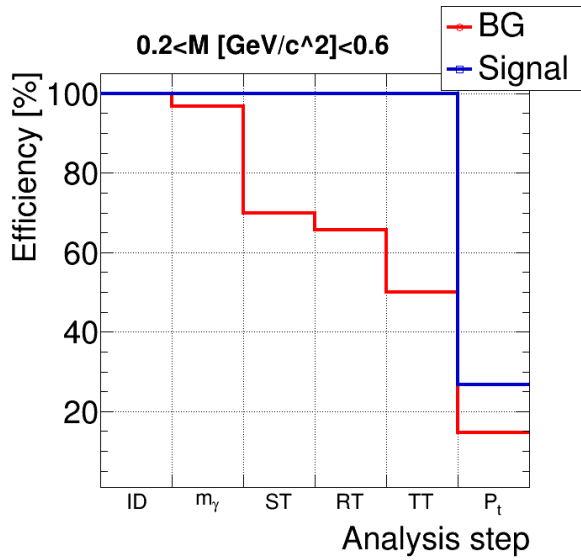


Abbildung 51: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0,2 \frac{GeV}{c^2} - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$  für die semizentralen Kollisionen.

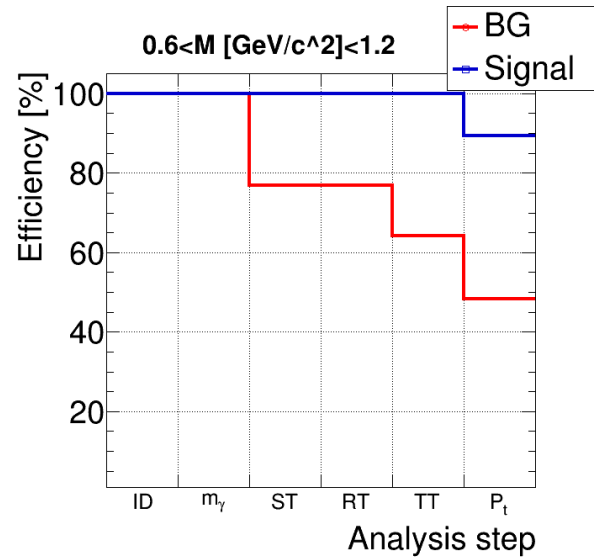


Abbildung 52: Effizienzen der angewendeten Cuts für Signal (blau) und Untergrund (rot) im Bereich der invarianten Massen von  $0,6 \frac{GeV}{c^2} - 1,2 \frac{GeV}{c^2}$  für die semizentralen Kollisionen.

## 6.7 Invariantes Massenspektrum

Bei den 4,5 AGeV Ag+Ag-Kollisionen werden aus verschiedenen Gründen sehr viel weniger Teilchen als in der 8 AGeV Au+Au-Kollision produziert: *minimum bias* Kollisionen, geringere Energie und ein kleinerer Kern (Ag) als Au. Die Produktion von Dielektronen ist im Vergleich zu den Au+Au-Kollisionen in Kapitel 5 also nochmals reduziert. Daher wurde die Statistik im Vergleich zur Au+Au-Analyse verdoppelt auf insgesamt 10 Millionen Events.

Die für das Invariante-Massen-Spektrum verwendeten und zuvor gefunden Cuts sind in Tabelle 9 aufgeführt.

Cut	Wert des Cuts
Winkel RT	$1,2^\circ$
Impulsproduktwurzel RT	$1,6 \text{ GeV}$
Winkel ST	$2,4^\circ$
Impulsproduktwurzel ST	$1 \text{ GeV}$
Winkel TT	$1,5^\circ$
Impulsproduktwurzel TT	$1,7 \text{ GeV}$
$m_\gamma$	$25 \frac{MeV}{c}$
$p_t$	$0,2 \text{ GeV}$
$\chi^2$	3
TRD-ANN	0,85
RICH-ANN	-0,4

Tabelle 9: Verwendete Analyse-Cuts in der Ag+Ag-Analyse.

Um den reinen Input der Simulationen und die Auswirkungen der einzelnen Cuts zu beobachten, wird hier das Invariante-Massen-Spektrum zu vier verschiedenen Analysezeitpunkten betrachtet, sowie für die *minimum bias* (Abb. 53, 54) als auch für die semizentralen Kollisionen (Abb. 56).

Wie zu erwarten, ist der Untergrund für die Ag+Ag-Kollision sehr klein. Auch hier kann man erkennen, dass der  $p_t$ -Cut große Auswirkungen auf den Bereich der kleinen invarianten Massen hat. Hier wird das Signal deutlich reduziert. Wie auch in Abbildung 55 ersichtlich ist der  $p_t$ -Cut mit großer Vorsicht anzuwenden, da hier (s. Abb. 48, 51) auch große Teile des Signals weggeschnitten werden. Man sieht,

dass die blauen Punkte für kleine invariante Massen fast vollständig unter den roten Punkten liegen. Für die invarianten Massen im Bereich der Vektormesonresonanzen sind die Kurven sehr ähnlich. Die Fehlerbalken sind hier aufgrund der kleinen Statistik der produzierten Teilchen meistens sehr groß.

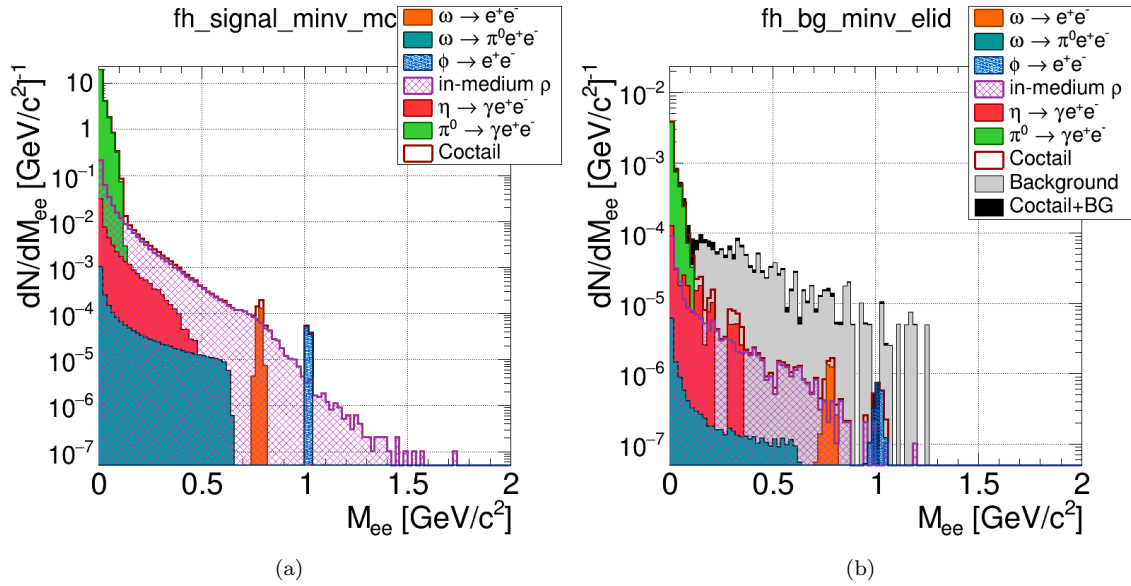


Abbildung 53: Invariante Massenspektren mit 10 Millionen *minnum bias* Events. (a) zeigt den Input aus den Monte-Carlo-Simulationen. (b) zeigt das Spektrum nach der Elektronenidentifizierung für das Set von Cuts in Tabelle 9.

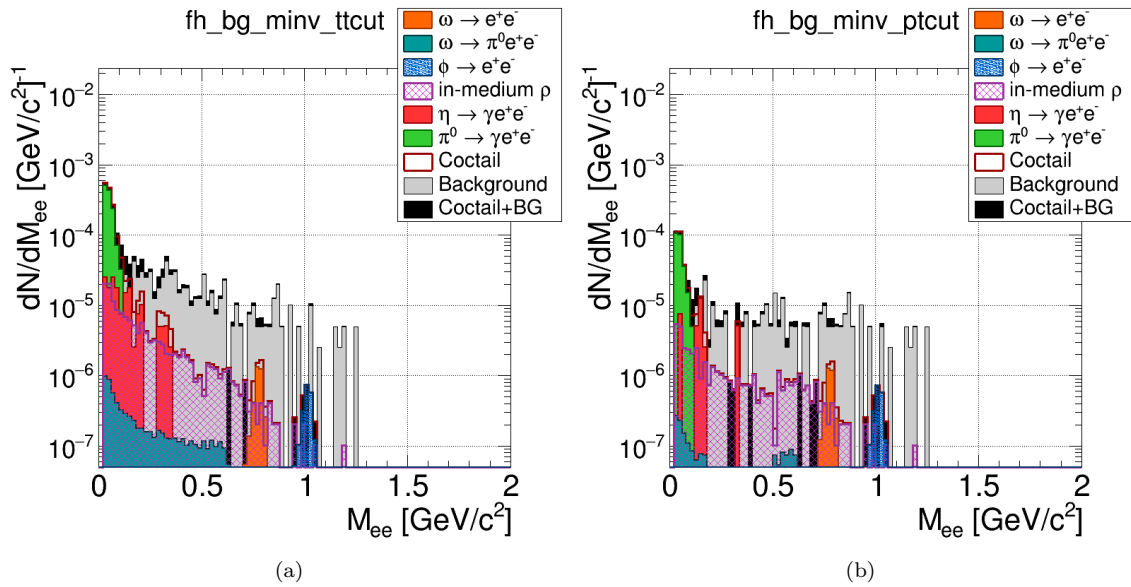


Abbildung 54: Invariante Massenspektren mit 10 Millionen *minnum bias* Events (a) vor und (b) nach dem  $p_t$ -Cut für das Set von Cuts in Tabelle 9.

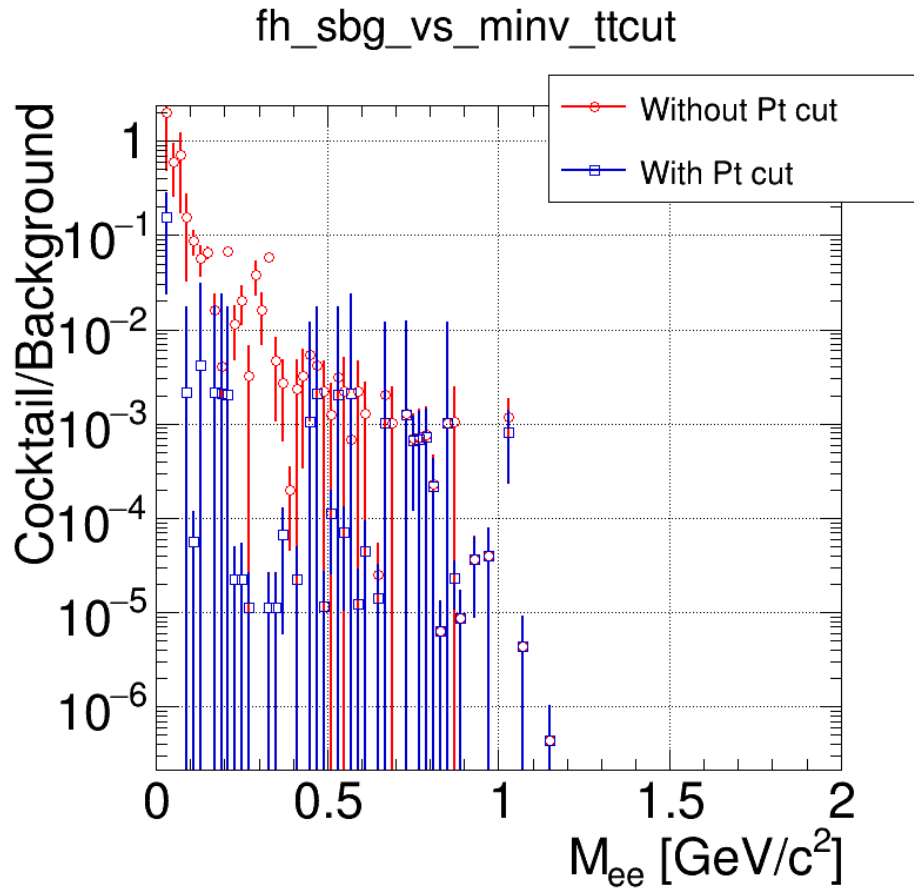


Abbildung 55: Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 10 Millionen Ag+Ag *minimum bias* Events vor und nach dem  $p_t$ -Cut.

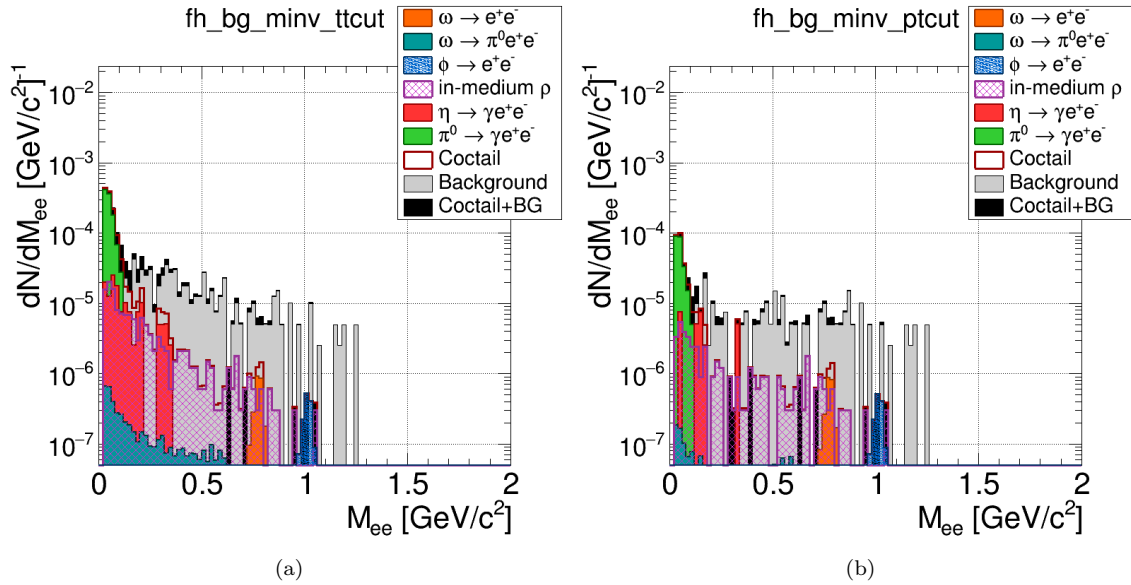


Abbildung 56: Invariante Massenspektren für die semizentrale Kollision mit 10 Millionen Events (a) vor und (b) nach dem  $p_t$ -Cut für das Set von Cuts in Tabelle 9.

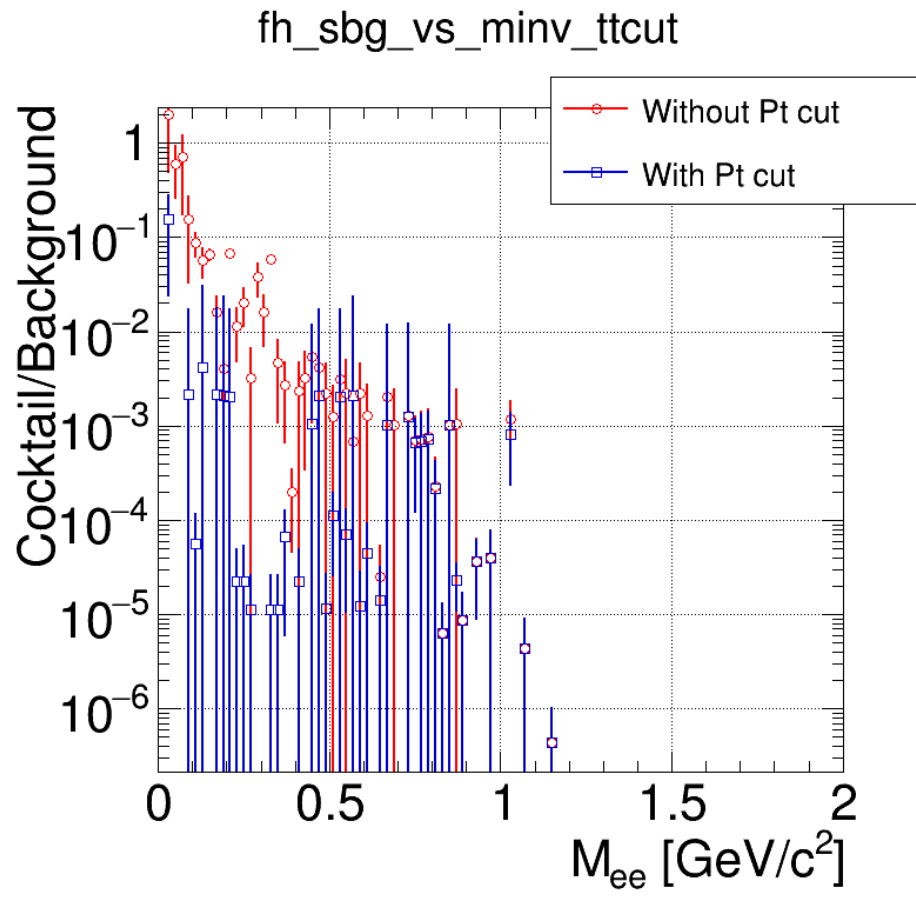


Abbildung 57: Cocktail-Untergrund-Verhältnis für 10 Millionen Ag+Ag semizentrale Events vor und nach dem  $p_t$ -Cut.



## 7 Zusammenfassung der Ergebnisse

In der hier vorgelegten Arbeit werden zum einen zentrale Au+Au-Kollisionen bei  $8\text{ AGeV}$  Strahlenergie und zum anderen *minimum bias* und semi-zentrale Ag+Ag-Kollisionen analysiert.

Ag+Ag-Kollisionen bei  $4, 5\text{ AGeV}$  sind möglicherweise das System, bei der die Dielektronenrekonstruktion in CBM und HADES verglichen werden soll. Um die vorhandene Software zu verifizieren und die 2016 zuletzt extrahierten Ergebnisse für zentrale Au+Au-Kollisionen bei  $8\text{ AGeV}$  Strahlenergie zu rekonstruieren, dient die Analyse dieser Daten zum Test, um den Vergleich der Dielektronenrekonstruktionen in CBM und HADES einzuleiten.  $8\text{ AGeV}$  sind eine Standardenergie des verwendeten SIS100-Teilchenbeschleuniger.

Während der Analyse wurde festgestellt, dass der MVD teilweise Probleme in der Rekonstruktion hervorruft und die entsprechenden Ereignisse verloren gehen. Ein Fehler in der Rekonstruktion hat nicht nur eine kleinere Statistik zur Folge, sondern auch falsche Ergebnisse. Daher wurde der MVD aus diesen beiden Analysen ausgeschlossen. In der Ag+Ag-Analyse ist der MVD noch als reines Material vorzufinden, da die Simulationen zentral mit MVD durchgeführt wurden. Das zusätzliche Material sorgt hier für einen potentiell größeren Untergrund.

### 7.1 8 AGeV Au+Au-Kollision

#### 7.1.1 Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren

Die Effizienzen der Subdetektoren zur Rekonstruktion von Elektronenspuren in der Au+Au-Kollision sind in Tabelle 10 aufgeführt. Die Effizienzen sind konstant über 90%, was für Schwerionenkollisionen hervorragend ist.

Detektor	Effizienz[%]
STS	97,4
RICH	95,2
TRD	90,7
ToF	91,7

Tabelle 10: Effizienzen der lokalen Rekonstruktion von Elektronenspuren der Subdetektoren in der Au+Au-Analyse.

#### 7.1.2 Globale Rekonstruktion

Die Effizienzen der globalen Rekonstruktion der Elektronenspuren sind in Tabelle 11 aufgeführt. Es ist zu beachten, dass hierfür nur die Monte-Carlo-Spuren berücksichtigt werden, die in allen Detektoren detektiert wurden und als Elektron identifiziert wurden. Daher ist die Effizienz hier für den STS allein größer als für die lokale Rekonstruktion des STS (vgl. Kapitel 7.1.1).

Detektorkombinationen	Effizienz[%]
STS	98,4
STS-RICH	90,4
STS-RICH-TRD	84,7
STS-RICH-TRD-ToF	77,7

Tabelle 11: Effizienzen der globalen Rekonstruktion von Elektronenspuren in der Au+Au-Analyse.

#### 7.1.3 Elektronenidentifizierung und Pionenunterdrückung

Da die Elektronenidentifizierung und die Pionenunterdrückung direkt korrelieren und maßgeblich durch die Cuts der neuronalen Netze beeinflusst werden, musste hier ein guter Kompromiss getroffen werden. Bisherige Simulationen haben gezeigt, dass bei einer Pionenunterdrückung von mehr als 5000 der Untergrund durch den physikalischen Untergrund dominiert ist. Somit versucht man in diesem

Bereich der Pionenunterdrückung, eine möglichst hohe Effizienz der Elektronenidentifizierung zu erreichen.

Tabelle 12 zeigt die extrahierten Ergebnisse.

Detektorkombinationen	Effizienz zur Elektronenidentifikation [%]	Pionunterdrückung
STS-RICH	88	130
STS-RICH-TRD	83,2	4501
STS-RICH-TRD-ToF	76,4	6915

Tabelle 12: Elektronenidentifikation und Pionunterdrückung in der Au+Au-Analyse. Die Werte sind über den Impulsbereich von  $0 - 6 \frac{GeV}{c}$  gemittelt.

#### 7.1.4 Endergebnisse

Als Beurteilung der kompletten Dielektronenrekonstruktion werden zum einen die rekonstruierten Massen und die Effizienzen der Rekonstruktion für die Teilchen betrachtet, die eine definierte Masse haben, also das  $\rho$ - und  $\omega$ -Meson.

Die rekonstruierten Massen liegen im Rahmen der Auflösung ( $m_\omega = (782,65 \pm 0,12) MeV$ ,  $m_\phi = (1019,461 \pm 0,016) MeV$ ). Die experimentelle Auflösung ist durch die Impulsauflösung dominiert.

Die Effizienzen der beiden  $\rho$ - und  $\omega$ -Mesonen liegen mit ca. 3-4% in einem sehr guten Bereich. Die Effizienzen für die QGP-Strahlung und das *in medium*  $\rho$  liegen bei 1,29% und 1,31%.

Die Signal-zu-Untergrund Verhältnisse für die Massenbereiche  $0,2 \frac{GeV}{c^2} - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$  und  $1,2 \frac{GeV}{c^2} - 1,6 \frac{GeV}{c^2}$  wurden anhand der Abbildung 29 abgeschätzt. Es wurde das Verhältnis nach dem  $p_t$ -Cut betrachtet.

	$\omega \rightarrow e^+e^-$	$\phi \rightarrow e^+e^-$	Massenbereich $0,2 - 0,6 \frac{GeV}{c^2}$	Massenbereich $1,2 - 1,6 \frac{GeV}{c^2}$
S/BG alt	0,249	0,015	0,2	0,02
S/BG neu	0,021	0,045	0,15	0,02
Effizienz[%] ( $4\pi$ )	2,83	3,99	x	x
Rekonstruierte Masse[MeV]	777,8	1014,3	x	x
Auflösung der Masse [MeV]	24	27	x	x

Tabelle 13: Auflistung der Endergebnisse für die Au+Au-Analyse.

Exemplarisch für das  $\omega$ -Meson sind in den Abbildungen 58 und 59 zum einen der Transversalimpuls gegen die Rapidität und zum anderen die Effizienzen in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Rapidität jeweils nach dem  $p_t$ -Cut zu sehen. Man sieht, dass die Teilchen am ehesten identifiziert werden können, wenn sie nach der Kollision einen signifikanten Longitudinalimpulsanteil enthalten (abb. 58). Die mittlere Rapidität der detektierten Teilchen verschiebt sich im Vergleich zu den MC Daten etwas in die positive Richtung. Außerdem erkennt man in Abbildung 59, dass bei der Rapidität, bei der am meisten Teilchen identifiziert werden (Abb. 58, rot), eine erhöhte Effizienz auftritt. Beide Beobachtungen lassen sich durch Aufbau des CBM-Experiments erklären, der nur die Vorwärtshemisphäre abdeckt.

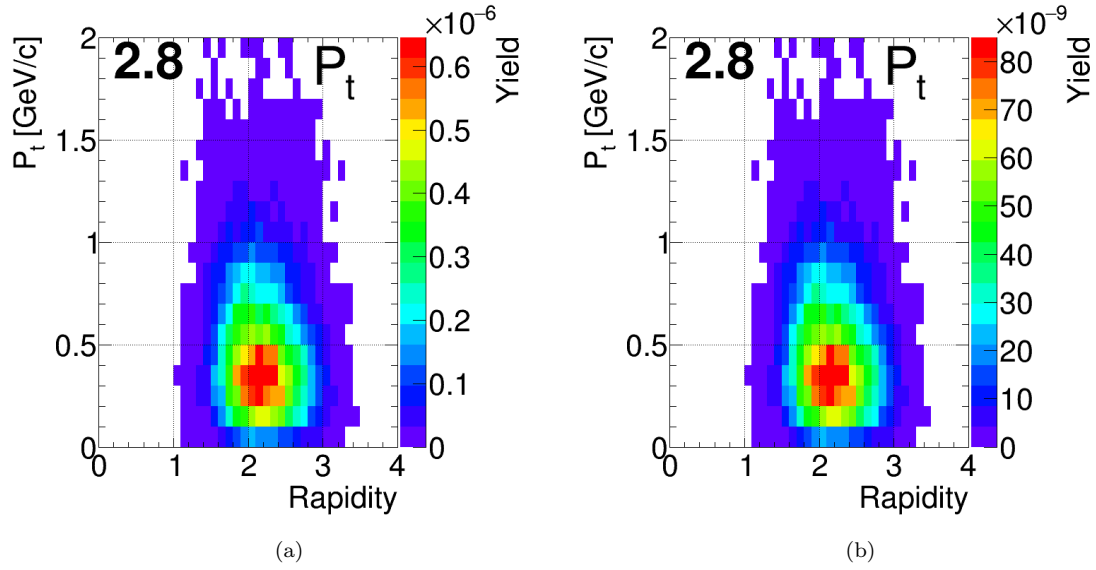


Abbildung 58: Plot des Transversalimpuls gegen die Rapidität des zerfallenden Vektormesons (hier:  $\omega$ -Meson) mit (a) den alten Skalierungsfaktoren und (b) den neuen Skalierungsfaktoren für die Au+Au-Kollision.

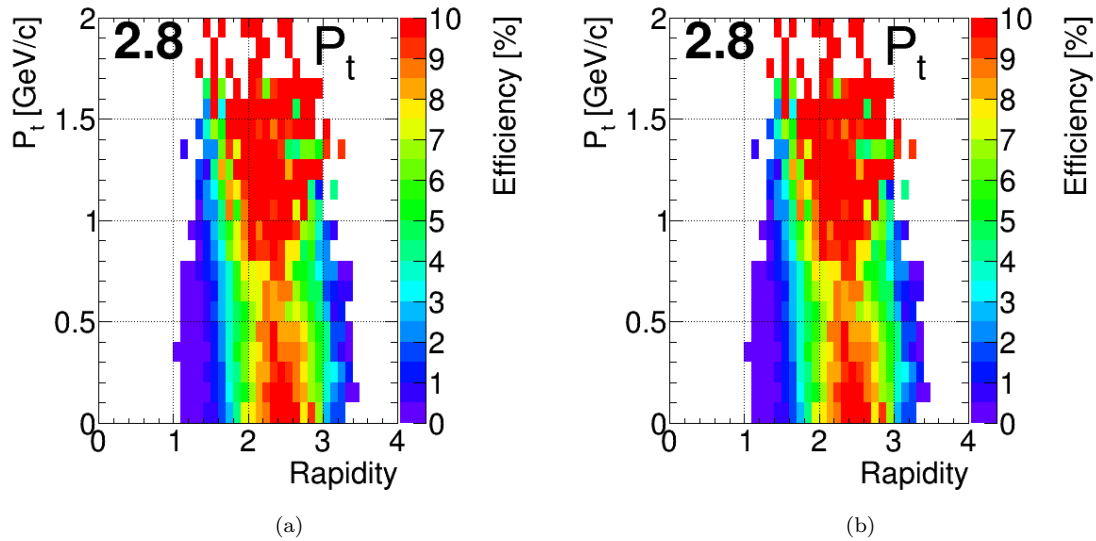


Abbildung 59: Effizienzen der Messung des zerfallenden Vektormesons (hier:  $\omega$ -Meson) mit (a) den alten Skalierungsfaktoren und (b) den neuen Skalierungsfaktoren für die Au+Au-Kollision (vgl. 58).

## 7.2 4,5 AGeV Ag+Ag-Kollision

### 7.2.1 Lokale Rekonstruktion in den Subdetektoren

Die lokale Rekonstruktion der Elektronen in den Subdetektoren läuft hier ebenfalls sehr erfolgreich. Effizienzen, die stets über 90% liegen, wurden berechnet.

Detektor	Effizienz[%]
STS	98,4
RICH	96,7
TRD	90,7
ToF	92

Tabelle 14: Effizienzen der lokalen Rekonstruktion von Elektronenspuren der Subdetektoren in der Ag+Ag-Analyse.

### 7.2.2 Globale Rekonstruktion

Eine Effizienz der globalen Rekonstruktion der Elektronen von nahezu 80% ist hervorragend.

Detektorkombinationen	Effizienz[%]
STS	99,6
STS-RICH	94,4
STS-RICH-TRD	86,8
STS-RICH-TRD-ToF	79,9

Tabelle 15: Effizienzen der globalen Rekonstruktion von Elektronenspuren in der Ag+Ag-Analyse.

### 7.2.3 Elektronenidentifizierung und Pionenunterdrückung

Die Effizienz der Elektronenidentifizierung und die Pionenunterdrückung sind im absoluten Sollbereich. Die Pionenunterdrückung trägt zur starken Reduzierung des Untergrunds bei.

Detektorkombinationen	Effizienz zur Elektronenidentifizierung [%]	Pionenunterdrückung
STS-RICH	88,7	637
STS-RICH-TRD	84	32130
STS-RICH-TRD-ToF	77,4	60767

Tabelle 16: Elektronenidentifizierung und Pionenunterdrückung in der Ag+Ag-Analyse.

### 7.2.4 Endergebnisse

Die in der Simulation berechneten Ergebnisse der Ag+Ag-Kollision sind zufriedenstellend. Die Massen stimmen wiederum gut mit den Literaturwerten überein. Die besserer Massenauflösung erklärt sich durch das höhere Magnetfeld und damit bessere Impulsauflösung. Da aufgrund des stärkeren Magnetfeldes und der kleineren Energie mehr Teilchen aus dem Detektor gelenkt werden, sind die Effizienzen kleiner als in der Au+Au-Analyse.

	$\omega \rightarrow e^+e^-$	$\phi \rightarrow e^+e^-$
S/BG <i>minimum bias</i>	0,119	0,349
S/BG semizentral	0,081	0,247
Effizienz[%] ( $4\pi$ )	1,57	2,3
Rekonstruierte Masse[MeV]	777,9	1014,2
Auflösung der Masse [MeV]	16,9	19,4

Tabelle 17: Auflistung der Endergebnisse für die 4,5 AGeV Ag+Ag-Analyse nach dem  $p_t$ -Cut.

Um die Massenbereiche außerhalb der Resonanzen des  $\omega$ - und des  $\rho$ -Mesons qualitativ beschreiben zu können, ist eine höhere Statistik nötig.

Wie auch für die Au+Au-Kollision wird hier exemplarisch des  $\omega$ -Mesons näher betrachtet. Die Plots des Transversalimpuls in Abhängigkeit der Rapidität (Abb. 60) und der Effizienz (Abb. 61) sehen denen der Au+Au-Analyse sehr ähnlich. Die Effizienzen sind insbesondere wegen der niedrigeren Statistik und des leicht geänderten Feldes auf etwa die Hälfte gesunken.

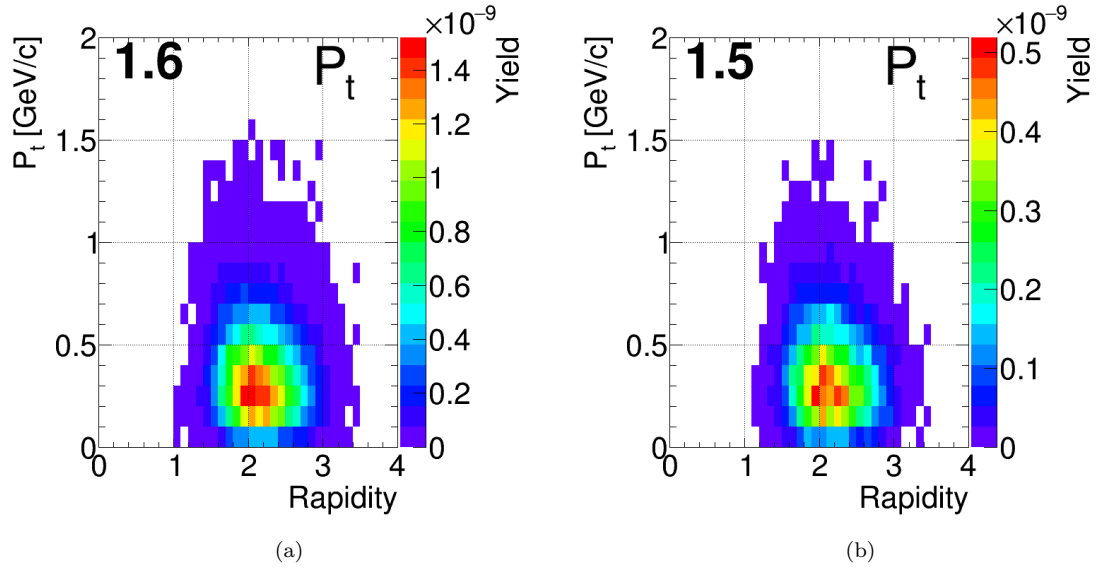


Abbildung 60: Plot des Transversalimpuls gegen die Rapidität des zerfallenden Vektormesons (hier:  $\omega$ -Meson) für (a) *minimum bias* und (b) semizentrale Ag+Ag-Kollisionen.

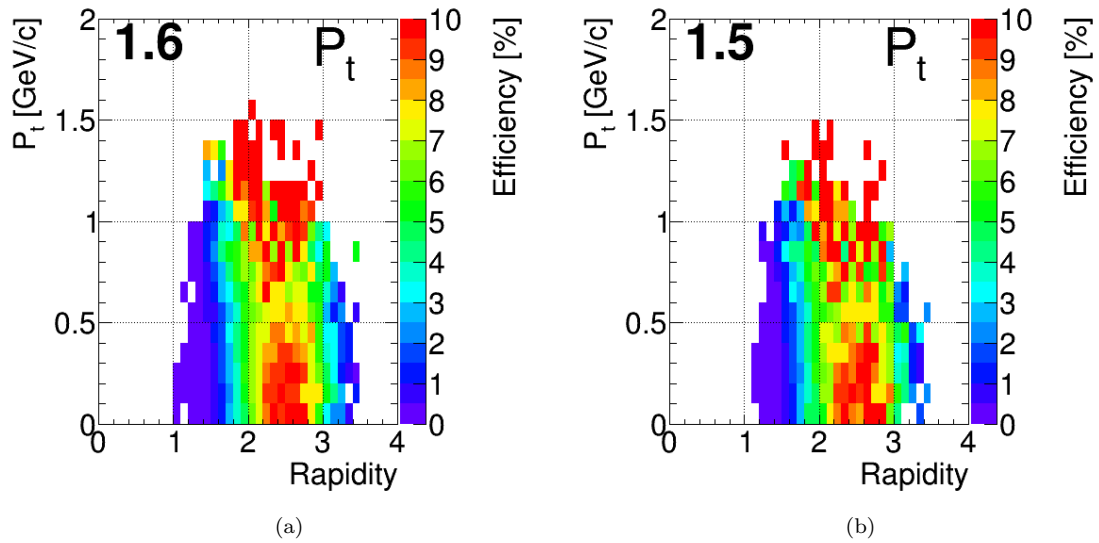


Abbildung 61: Effizienzen der Messung des zerfallenden Vektormesons (hier:  $\omega$ -Meson) für (a) *minimum bias* und (b) semizentrale Ag+Ag-Kollisionen (vgl. 60).

### 7.3 Zusammenfassung

In der Summe konnte die Machbarkeit der Dielektronenmessung in CBM bei niedrigen SIS100 Energien demonstriert werden. Es werden gute Signal-zu-Untergrund Verhältnisse bei akzeptablen Effizienzen erreicht. Das Dielektronen Analysepaket konnte erfolgreich insbesondere nach dem Geometrie Update des RICH Detektors wieder angewendet werden.<sup>1</sup>

Die Ergebnisse für zentrale Au+Au-Kollisionen bei  $8A\text{GeV}$  Strahlenergie sind dabei ausgesprochen ähnlich zu den bereits erfolgten Simulationen[19]. Unterschiedliche Skalierungen der Signale auf Basis unterschiedlicher Vorhersagen zeigen deutlich die Bandbreite der Erwartungen. Mit demselben Analysepaket wurden *minimum bias* und semizentrale Ag+Ag-Kollisionen analysiert. Hier zeigt sich, dass bei den niedrigen Energien der messbare Phasenraumbereich deutlich in der Vorwärtshemisphäre liegt. Eine Messung von HADES an demselben System hätte neben der Überprüfbarkeit der Ergebnisse auch den Vorteil, dass nahezu komplementäre Phasenraumbereiche abgedeckt werden können und sich in der Gesamtschau ein sehr komplettes Bild der Dielektronen Produktion ergeben sollte. Zur Optimierung der Analyse könnte man das Magnetfeld in CBM auch noch weiter verringern.

---

<sup>1</sup>Innerhalb der Simulationen kann es allerdings vorkommen, dass die Rekonstruktion der simulierten MC Daten nur fehlerhaft durchläuft und abbricht. Ein ähnliches Problem kann in der Simulation auftreten. Dies hat zur Folge, dass die benötigten ROOT-Dateien der Rekonstruktion fehlen. In der Analyse müssen aber für Effizienzen u.ä. immer MC Daten und Rekonstruktionsdaten eines Events vorliegen. In der Analyse wird für jede 1000 bzw. 10000 Events eine neue Rekonstruktions-Datei in den Speicher geladen und die vorherige Datei überschrieben. Existiert diese neue Rekonstruktions-Datei nicht, wird die vorherige Datei doppelt für die Analyse verwendet, was zu fehlerhaften Ergebnissen und insbesondere auch scharfen Spikes im Spektrum der invarianten Masse führen kann. In der hier vorliegenden Arbeit traten solche Probleme gehäuft in der Rekonstruktion der MVD Daten auf. Daher wurde der MVD von der Analyse ausgeschlossen.

## 8 Literaturverzeichnis

### Literatur

- [1] [https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#/media/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg).  
Stand: 02/04/2018.
- [2] <http://www.physki.de/PhysKi/index.php?title=Datei:Proton1.jpg>.  
Stand: 02/04/2018.
- [3] [http://inspirehep.net/record/1474181/files/figures\\_phasediagram.png](http://inspirehep.net/record/1474181/files/figures_phasediagram.png).  
Stand: 02/04/2018.
- [4] [https://de.wikipedia.org/wiki/Quantenchromodynamik#/media/File:Strong\\_Interaction\\_Potential.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Quantenchromodynamik#/media/File:Strong_Interaction_Potential.svg).  
Stand: 19/09/2018.
- [5] <http://oiger.de/wp-content/uploads/HADES-Detektor.jpg>.  
Stand: 04/04/2018.
- [6] <http://www-np.ucy.ac.cy/HADES/software/interactive/cave1.png>.  
Stand: 05/04/2018.
- [7] [http://cbm.uni-muenster.de/links/more/CBM\\_SIS100.png](http://cbm.uni-muenster.de/links/more/CBM_SIS100.png).  
Stand: 20/07/2016.
- [8] [https://cbm-wiki.gsi.de/foswiki/pub/Public/PublicSts/sts\\_przekroj.gif](https://cbm-wiki.gsi.de/foswiki/pub/Public/PublicSts/sts_przekroj.gif).  
Stand: 13.04.2018.
- [9] <https://ars.els-cdn.com/content/image/1-s2.0-S0168900214004239-gr1.jpg>.  
Stand: 13.04.2018.
- [10] G. Agakichiev et al. „Dielectron production in C-12+C-12 collisions at 2-AGeV with HADES“. *Phys. Rev. Lett.*, 98:052302, 2007, nucl-ex/0608031.
- [11] A. Adare et al. „Dielectron production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV“. *Phys. Rev.*, C93(1):014904, 2016, 1509.04667.
- [12] R. Arnaldi et al. „First measurement of the  $\rho$ meson spectral function in high-energy nuclear collisions“. *Phys. Rev. Lett.* 96, (162302):3, 4, xii, 15, 16, 119, 124, 130, 2006, nucl-ex/0605007.
- [13] D. Adamova et al. „Modification of the  $\rho$ meson detected by low-mass electron-positron pairs in central *Pb + Au* collisions at 158 AGeV“. *Phys. Lett. B* 666, (425):3, 4, xii, 15, 16, 118, 119, 124, 130, 2006, nucl-ex/0611022.
- [14] L. Adamczyk et al. „Measurements of Dielectron Production in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV from the STAR Experiment“. *Phys. Rev.*, C92(2):024912, 2015, 1504.01317.
- [15] L. McLerran and R. Pisarski. „Microscopic models for ultrarelativistic heavy-ion collisions“. *Nucl. Phys. A*, (A 796):83, 2007.
- [16] S.A. Bass et al. „Microscopic models for ultrarelativistic heavy-ion collisions“. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41, (255):11, 1998, nucl-th/9803035.
- [17] I. Fröhlich et al. „Pluto: A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics“. *PoS ACAT2007*, (076):58, 2007.
- [18] „Pluto: A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics“. <http://www-hades.gsi.de>.
- [19] Elena Lebedeva. „Low-mass di-electron reconstruction in the CBM experiment“. *CBM Kollaborationstreffen*, April 2016.

- [20] I. Kres et al. „RICH geometry optimization“. *CBM Progress Report*, page 64, 2016.
- [21] W. Ehehalt and W. Cassing. „Relativistic transport approach for nucleus nucleus collisions from SIS to SPS energies“. *Nucl. Phys. A* 602, (449):11, 1996.
- [22] <https://cbm-wiki.gsi.de/foswiki/bin/view/PWG/CbmDileptonInfoFilesAgAg>.  
Stand: 25/09/2018.
- [23] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton. „comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions“. *Phys. Rev. C*, 73:034905, Mar 2006.
- [24] T-Galatyuk et al. „Thermal Dileptons from Coarse-Grained Transport as Fireball Probes at SIS Energies“. *Eur. Phys. J.*, (A 52):9, 2016, 1512.08688.
- [25] T. Galatyuk. Private communication.