

**Simulationen zur  
Messung von  
Elektron-Positron-Paaren  
im ALICE-Experiment**

**Simulations for  
the measurement of  
electron-positron-pairs  
in the ALICE-Experiment**

**von**

**Ole Djürko Hinrichs**

**Masterarbeit in Physik**

**angefertigt im  
Institut für Kernphysik**

**vorgelegt dem  
Fachbereich Physik  
der  
Goethe-Universität  
Frankfurt am Main**

**im April 2012**



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Dileptonen und ihre Produktion . . . . .	8
2.2	Mesonen . . . . .	9
2.3	Massenbereiche . . . . .	10
2.4	Modifikationen des $\rho$ . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Das ALICE Experiment</b>	<b>17</b>
3.1	Aufbau . . . . .	17
3.2	Teilchenidentifikation . . . . .	27
3.2.1	ITS . . . . .	27
3.2.2	TPC . . . . .	29
3.2.3	TOF . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Erstellung der Simulationen</b>	<b>31</b>
4.1	PYTHIA 6 . . . . .	31
4.2	AliRoot . . . . .	32
4.3	LOEWE-CSC . . . . .	32
4.4	Schnelle Simulationen . . . . .	32
4.4.1	Konzept . . . . .	32
4.4.2	Simulationen mit Elektronenboxen . . . . .	33
4.4.3	Erstellung der schnellen Simulationen . . . . .	36
4.5	Volle Simulationen . . . . .	38
4.5.1	Konzept . . . . .	38
4.5.2	Durchgeführte Simulationen . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>41</b>
5.1	Signal und Untergrund . . . . .	41
5.2	Selektionskriterien . . . . .	42
5.2.1	Selektionskriterien der Teilchenspuren . . . . .	42
5.2.2	Selektionskriterien der Teilchenidentifikation . . . . .	44
5.3	Normierung . . . . .	45
5.4	Zurückweisung der Dalitzpaare . . . . .	45
5.5	Vergleich zwischen schnellen und vollen Simulationen . . . . .	45
5.5.1	Invariantes Massenspektrum . . . . .	46

5.5.2	Transversalimpuls der Paare . . . . .	50
5.6	Vergleich zwischen ALICE-Messdaten und vollen Simulationen . . . . .	52
5.6.1	Transversalimpulsverteilungen . . . . .	52
5.6.2	Invariantes Massenspektrum . . . . .	55
5.6.3	Elektronenidentifikation mithilfe der TPC . . . . .	58
5.7	Vergleich der Elektronenboxen-Simulationen der beiden Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T . . . . .	62
5.8	Vergleich der schnellen Simulationen mit den Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T . . . . .	67
5.8.1	Invariantes Massenspektrum . . . . .	67
5.8.2	Transversalimpuls der Paare . . . . .	69
5.8.3	Invariante Masse gegen Transversalimpuls der Paare . . . . .	74
5.9	Vergleich der vollen Simulationen mit den Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T . . . . .	76
5.9.1	Analyse des Untergrunds . . . . .	76
5.9.2	Invariantes Massenspektrum . . . . .	82
5.9.3	Transversalimpuls der Paare . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>

„Es gibt eine Theorie, die besagt, wenn jemals irgendwer genau rausfindet, wozu das Universum da ist und warum es da ist, dann verschwindet es auf der Stelle und wird durch etwas noch Bizarrereres und Unbegreiflicheres ersetzt. Es gibt eine andere Theorie, nach der das schon passiert ist.“

– Das Restaurant am Ende des Universums, Vorwort [Dou98].



# Abstract

The study of dielectrons is an important tool for obtaining information from all phases of ultra-relativistic collisions as they do not undergo strong interactions. The major obstacles in the measurement of dielectrons are the relatively small signal and large combinatorial background, such that one needs a large acceptance and a good particle identification at low transverse momentum.

This thesis investigates the impact and opportunities of a lower magnetic field in the central barrel of ALICE. It presents detailed studies with two different types of simulation to understand and quantify the effect. In the first type, the full chain of simulation was used: pp collisions were generated with the event generator PYTHIA6 and propagated in a detailed simulation of the ALICE-setup with GEANT3. Finally, the particles were reconstructed with the ALICE tracking software within AliRoot. As this procedure requires a huge amount of CPU time a large number of events were produced with fast simulations. These are based on a parameterization of particle spectra and detector responses. The consistency of the two types of simulation to each other and to data is discussed. Furthermore, for both types of simulation two different methods of electron identification are used and compared.

It can be shown that a reduction of the field yields a two to six times higher dielectron signal and an increase of the normalized significance by a factor of 1.4 to 2.0 depending on the electron identification method.





# 1 Einführung

Die Frage nach dem Ursprung und der Herkunft aller Dinge ist schon so alt wie die Menschheit selbst. So haben sich schon Philosophen des antiken Griechenlands darüber Gedanken gemacht. Im Timaios-Dialog von Platon soll beispielsweise ein Demiurg (griechisch: δημιουργός demiurgós „Handwerker“) alles Werdende als Abbild der Ideenwelt geschaffen haben [Pla]. Aufgrund dessen habe er aus dem bewegten Chaos der Elemente die bestmögliche Weltordnung machen wollen und somit den Kosmos als „beseeltes und vernünftiges Wesen“ [Pla] erschaffen. Nach Timainos sollen aus einem Substrat, der Chora (griechisch: χώρα „Land, Materie, Raum“), durch den Einfluss des Demiurgen die vier Elemente Erde, Feuer, Wasser und Luft entstanden sein, indem sie die Gestalt der vier entsprechenden Polyeder annahmen und somit den Kosmos bildeten.

Auch Anaximander beschäftigte die Frage nach dem Ursprung allen Seins. Für ihn war das Ápeiron (griechisch: ἄπειρον), der „hinsichtlich seiner Größe unbegrenzte“ Urstoff, der „Anfang und Element der seienden Dinge“ (ἀρχὴν τε καὶ στοιχεῖον τῶν ὄντων τὸ ἄπειρον [SIMPLIC.Phys.24]).

Heutzutage hat sich in der Physik im Rahmen des Standardmodells der Kosmologie die Urknalltheorie etabliert. Sie beschreibt den Anfang von Materie, Raum und Zeit als eine Singularität, den Urknall. Als Begründer der Urknalltheorie gilt der belgische Theologe und Astrophysiker Georges Lemaître. Er hielt den Ursprung des Universums für ein Uratom, ein „kosmisches Ei, das im Moment der Entstehung des Universums explodierte“ [Lem31].

Der Zustand, der vermutlich Milliardstelsekunden nach dem Urknall vorhanden war, das so genannte Quark-Gluon-Plasma, soll mithilfe von ALICE (A Large Ion Collider Experiment), das eines von vier großen Experimenten am LHC (Large Hadron Collider) am CERN in Genf ist, erforscht werden. Für die Messung von dessen Eigenschaften werden jeweils Protonen oder Bleikerne beschleunigt und zur Kollision gebracht. Bei den Kollisionen entstehende Teilchen werden vom ALICE-Detektor gemessen und lassen somit Rückschlüsse auf den entstandenen Zustand zu. Um Einblick in das Quark-Gluon-Plasma zu erhalten, können Elektron-Positron-Paare als eine probate Teilchenart dienen, welche nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und somit von der umgebenden Materie fast unbeeinflusst zum Detektor gelangen können. Jedoch ist die Messung dieser Signale aufwendig und es bedarf vieler Ereignisse, diese signifikant nachzuweisen. Eine Verringerung des Magnetfeldes von ALICE könnte helfen, die Anzahl an erforderlichen Ereignissen zu verringern. Elektronen und Positronen werden, da sie geladene Teilchen sind, durch die Lorentzkraft im Magnetfeld abgelenkt. Hier-

bei werden Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls stärker abgelenkt als diejenigen mit hohem Transversalimpuls. Durch ein niedrigeres Magnetfeld können nun auch die Teilchen niedriger Impulse zum Detektor gelangen und infolgedessen gemessen werden. Das Magnetfeld gänzlich abzuschalten ist nicht sinnvoll, da es zur Impulsmessung benutzt wird und außerdem die Abschaltung den Untergrund massiv erhöht.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Auswirkungen eines reduzierten Magnetfeldes des ALICE-L3-Magneten auf die Messung der Elektron-Positron-Paare im Bereich niedriger Massen zu untersuchen. Dafür wird die nominale Magnetfeldeinstellung von 0,5 T in zwei verschiedenen Simulationsarten mit der Magnetfeldeinstellung 0,2 T verglichen.

## 2 Theoretische Grundlagen

Schwerionenkollisionen geben einen Einblick in die Eigenschaften und Entwicklung von stark-wechselwirkender Materie bei extremen Bedingungen, denn sie erzeugen bei relativistischen Energien extrem hohe Temperaturen und Energiedichten innerhalb eines sehr kleinen Volumens. Aufgrund dessen sind die Partonen (Quarks und Gluonen) nicht mehr innerhalb des Nukleonvolumens gebunden, sondern bilden aufgrund vielfacher Streuungen einen sehr schwach gebundenen Zustand. Dieser Zustand, in dem die Chiralsymmetrie wiederhergestellt wird und Quarks und Gluonen sich frei bewegen, nennt man Quark-Gluon-Plasma (QGP). Hierin sind nicht die Nukleonen oder Hadronen, sondern Quarks und Gluonen die effektiven Freiheitsgrade. Mittlerweile wird allgemein angenommen, dass sich wenige Sekunden nach dem Urknall das gesamte Universum in diesem Zustand des QGP befand. Mehrere Experimente am SPS (Super Proton Synchrotron) und LHC (Large Hadron Collider) am CERN und am RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) am Brookhaven National Laboratory geben signifikante Hinweise auf die Bildung eines solchen Zustands.

Das System, das oft auch als Feuerball beschrieben wird, kann den Zustand eines thermischen Gleichgewichts erreichen. Durch die Ausdehnung wird es kühler und ab einer bestimmten kritischen Temperatur bzw. Energiedichte bilden die Partonen wieder Hadronen als gebundene Zustände. Danach kann eine weitere Ausdehnung und Abkühlung stattfinden, bevor das *Freeze-out* (dt.: Ausfrieren) stattfindet.

Es wird zwischen zwei Arten des *Freeze-out* unterschieden: Zum einen gibt es das *Chemical Freeze-out*, welches dann stattfindet, wenn es keine inelastische Kollisionen mehr gibt und die relativen Teilchenverhältnisse und somit die Teilchenkomposition des Systems konstant bleiben. Zum anderen bezeichnet man den Zustand, in dem sich die Impulsverteilungen der Teilchen nicht mehr ändern, als *Thermal* oder *Kinetic Freeze-out* [BRA04]. Die Parameter hierfür können durch Transversalimpulsspektren gewonnen werden. Die Analyse der Abstrahlung von Photonen und Dileptonen ist hierbei eine sehr vielversprechende und effiziente Möglichkeit, den Anfangszustand der Schwerionenkollisionen zu beschreiben. Denn anders als Hadronen sind sie aus jeder Phase des expandierenden Systems zugänglich. Einmal produziert, bringen sie ungestörte Informationen über die Umstände ihrer Entstehung zum Detektor, da sie nicht stark, sondern nur schwach und elektromagnetisch wechselwirken und ihre mittlere freie Weglänge größer ist als die typische Größe des Systems (ca. 10 fm) [CBS10].

## 2.1 Dileptonen und ihre Produktion

Dileptonen sind sehr hilfreiche Informationsübermittler von In-Medium-Modifikationen der Vektormesonen. Da die Kopplungskonstante der QED ( $\alpha$ ) sehr klein ist, bewegen sich Photonen und Dielektronen beinahe ohne weitere Wechselwirkungen durch das umgebende Medium. Daher transportieren sie Informationen von dem Punkt, wo sie entstanden, ungehindert zum Detektor, während sich Hadronen in der späten Expansionsphase aufgrund der starken Wechselwirkung noch verändern können. Die invariante Masse und der Transversalimpuls sind die zwei für die Dileptonen verfügbaren Parameter, um die verschiedenen Zustände des expandierenden Systems zu erforschen.

Dileptonen mit einer hohen invarianten Masse und hohem Transversalimpuls werden unmittelbar nach der Kollision emittiert. Diejenigen mit niedriger invarianter Masse kommen von späteren Zuständen. Abhängig vom Produktionszeitpunkt gibt es in relativistischen Schwerionenkollisionen drei Quellen von Leptonen und Photonen: die anfänglichen harten Kollisionen zwischen den Partonen, die thermale Produktion im heißen Plasma und der Zerfall der produzierten Hadronen [CBS10].

In der Frühphase der Kollision kann vom stark wechselwirkenden QGP Wärmestrahlung ausgesendet werden. Der elementare Prozess für die Produktion von Leptonenpaaren ist hier die Quarkannihilation in virtuelle Photonen. Hier kann ein Quark mit einem Antiquark wechselwirken und ein virtuelles Photon bilden. Dieses zerfällt dann anschließend in ein Lepton-Antilepton-Paar, das auch als Dilepton bezeichnet wird. Dieses ermöglicht Zugriff auf die elementare Eigenschaft der Temperatur. Die Theorie erwartet den besten Zugriff im Massenbereich von  $m = 1 - 3 \text{ GeV}/c^2$  [Tse10, Shu78, Ruu92], um Wärmestrahlung der QGP-Phase zu messen.

Im späteren Kollisionsverlauf, wenn die hadronische Phase vorhanden ist, wird Wärmestrahlung vom sehr dichten Hadrongas ausgesendet. Hier werden Dileptonen durch Interaktionen der geladenen Hadronen mit ihren Antiteilchen erzeugt, wobei der ausschlaggebende Prozess die Pionannihilation in Dileptonen ist.

Die Wärmestrahlung des Hadrongases leistet hauptsächlich im niedrigen Massenbereich um und unterhalb der  $\rho$ -Masse einen Beitrag [KKMM86]. In dem Niedrigmassenbereich wird das Spektrum durch die Dalitzzerfälle ( $A \rightarrow Xee$ ) von  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  und  $\omega$  und den Zerfällen der Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  in Dielektronen, sowie vom Drell-Yan-Prozess, beherrscht [Tse10].

Der Drell-Yan-Prozess ist ein Prozess, in dem zwei Hadronen streuen. Hierbei wechselwirkt ein Valenzquark des einen Hadrons mit einem Seeantiquark des anderen. Diese annihilieren und bilden ein virtuelles Photon, das dann in ein Leptonenpaar zerfällt [Flo10].

## 2.2 Mesonen

Im Folgenden werden die Vektormesonenzustände  $J^P = 1^-$  und die pseudoskalaren Mesonzustände  $J^P = 0^-$  behandelt. Hierbei sind  $J$  und  $P$  der Drehimpuls und die Parität. Die neutralen Mesonen  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  bestehen aus einem Quark und einem Antiquark der drei leichten Quarksorten  $u$ ,  $d$  und  $s$ . Da sie als Mesonen der starken Wechselwirkung unterliegen und instabil sind, können sie in leichtere Hadronen, Photonen, Leptonen oder semi-leptonisch zerfallen. Die Parität  $P$  der Mesonen ist  $(-1)^{L+1} = -1$ , weil ihr Bahndrehimpuls  $L = 0$  ist.

Alle Vektormesonen besitzen die Spinkombination  $|\uparrow\uparrow\rangle$ . Da diese speziellen Mesonzustände an virtuelle Photonen koppeln, haben sie eine große Bedeutung für die Dielektronen-Spektroskopie:  $u$ - und  $d$ -Quarks spannen ein Isospintriplett mit  $I = 1/2$ ,  $I_3 = +1/2$  ( $u$ -Quark) und  $I_3 = -1/2$  ( $d$ -Quark) auf. Bei Hinzunahme des  $s$ -Quarks ergibt sich aus der Gruppentheorie eine Anzahl an  $3 \times 3 = 8 + 1 = 9$  Kombinationen.

Das Vektormeson mit der Masse  $m = 1,02 \text{ GeV}/c^2$  ist das  $\phi$  Meson, wobei die dominanten Zerfälle Strangemesonen als Produkte haben und es daher als  $|\phi\rangle = |s\bar{s}\rangle$  angenommen werden kann.

Das  $\rho^0$ -Meson hat eine invariante Masse von  $m = 0,78 \text{ GeV}/c^2$ . Zusammen mit dem  $\rho^+$  und dem  $\rho^-$  bildet es ein Isospintriplett. Diese drei Vektormesonen setzen sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} |\rho^+\rangle &= |u\bar{d}\rangle \\ |\rho^-\rangle &= |\bar{u}d\rangle \\ |\rho^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{u}u\rangle - |\bar{d}d\rangle) \end{aligned}$$

Des Weiteren findet man die orthogonale Wellenfunktion:

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{u}u\rangle + |\bar{d}d\rangle)$$

Dieser  $|\omega\rangle$ -Zustand hat im invarianten Massenspektrum eine Resonanz bei  $m = 0,78 \text{ GeV}/c^2$ .

Die pseudoskalaren Mesonen haben die Spinkombination  $|\uparrow\downarrow\rangle$ , d.h.  $S = 0$ . Zu diesen zählen  $\pi^0$ ,  $\eta$  und  $\eta'$ . Diese sind folgendermaßen aufgebaut:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle]$$

$\eta$  und  $\eta'$  bestehen aus Linearkombinationen der Zustände  $\eta_8$  und  $\eta_1$ :

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}[|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle]$$

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}[|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle]$$

Mit dem experimentell bestimmten Mischungswinkel  $\theta_P$  erhält man für die Zustände:

$$\eta = \eta_8 \cos(\theta_P) - \eta_1 \sin(\theta_P)$$

$$\eta' = \eta_8 \sin(\theta_P) - \eta_1 \cos(\theta_P)$$

Die wichtigsten Eigenschaften der beschriebenen Mesonen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Meson	$J^P$	Masse $m$ (MeV/ $c^2$ )	Zerfallsbreite $\Gamma$ (MeV/ $c^2$ )	Relevante Zerfallskanäle mit Verzweigungsverhältnis
$\pi^0$	$0^-$	135	$7,8 \cdot 10^{-6}$	$e^+e^- \gamma$ : 1.2%
$\eta$	$0^-$	548	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$e^+e^- \gamma$ : $6 \cdot 10^{-3}$
$\eta'$	$0^-$	958	0,203	$e^+e^- \gamma$ : $< 9 \cdot 10^{-4}$
$\rho$	$1^-$	776	149,4	$e^+e^-$ : $4,7 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	$1^-$	783	8,49	$e^+e^-$ : $7,2 \cdot 10^{-5}$ & $e^+e^- \pi^0$ : $7,7 \cdot 10^{-4}$
$\phi$	$1^-$	1019	4,26	$e^+e^-$ : $3 \cdot 10^{-4}$ & $e^+e^- \eta$ : $1,15 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 2.1: Übersicht über die Eigenschaften der relevanten Dielektronenquellen [Yao06].

## 2.3 Massenbereiche

Im invarianten Massenspektrum der Dielektronen erkennt man die Maxima von Zwei-Körper-Zerfällen verschiedener Mesonen. Diese erscheinen über dem durchgängigen Untergrund von Drei-Körper- oder Dalitz-Zerfällen. Die Positionen und Breiten der Maxima beinhalten Informationen über die hadronischen Eigenschaften von den späten Stadien des Kollisionsprozesses. Die Dileptonenemissionen können in drei bestimmte Regimes eingeteilt werden. Diese hängen von der invarianten Masse des emittierten Leptonenpaares ab [Flo10].

Es wird unterteilt in:

Niedrigmassenbereich (*LMR: low mass region*)  $M \leq M_\phi (= 1024 \text{ MeV}/c^2)$ :

Es wird vermutet, dass in diesem Massenbereich der Zerfall der Vektormesonen die dominierende Quelle für Dileptonen, welche den so genannten hadronischen Cocktail bilden, ist. Es existieren die Dalitz-Zerfälle  $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow l^+l^- \gamma$ , der  $\pi^0$ -Dalitzzerfall  $\omega \rightarrow l^+l^- \pi^0$  und die Zerfälle der Vektormesonen  $\rho, \omega, \phi \rightarrow l^+l^-$  [PHE10].

Mittlerer Massenbereich (*IMR: intermediate mass region*)  $M_\phi < M < M_{J/\psi} (= 3,1 \text{ GeV}/c^2)$ :  
Der mittlere Massenbereich wird bei Kern-Kern-Kollisionen wahrscheinlich durch die Kontinuumsstrahlung des QGP dominiert. Daher kann dieser Bereich wichtig sein, um

eine reine QGP-Signatur zu erhalten [CBS10]. Eine große Quelle für Dileptonen in diesem Bereich ist der semi-leptonische Zerfall von  $c$  und  $\bar{c}$  [PHE10].

Hochmassenbereich (*HMR: high mass region*)  $M > M_{J/\psi} (= 3,1 \text{ GeV}/c^2)$ :

In dem Hochmassenbereich erzeugen harte Streuungen an Partonen Dileptonen. Die Mechanismen hierfür sind der Drell-Yan-Prozess ( $\bar{q}q \rightarrow l^+l^-$ ) und der semi-leptonische Zerfall der schweren Quarkpaare ( $b\bar{b} \rightarrow l^+l^-$  und  $c\bar{c} \rightarrow l^+l^-$ ) [PHE10]. Daher findet man hier die Phänomene der ursprünglichen Emission und Modifikation der schweren Quarkonia wie  $J/\psi$  und  $\Upsilon$  [CBS10].

Ein schematisches Diagramm des invarianten Massenspektrums der Dielektronen wird in Abbildung 2.1 gezeigt.

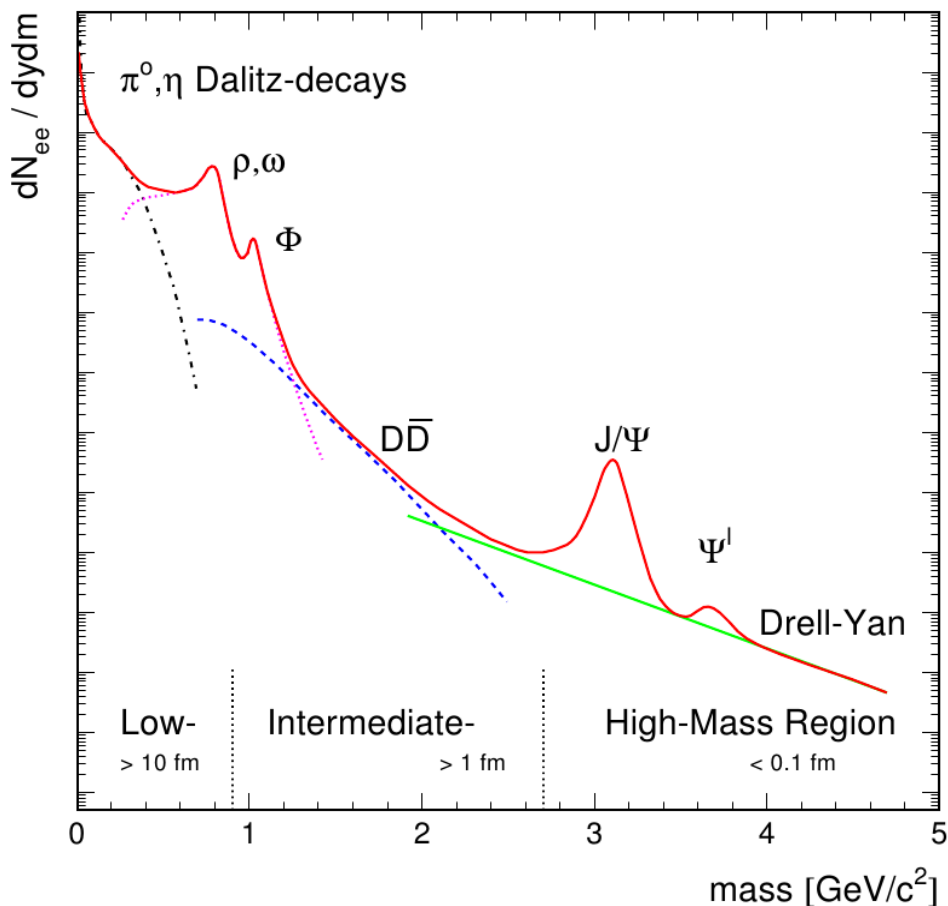


Abbildung 2.1: Einteilung des invarianten Massenspektrums in drei Massenbereiche [Dah08].

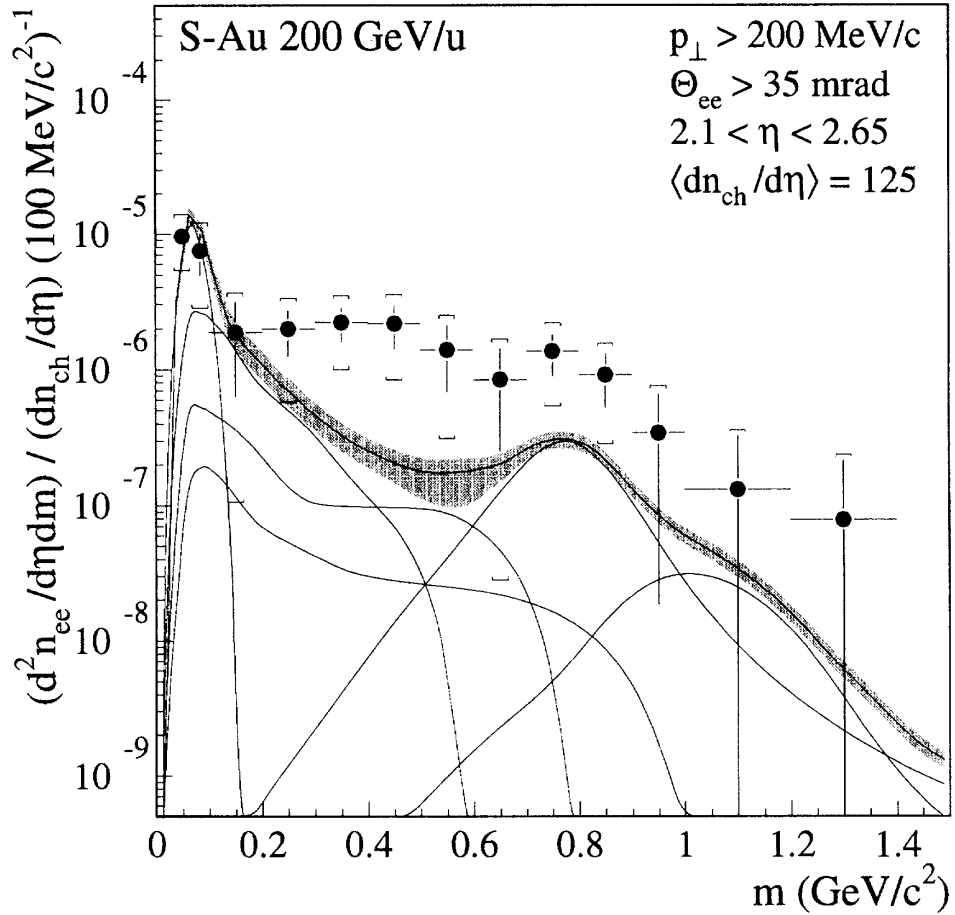


Abbildung 2.2: Invariantes Massenspektrum für 200 GeV pro Nukleon S-Au Kollisionen mit CERES [CER95].

Am SPS wurde die Produktion von Dielektronen mit niedrigen invarianten Massen zum ersten Mal von dem Experiment CERES [CER06] gemessen. Die Dielektronen-Daten von CERES aus p+Be und p+Au Kollisionen können gut durch die erwarteten Zerfälle von neutralen Mesonen beschrieben werden.

Es wurde angenommen, dass die Form des invarianten Massenspektrums für Schwerionenkollisionen mit der Form für die p+Be und p+Au Kollisionen übereinstimmt. Laut des  $m_T$ -Skalierungs-Ansatzes [BCRW98] ist die Produktion von Mesonen nur von ihrer transversalen Masse  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  abhängig. So sollen gleiche relative Teilchenhäufigkeiten im Endstadium des Kollisionssystems auftreten. Daher wurden die Beiträge der erwarteten neutralen Mesonen durch  $m_T$ -Skalierung angepasst [CER06]. Bei zentralen S+Au Kollisionen stimmt das gemessene Spektrum, das in Abbildung 2.2 zu sehen ist, nur für Massen unter  $200 \text{ MeV}/c^2$  mit dem extrapolierten Beitrag der neutralen Vektormesonen überein. Dieser Bereich wird vom  $\pi^0$ -Dalitzzerfall dominiert. Bei höheren



Massen verhält es sich so, dass die Ausbeute an Dielektronen stark erhöht ist. Im Bereich von  $200 \text{ MeV}/c^2$  bis  $1,5 \text{ GeV}/c^2$  ist diese im Durchschnitt 5-mal höher als durch Extrapolation erwartet. Außerdem besitzt das gemessene Spektrum eine andere Form als die extrapolierte Kurve, denn man sieht die typischen Resonanzstrukturen für das  $\rho$ - und  $\omega$ -Meson nicht so deutlich.

Auch bei den CERES-Ergebnissen aus Pb+Au Kollisionen (siehe Abbildung 2.3) gibt es eine Erhöhung zwischen  $200 \text{ MeV}/c^2$  bis  $600 \text{ MeV}/c^2$  um den Faktor 2,8 [CER06, Flo10, CBS10].

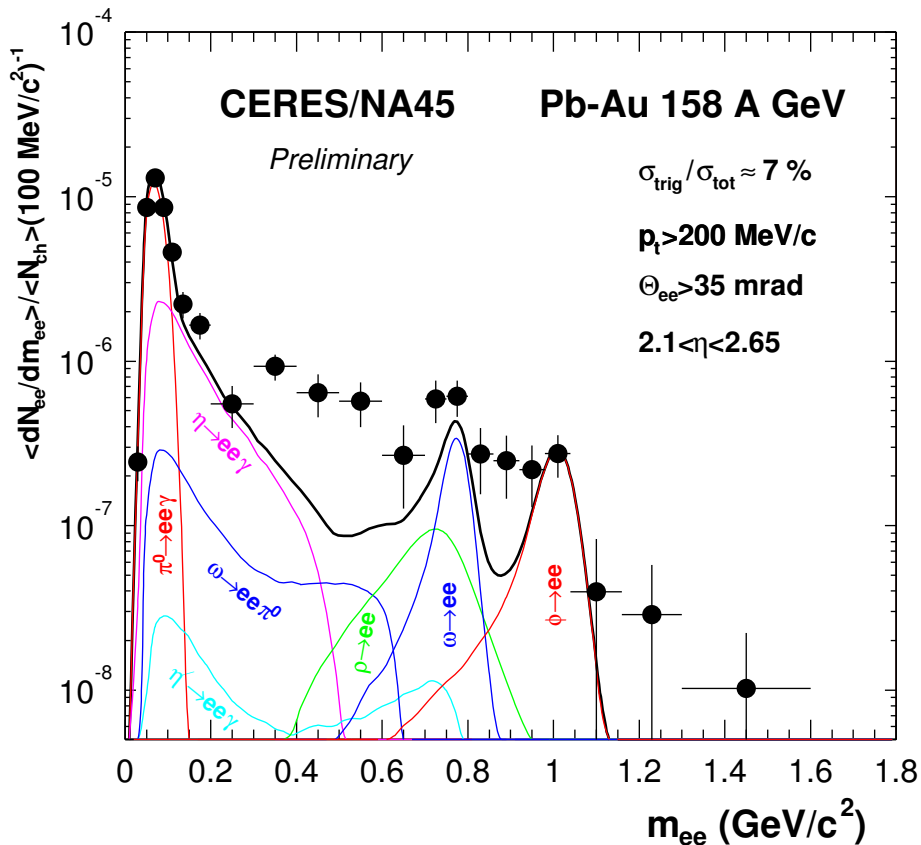


Abbildung 2.3: Massenspektrum der Dielektronen für Pb-Au Kollisionen mit CERES [CER06].

## 2.4 Modifikationen des $\rho$

Die erhöhte Anzahl an Dileptonen niedriger Massen ist eine fundamentale Entdeckung im Schwerionenprogramm des CERN SPS. Diese Erkenntnis zog viele Theorien nach sich, in denen hauptsächlich die In-Medium-Modifikationen des  $\rho$  Mesons eine Rolle spielen. Denn besonders das  $\rho$ -Meson hat eine geringe Lebenszeit von  $\tau = 1,3 \text{ fm}/c$  im

Vergleich zur Lebenszeit des umgebenden Systems (QGP) von  $\tau = 10 \text{ fm}/c$  [CBS10]. Somit kann das Spektrum des Mesons von der Umgebung im Medium beeinflusst werden. Das  $\rho$ -Meson mit seiner kurzen Lebensdauer und der starken Kopplung an den  $\pi\pi$ -Kanal ist das empfindlichste Signal für In-Medium-Modifikationen und die Chiral-symmetrie. Es werden zwei Modifikationen der Eigenschaften für das Meson in diesem Massenbereich angenommen:

1. Die meisten theoretischen Modelle sagen eine Verbreiterung der  $\rho$ -Resonanz voraus. So vermuten Rapp und Wambach [RW00, RWH09], dass die Abweichung durch eine Verbreiterung der Resonanzbreite des  $\rho$ -Mesons im dichten Medium ausgelöst wird, während sich die Lage der Massenresonanz nicht verändert.

$$\frac{\Gamma^*}{\Gamma} \approx 1 + k_{bw} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (2.1)$$

Hier ist  $\Gamma^*$  die effektive Resonanzbreite im Medium,  $\Gamma$  die Resonanzbreite im Vakuum,  $\rho$  die Baryonendichte des Mediums,  $\rho_0$  die normale Kerndichte und  $k_{bw}$  ein positiver Parameter.

2. Es wird von Brown und Rho in dem so genannten Brown-Rho-Scaling vorhergesagt, dass eine Modifikation durch eine Massenverschiebung des  $\rho$ -Mesons aufgrund einer Wiederherstellung der Chiralsymmetrie erfolgen kann [BR91]:

$$\frac{m^*}{m} \approx 1 - k_{dm} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (2.2)$$

Hier ist  $m^*$  die effektive Masse im Medium,  $m$  die Vakuummasse,  $\rho$  die Baryonendichte des Mediums,  $\rho_0$  die normale Kerndichte und  $k_{dm}$  ein positiver Parameter.

Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, zeigen die Messungen des CERES-Experiments aber keine signifikante Massenverschiebung bei gleichzeitiger Verbreiterung der Resonanz bei SPS-Energien. Die Resultate bevorzugten das Szenario, in dem sich die Massenresonanz verbreitert gegenüber dem Szenario der Massenverringering im Bereich zwischen dem  $\omega$ - und dem  $\phi$ -Mesons ( $0,75 \text{ GeV}/c^2$  bis  $1 \text{ GeV}/c^2$ ). Daher läuft die Wiederherstellung der Chiralsymmetrie eher durch Verbreiterung der Resonanzen ab, anstatt durch Verringerung der Massen [Flo10]. Auch die anderen Vektormesonen, wie  $\omega$  oder  $\phi$ , könnten prinzipiell dieselben Effekte zeigen. Da sie aber eine viel höhere Lebensdauer haben, werden sie hauptsächlich außerhalb des Mediums zerfallen, wobei sie wieder Vakuum-eigenschaften annehmen. Der kleine Teil, der innerhalb des Mediums zerfällt, wird schwer zu messen sein. Die Berechnungen sagen eine Resonanz um  $780 \text{ MeV}/c^2$  voraus, die von der  $\pi\pi$ -Annihilation verursacht wird. Diese ist aber in den Messdaten wenig ausgeprägt. Daher wird angenommen, dass die Mesoneigenschaften im Medium andere sind als im Vakuum [YHM05, CBS10].

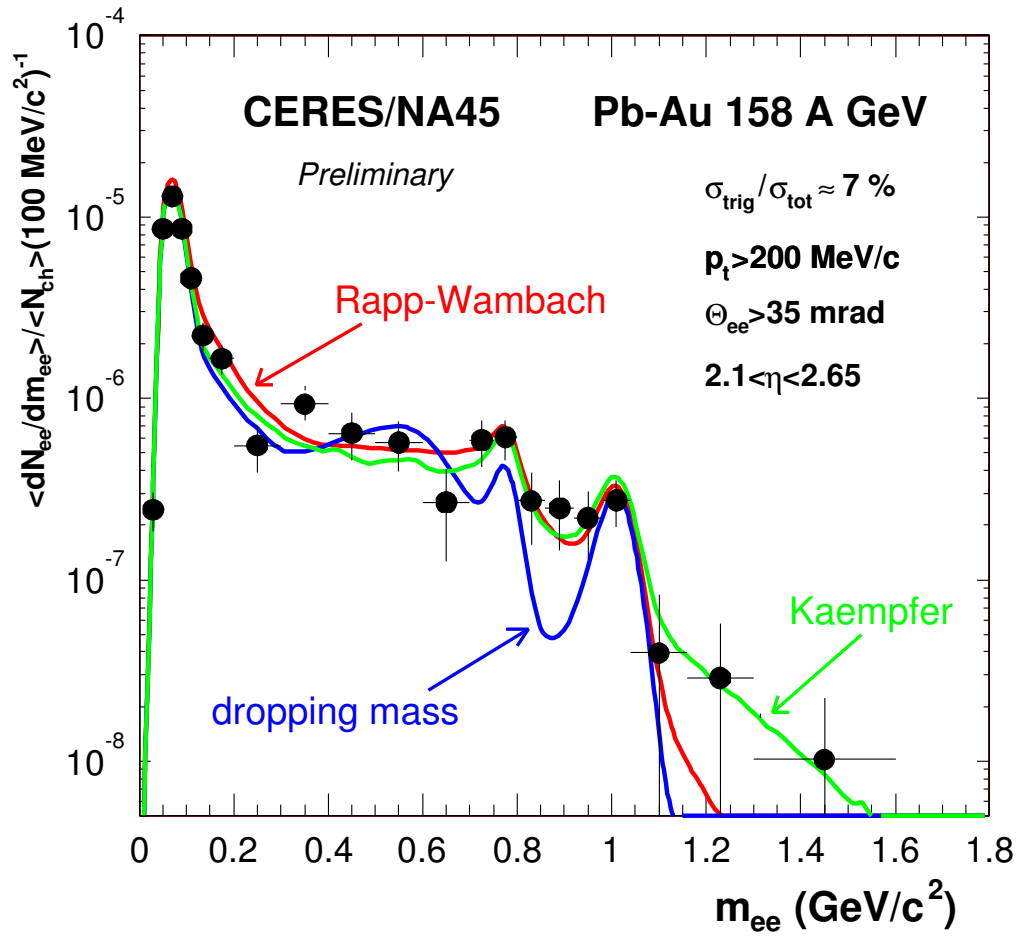


Abbildung 2.4: Vergleich der CERES Ergebnisse mit Modelberechnungen [CER06].



## 3 Das ALICE Experiment

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ist eines von fünf großen Experimenten am LHC (Large Hadron Collider) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf. Hauptaufgabe ist die Erforschung des Zustands der Materie unmittelbar nach dem Urknall. Hierfür sind ultrarelativistische Schwerionenkollisionen, respektive Bleikollisionen, mit hohen Schwerpunktsenergien vorgesehen. Dennoch spielen auch Proton-Proton Kollisionen, die den Hauptteil der Messzeit einnehmen, eine entscheidende Rolle für das Experiment. Neben der Suche nach neuen Phänomenen dienen die Ereignisse als Ausgangspunkt für die Schwerionenkollisionen. Wie jedes große Schwerionenexperiment besteht ALICE nicht nur aus einem einzelnen Detektor, sondern es steht ein komplexes System aus Detektoren für unterschiedliche Aspekte der Messungen zur Verfügung.

In diesem Kapitel sollen die ALICE-Detektoren kurz vorgestellt werden. Hierbei legt die radiale Entfernung von der Strahlachse von Außen nach Innen die Beschreibungsreihenfolge fest. Es wird auf die für die Messung und Analyse von Elektron-Positron-Paaren besonders wichtigen Detektoren wie ITS, TPC und TOF, insbesondere auch im Hinblick auf deren Eigenschaften zur Teilchenidentifikation, ausführlicher eingegangen.

### 3.1 Aufbau

Die Detektoren ITS, TPC, TRD und TOF haben volle azimuthale Abdeckung und liegen bei mittlerer Pseudorapidität im so genannten *central barrel* (dt.: Zentralzylinder). Zu diesem gehören des Weiteren das PHOS, EMCAL und der HMPID, die aber nicht die volle azimuthale Abdeckung besitzen. Zum Detektorsystem bei höheren Rapiditäten gehören der FMD, PMD, T0, V0, ACORDE und das ZDC. In Abbildung 3.1 ist der komplette ALICE-Aufbau gezeigt [PPR04].

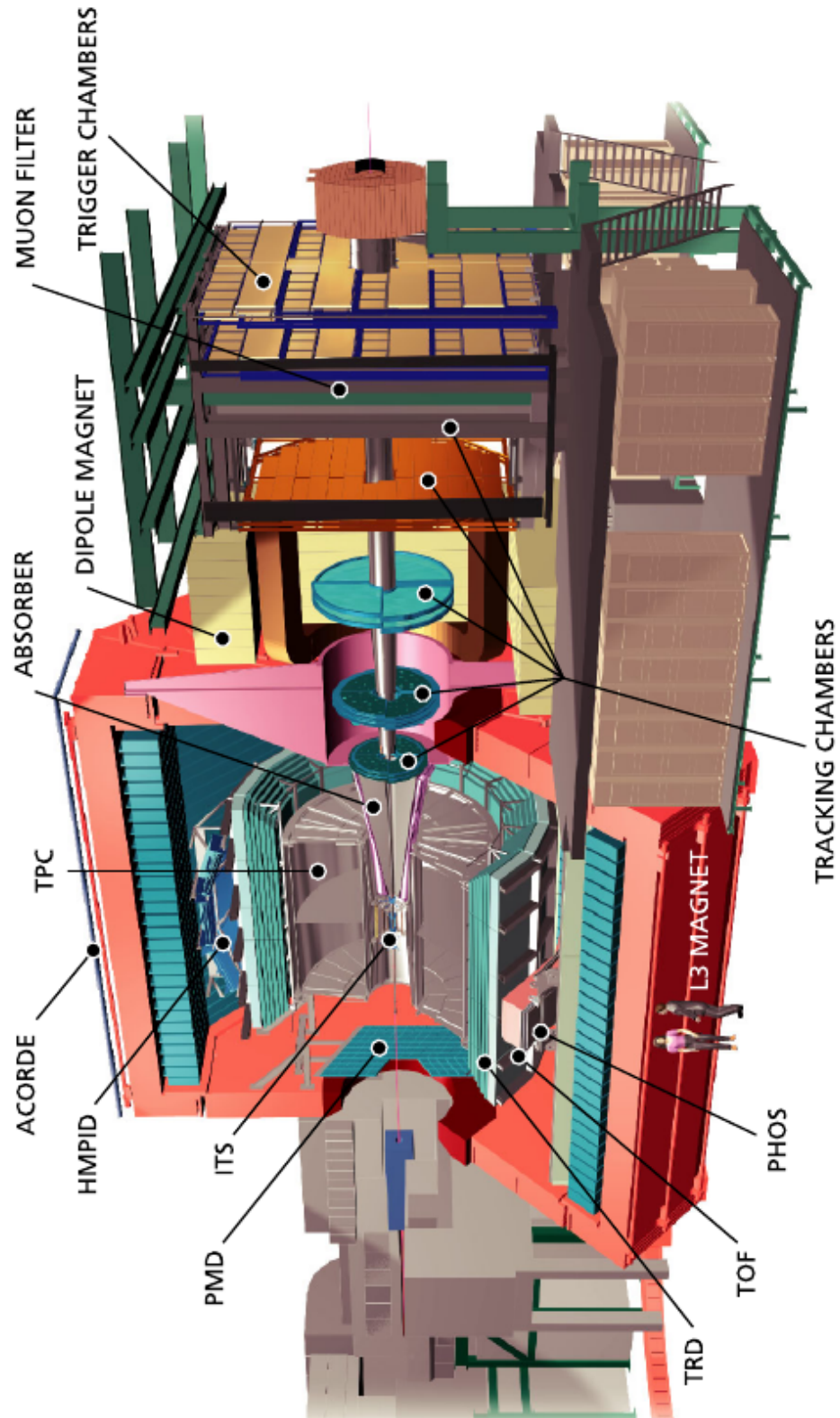


Abbildung 3.1: Überblick über den ALICE-Aufbau [PPR04].

## Muon Spectrometer (MUON)

Mit dem MUON [MUO99, PPR04] ist es möglich, Myonen z.B. aus dem Zerfall von Quarkonia wie dem  $J/\psi$  und  $Y$  mit hoher Auflösung zu messen.

Ein Hadronabsorber filtert aus allen ankommenden Teilchen die Hadronen heraus, so dass ein Großteil an durchfliegenden Teilchen Myonen sind. Die nun übriggebliebenen Myonen propagieren durch zehn Ebenen dünner *Multi-Wire Proportional Chambers* (MWPCs) und vier Ebenen *Resistive Plate Chambers* (RPCs), die als Trigger dienen, und werden mit hoher Effizienz gemessen.

## Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Das ZDC [ZDC99, PPR04] ist unterteilt in Kalorimeter zur speziellen Messung unterschiedlicher Teilchenarten. Das ZN ist auf Neutronen und das ZP auf Protonen ausgerichtet. Ein elektromagnetisches Kalorimeter, das ZEM genannt wird, vervollständigt das ZDC. Das ZDC nutzt die Technik der Quartz-Fiber-Kalometrie. Einfliegende Teilchen erzeugen im dichten Absorbermaterial Teilchenschauer, die wiederum im Quartz-Fiber Tscherenkowstrahlung erzeugen. Das ZDC hat die Aufgabe, die verbleibenden Nukleonen der beiden Kollisionsteilchen, die in Strahlrichtung weiterfliegen, in ca. 100 m Entfernung vom Kollisionspunkt zu messen.

Somit lässt sich der an der Kollision teilnehmende Anteil der Kollisionsteilchen bestimmen.

## T0 Detector

Der T0 [PPR04] bestimmt sehr präzise, mit einer Zeitauflösung von 25 ps, den Zeitpunkt und Ort der Kollision.

Dafür nutzt er zwei Einheiten von Tscherenkowzählern mit Quatradiatoren, die ca. 70 cm und 360 cm vom Mittelpunkt des Experiments entfernt sind.

## V0 Detector

Der V0 [PPR04] ist Triggerdetektor und besteht aus zwei Subdetektoren, die sich 90 cm (V0C) und 340 cm (V0A) vom Kollisionspunkt entfernt um das Strahlrohr angeordnet befinden. Jeder Subdetektor wiederum ist eine Anordnung von 32 Elementarzählern, die auf vier Ringe verteilt sind.

Die Detektoren dienen als Trigger und als Indikator für die Zentralität der Kollision. Mit ihnen kann man außerdem durch das Zeitsignal zwischen einer Kollision zweier

Strahlteilchen und einer Kollision eines Strahlteilchens mit dem Restgas bzw. Material im Strahlrohr unterscheiden.

### **Forward Multiplicity Detector (FMD)**

Der FMD [PPR04] dient zur Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen in Vorwärtsrichtung, mit einem Pseudorapiditätsbereich von  $-3,4 < \eta < -1,7$  und  $1,7 < \eta < 5,1$ . Mithilfe des FMD ist es möglich, Fluktuationen der Multiplizität für z.B. Event-by-Event- oder Flowanalysen zu messen. Hierfür besteht er aus 51.200 Siliziumstreifenkanälen, die über fünf Ringzähler verteilt sind.

### **Photon Multiplicity Detector (PMD)**

Der PMD [PMD99, PPR04] setzt sich aus zwei Proportionalkammern zusammen und kann die Multiplizitätsverteilung von Photonen bestimmen.

Der Detektor nutzt das Preshower-Prinzip: Photonen erzeugen in dichtem Material, in diesem Fall Blei, einen elektromagnetischen Schauer, der von den Proportionalkammern gemessen wird.

### **ALICE Cosmic Ray Detector (ACORDE)**

ACORDE [PPR04] ist ein spezieller Trigger-Detektor für kosmische Teilchen, wie kosmische Myonen. Er ist zusammengesetzt aus 60 großen Szintillatoren und befindet sich auf der Oberfläche des L3-Magneten

Da die Flugbahn der kosmischen Myonen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit kaum gekrümmt ist, können die verschiedenen Szintillatoren durch Messung der Flugbahn die Position der Detektoren zueinander bestimmen.

### **High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)**

Der HMPID Detektor [HMP98, PPR04] erweitert die Teilchenidentifikation auf Impulse von bis zu  $p \approx 5 \text{ GeV}/c$ , die für Identifikation durch die ITS, TPC und TOF zu hoch sind. Hierfür misst ein RICH (Ring Imaging Cherenkov) Detektor die Tscherenkowstrahlung geladener Teilchen.

Der Detektor besteht aus sieben Modulen, jedes mit einer Fläche von  $A = 1,5 \text{ m} \cdot 1,5 \text{ m}$ .



## Electromagnetic Calorimeter (EMCAL)

Das EMCAL [PPR04] besteht aus Bleiplatten und Szintillationszählern, die in einer Sandwich-Struktur hintereinander geschichtet sind. Mithilfe des EMCALs kann man Elektronen und Photonen durch elektromagnetische Schauer nachweisen und deren Energie bestimmen. Auch eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen ist aufgrund der unterschiedlichen Schauerform möglich.

Des Weiteren kann das Kalorimeter auf hochenergetische Jets triggern und verbessert dadurch Messungen zum Jet Quenching und zur Energieauflösung von Jets.

## Photon Spectrometer (PHOS)

Das PHOS [PHO99, PPR04] hat zur Aufgabe, hochenergetische, reelle Photonen zu identifizieren und zu messen.

Es besteht aus sehr dichten Blei-Wolfram-Kristallen als Szintillatoren, um eine möglichst hohe Nachweiseffizienz zu erreichen und eine große Granularität zu haben.

Zusätzlich gibt es Vieldrahtproportionalkammern, die als Veto-Detektor zwischen Photonen und geladenen Teilchen unterscheiden.

## Time of Flight (TOF)

Der Flugzeitdetektor TOF [TOF00, PPR04] misst die Flugzeit eines Teilchens, mit der bei bekannter Strecke auf die Geschwindigkeit geschlossen wird. Kombiniert man diese mit der Impulsmessung der TPC, ist eine Teilchenidentifikation möglich. Die TOF ist 3,8 m vom Kollisionspunkt entfernt und in 18 Supermodule aufgeteilt, wobei eine Fläche von ca.  $150 \text{ m}^2$  abgedeckt wird. Sie kann in einem Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,9$  für eine Teilchenidentifikation von Teilchen mit mittleren Impulsen ( $0,2 \text{ GeV}/c < p < 2,5 \text{ GeV}/c$ ) benutzt werden und stellt das letzte Segment in der Spurverfolgungskette dar. Das elektrische Feld ist über  $E = 100 \text{ kV}/\text{cm}$  hoch und homogen im gesamten Gasvolumen des Detektors vorhanden. Eine Ionisation durch ein hindurchfliegendes, geladenes Teilchens zieht eine Stoßentladung nach sich. Diese erzeugt dann ein beobachtbares Signal an den Aufnahmeelektroden. Daher gibt es für die Elektronen in diesem Bereich sehr hoher Feldstärken eine sehr geringe, nicht messbare Driftzeit.

Der Detektor enthält insgesamt 160.000 *Multigap Resistive Plate Chambers* (MRPC). Diese bieten eine exzellente Zeitauflösung von ca. 100 ps mit einer hohen Effizienz. Jedes Supermodul ist aus fünf kleineren Abschnitten zusammengesetzt, welche 15 bis 19 MRPC Streifen beinhalten.

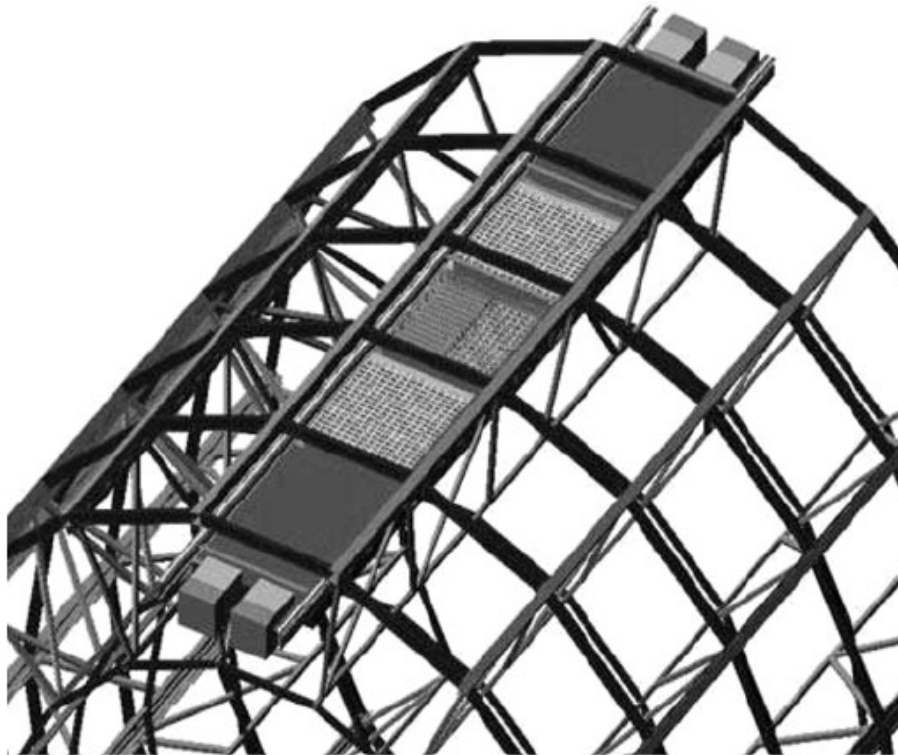


Abbildung 3.2: Aufbau der TOF: Ein TOF-Sektor (Supermodul) besteht aus 5 Modulen innerhalb des Rahmens [PPR04].

### Transition Radiation Detector (TRD)

Der TRD [TRD01, PPR04] ist ein Übergangsstrahlungsdetektor, der speziell zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen entwickelt wurde.

Pionen sind die leichtesten Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind, und die häufigsten Teilchen, die in einer Kollision erzeugt werden. Elektronen kommen sehr häufig aus sekundären Zerfällen wie dem Dalitzzerfall pseudoskalarer Mesonen oder dem Zerfall von Vektormesonen in Elektron-Positron-Paare. Um diese Teilchen zu trennen, nutzt man die Tatsache, dass Elektronen bei gleichem Impuls eine höhere Geschwindigkeit besitzen als Pionen. Aufgrund dieser hohen Geschwindigkeit verursachen Elektronen im Gegensatz zu Pionen beim Durchgang durch Materieschichten mit verschiedenen Brechungsindizes Übergangsstrahlung, die dann mit dem TRD gemessen wird.

Der TRD besitzt eine analoge Abdeckungs- und Modulstruktur wie die TOF. Er besteht nach Vervollständigung des Aufbaus aus 18 Supermodulen, die jeweils aus fünf Stacks bestehen und sechs Schichten besitzen, so dass sich insgesamt 540 Detektormodule ergeben. Der TRD ist mit einer Fläche von  $A = 750 \text{ m}^2$  ausgestattet, mithilfe derer Teilchenspuren mit einem Impuls  $p > 1 \text{ GeV}/c$  vermessen und identifiziert werden.

Man kann bei Impulsen  $p \geq 3 \text{ GeV}/c$  Elektronen mit einer Effizienz von  $\epsilon > 90\%$  identifizieren, wobei die Pionenkontamination  $k < 10^{-2}$  gehalten wird.

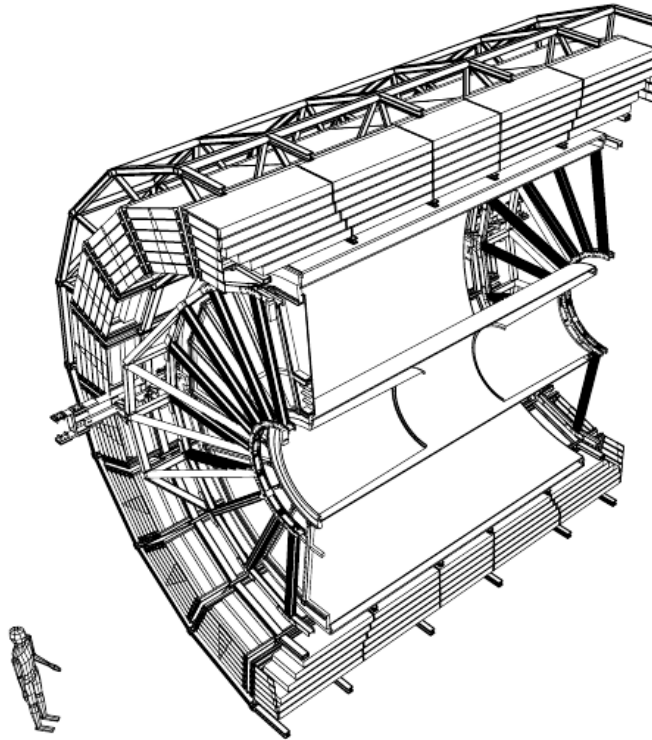


Abbildung 3.3: Querschnitt durch den TRD mit der TPC im Inneren [PPR04].

## Time Projection Chamber (TPC)

Die TPC [TPC00, PPR04] ist bei ALICE der Hauptdetektor für die Messung von Teilchenspuren. Sie hat einen Innenradius von 85 cm, einen Außenradius von 250 cm und ist mit einer Länge von 5 m der größte Detektor bei ALICE und die weltgrößte Zeitprojektionskammer. Sie ist in der Lage, dreidimensionale Darstellungen der Spuren zu liefern. Dabei wurde sie speziell für Messungen der vielen Spuren, die bei Schwerionenkollisionen entstehen, konzipiert und kann somit mehrere 1000 Spuren gleichzeitig auseinanderhalten. Hierbei misst sie sowohl die räumliche Position und als auch den Energieverlust der Teilchen.

Geometrisch betrachtet ist die TPC ein zylindrisch geformter Driftdetektor. In der Mitte befindet sich eine Hochspannungsmembran mit  $U = -100$  kV Hochspannung, welche die TPC in zwei Hälften teilt. Zwischen dieser Membran und den Endkappen, die auf Erdpotential liegen, befindet sich ein homogenes Driftfeld.

Im Inneren gibt es ein aktives Gasvolumen von  $90 \text{ m}^3$  mit einem Gasgemisch aus Ne (90 %) und  $\text{CO}_2$  (10 %), das eine Gasverstärkung von ca. 10.000 erreicht. Durch diese Zusammensetzung beträgt die maximale Driftzeit  $94 \mu\text{s}$ .

Wenn geladene Teilchen hindurchfliegen, werden Elektronen von Gasmolekülen getrennt und an den Endkappen mit Vieldrahtproportionalkammern gemessen. Es stehen 557.568 Kanäle zur Kathodenpadauslese zur Verfügung. In der TPC hält man die Temperatur konstant und lässt maximal 60 mK als Temperaturschwankung zu, da die Driftgeschwindigkeit sehr stark mit der Temperatur korreliert.

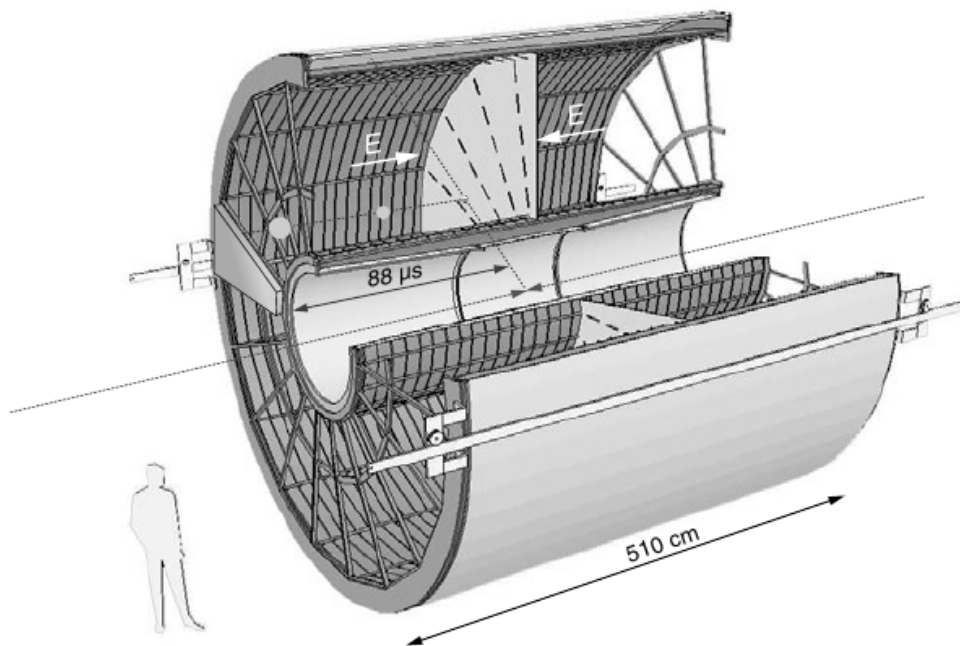


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der TPC [PPR04].

## Inner Tracking System (ITS)

Das ITS [ITS99, PPR04] befindet sich im innersten Bereich von ALICE bei einem radialen Abstand zur Strahlachse von 4 cm bis 50 cm. Dort werden Teilchendichten von bis zu 80 Teilchen pro  $\text{cm}^2$  erreicht. Das ITS deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 2$  im Hinblick auf seine erste Lage und zweite Lage und  $|\eta| < 0,9$  in Bezug auf seine übrigen Lagen ab.

Die Aufgaben des ITS sind es, den primären Kollisionsvertex mit einer Auflösung besser als  $100 \mu\text{m}$  und die sekundären Zerfallsvertices zu verorten. Es bietet eine Spurvermessung und Teilchenidentifikation für Teilchen niedriger Impulse ( $p < 100 \text{ MeV}/c$ ). Dabei beruht die Teilchenidentifikation auf der gleichzeitigen Messung des Teilchenimpulses und den auf die Teilchenart zugeschnittenen Energieverlust  $dE/dx$ .

Das ITS ist zusammengesetzt aus drei verschiedenen Arten von Siliziumdetektoren:

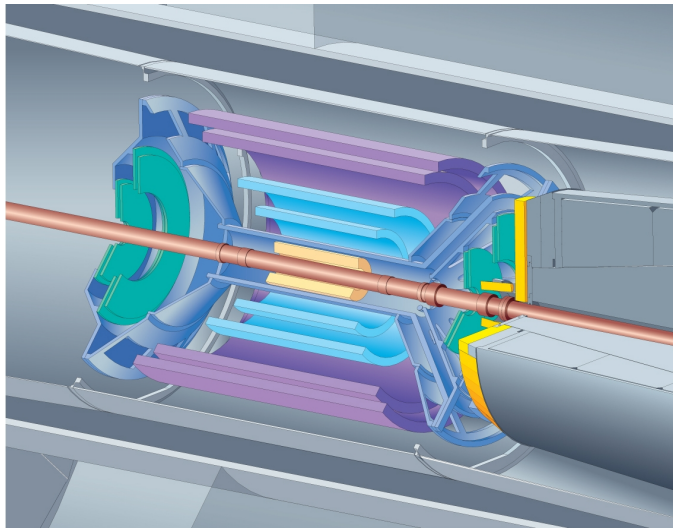


Abbildung 3.5: Aufbau des ITS [Ali12].

## Silicon Pixel Detector (SPD)

Da die Spurdichte um den Reaktionspunkt sehr hoch ist (bei Schwerionenkollisionen bis zu 80 Spuren pro  $\text{cm}^2$ ), ist der SPD für die Vermessung einer so hohen Dichte sehr fein granuliert. Halbleiterdetektoren wie der SPD halten aufgrund dieser hohen Granularität besonders hoher Strahlenbelastung gut stand.

### Silicon Drift Detector (SDD)

Der SDD besteht aus mehreren parallelen  $p^+$ -dotierten Streifen, die auf beiden Oberflächen eines  $n$ -dotierten Siliziumwafers durch Spannungsteiler miteinander verbunden sind. Wenn ein geladenes Teilchen durch den Detektor fliegt, werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Dabei werden die Löcher von der nächsten  $p^+$ -Elektrode aufgenommen, während die Elektronen aufgrund des Driftfelds zum Ende des Detektors driften und dort von den  $n^+$ -Anoden aufgenommen werden. Die Koordinate senkrecht zur Driftrichtung wird mithilfe der gesammelten Ladung bestimmt, während man für die Koordinate entlang der Driftrichtung die Zeitinformation des Signals nutzt. Der SDD hat eine gute Ortsauflösung und liefert zusätzlich Informationen über den spezifischen Energieverlust der Teilchen und dient damit zur Teilchenidentifikation.

### Silicon Strip Detector (SSD)

Beim SSD ist die  $p$ - und  $n$ -Schicht des Halbleiterdetektors in Streifen auf dem Träger-substrat aufgetragen. Dabei liegen die Streifen parallel zum magnetischen Feld, so dass die beste Ortsauflösung in Krümmungsrichtung erreicht werden und man die genauen  $xy$ -Koordinaten der Teilchen rekonstruieren kann.

Da die Auslesezeit nur von der Driftzeit der Ladung im Trägermaterial abhängt, ist der SSD ein sehr schneller Detektor.

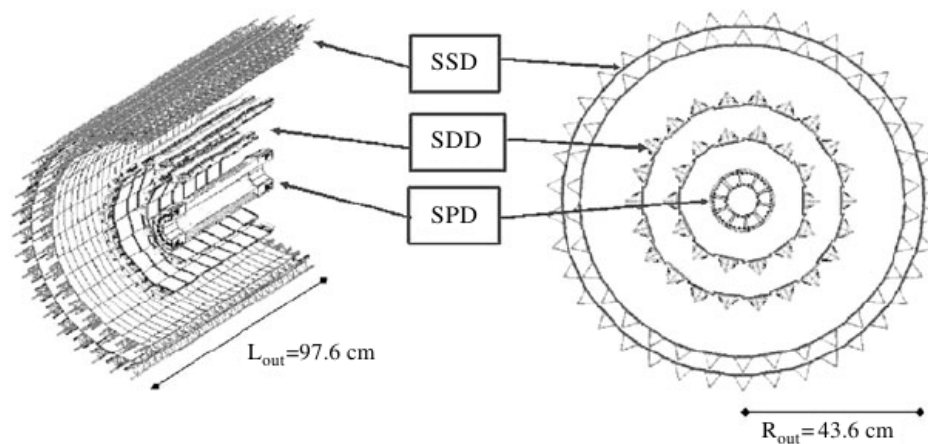


Abbildung 3.6: Unterteilung des ITS in SSD, SDD und SPD [PPR04].

## 3.2 Teilchenidentifikation

### 3.2.1 ITS

Vier von den sechs Lagen des ITS (zwei SSD und zwei SDD Lagen) können für eine Teilchenidentifikation im nichtrelativistischen Bereich verwendet werden. Hierzu nutzt man die Messung des Energieverlustes ( $dE/dx$ ). Es wird für  $dE/dx$  eine Auflösung von  $\sigma_{dE/dx} \approx 10 - 15\%$  erreicht [Kal11]. Im Bereich sehr niedriger Teilchenimpulse ( $p < 100 \text{ MeV}/c$ ) liefert das ITS die einzige Information für die Teilchenidentifikation. Für jede Spur, die im ITS rekonstruiert wird, wird ein Wert für den Energieverlust ( $dE/dx$ ) errechnet. Vorher wurde eine spezielle Korrektur für die differentielle Weglänge innerhalb des Siliziums angewendet.

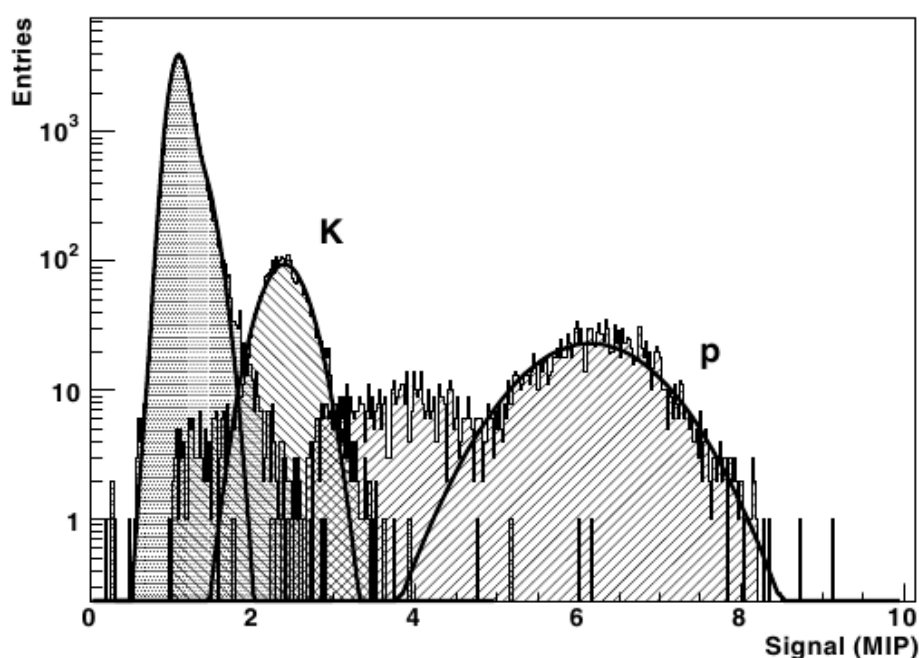


Abbildung 3.7: Teilchenidentifikation mithilfe des ITS: mittlerer Energieverlust für Teilchen mit einem Impuls von 400 bis 425  $\text{MeV}/c$  [PPR06].

Abbildung 3.7 zeigt den mittleren Energieverlust für 250 rekonstruierte HIJING Ereignisse, wobei der Impuls im Bereich von 400 bis 425  $\text{MeV}/c$  liegt und das magnetische Feld auf 0,4 T eingestellt ist [PPR06]. Auf die Verteilungen für die verschiedenen Teilchenarten wurden Gaußkurven angepasst. Hier ist erkennbar, dass Überschneidungen der zu verschiedenen Teilchenarten gehörigen Gaußkurven vorliegen. In diesem Bereich kann eine Spur einer Teilchenart nicht mehr mit hoher Wahrscheinlichkeit zugewiesen werden.

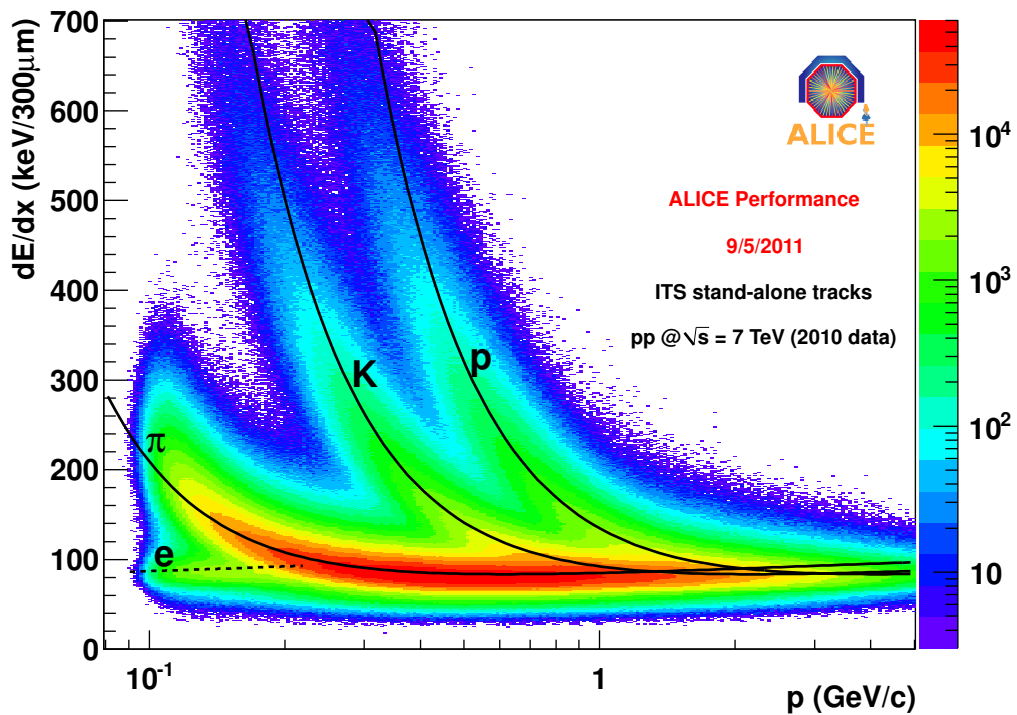


Abbildung 3.8: Teilchenidentifikation mithilfe des ITS (ALICE pp-Kollisionen bei 7 TeV): Der mittlere Energieverlust ist gegen den Teilchenimpuls aufgetragen [Mil12].

Die Abbildung 3.8 gibt die Korrelation zwischen Energieverlust und Impuls wieder. Man erkennt, dass die Punkte der verschiedenen Teilchenarten auf zugehörigen Bändern liegen. Der Wert des Energieverlusts für Elektronen liegt im gesamten Impulsbereich unter  $150 \text{ keV}/300 \mu\text{m}$ . Für die Gaußfunktion bei einem bestimmten Impuls wird ein Wert für den mittleren Energieverlust einer bestimmten Teilchenart und die dazugehörige Standardabweichung  $\sigma$  errechnet. Das Signal des betrachteten Teilchen muss nun innerhalb eines bestimmten  $\sigma$ -Bereichs (z.B.  $\pm 3\sigma$ ) um den errechneten Wert liegen, um als Teilchen der entsprechenden Art identifiziert zu werden. Es ist vorgesehen, dass ferner für jede Teilchenart eine jeweilige Wahrscheinlichkeit der Zugehörigkeit zu dem bestimmten Impuls errechnet wird. Die Wahrscheinlichkeiten erhält man durch eine Summe mehrerer Gaußfunktionen, die auf die Verteilungen des Signals angepasst werden [PPR06].



### 3.2.2 TPC

Wenn geladene Teilchen durch die TPC fliegen, ionisieren diese das Gas des Detektors. Hierdurch verlieren sie einen Teil ihrer Energie. Der Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \beta^2 (\ln(C_2 \beta^2 \gamma^2) - \beta^2 + C_3) \quad (3.1)$$

Hier ist  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_3$  detektorspezifische Konstanten und  $\beta$  die Geschwindigkeit des Teilchens. In der Abbildung 3.9 ist der Energieverlust gegen den Impuls aufgetragen, wobei Elektronen, Protonen, Kaonen und Pionen rekonstruiert wurden. Die Auflösung (Standardabweichung geteilt durch den Mittelwert) liegt zwischen 5,5% und 6,5% [Kal11]. Um zu quantifizieren, wie gut Teilchenarten voneinander zu unterscheiden sind, stellt man die Distanz des durchschnittlichen Energieverlusts auf:

$$N \cdot \sigma_{A,B} = \frac{(dE/dx)_A - (dE/dx)_B}{(\sigma_A + \sigma_B)/2} \quad (3.2)$$

Die Abbildung 3.9 zeigt die Bänder im Energieverlust für verschiedene Teilchenarten in Abhängigkeit des Impulses in der TPC.

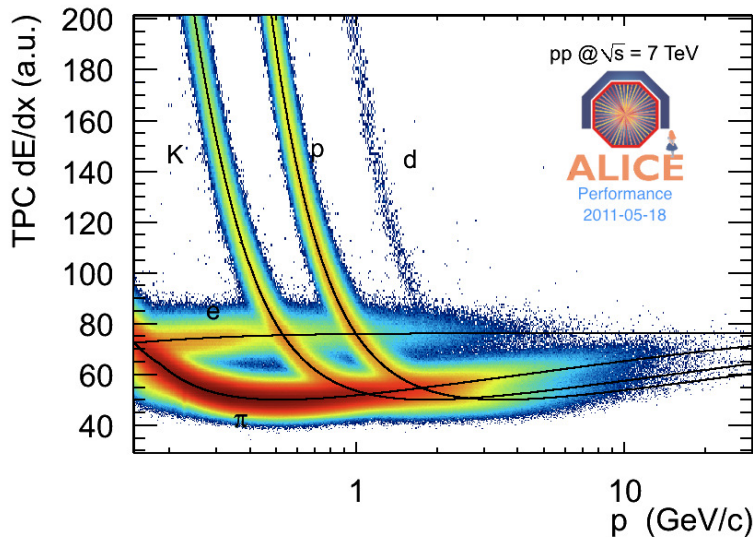


Abbildung 3.9: Teilchenidentifikation mithilfe der TPC: Der mittlere Energieverlust ist im Abhängigkeit des Teilchenimpulses aufgetragen [Kal11].

### 3.2.3 TOF

Sind die Impulse der Teilchen hoch genug, um die TOF zu erreichen, kann diese deren Geschwindigkeit messen und mithilfe einer vorherigen Impulsmessung, die Teilchen

identifizieren. Für die Teilchenidentifikation wird folgende Formel benutzt [Ant11]:

$$PID_{TOF} = \frac{(t_{TOF} - t_{Zero}) - t_{expected}}{\sigma_{PID(TOF)}} \quad (3.3)$$

Hier ist  $t_{Zero}$  die Anfangszeit des Ereignisses, die auf verschiedene Arten ermittelt wird. Ist eine Messung des T0 Detektors verfügbar, wird diese verwendet. Wenn eine solche Messung jedoch fehlt, kann die Anfangszeit von den Messdaten der TOF selbst erhalten werden.  $t_{TOF}$  ist die für die jeweilige Spur gemachte Zeitmessung der TOF, welche bei der Teilchenidentifikation den Ausschlag gibt. Von der Differenz beider Zeiten ( $t_{TOF} - t_{Zero}$ ) wird die berechnete erwartete Flugzeit der betrachteten Teilchenart abgezogen und durch die gesamte Auflösung der TOF-Teilchenidentifikation  $\sigma_{PID(TOF)}$  geteilt. Diese setzt sich aus den einzelnen Auflösungen der Flugzeitmessung  $\sigma_{TOF}$ , der Startzeitbestimmung  $\sigma_{t_{Zero}}$  und des Trackings  $\sigma_{tracking}$  zusammen [Ant11]:

$$\sigma_{PID(TOF)} = \sqrt{\sigma_{TOF}^2 + \sigma_{t_{Zero}}^2 + \sigma_{tracking}^2} \quad (3.4)$$

Bei bekannter zurückgelegter Strecke eines Teilchens kann man nun auf dessen Geschwindigkeit  $\beta$  schließen und diese gegen den Teilchenimpuls  $p$  auftragen, wie in Abbildung 3.10. Die Geschwindigkeit  $\beta$  des gemessenen Teilchens muss nun ähnlich wie bei der ITS- und der TPC-Teilchenidentifikation innerhalb eines bestimmten  $\sigma$ -Bereichs (Vielfaches der Standardabweichung  $\sigma$ ) liegen, um als Teilchen der entsprechenden Art identifiziert zu werden.

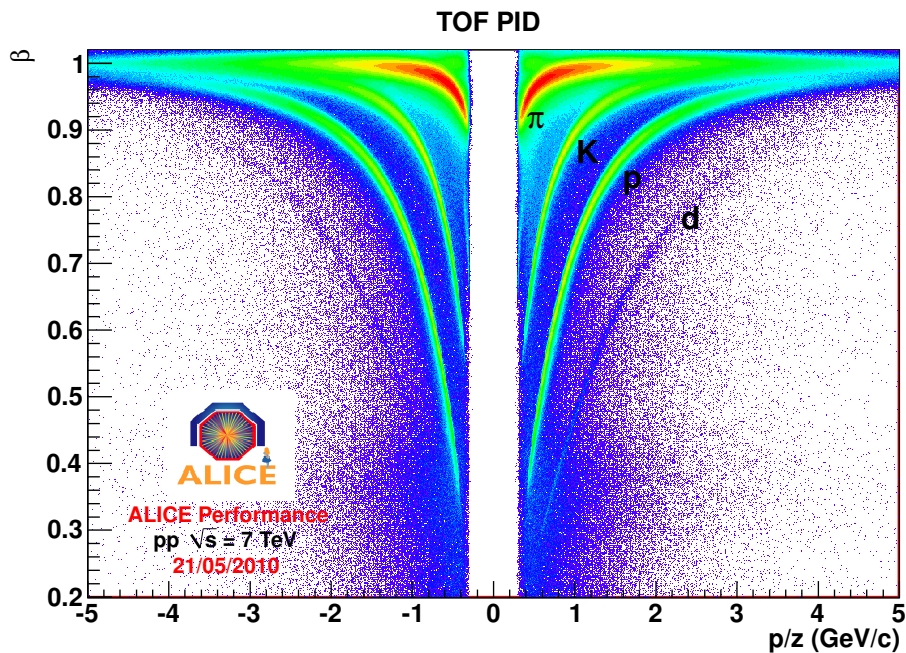


Abbildung 3.10: Teilchenidentifikation mithilfe der TOF: Die Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  ist in Abhängigkeit des Teilchenimpulses dargestellt [Pre10].

## 4 Erstellung der Simulationen

In diesem Kapitel wird erläutert, welche Konzepte hinter den erstellten Simulationen stehen und wie die produzierten Simulationen im Einzelnen aufgebaut sind.

Grundlage für die im Folgenden beschriebenen Simulationen ist die so genannte Monte Carlo Simulation. Dieses ist ein bewährter Prozess, um mithilfe der Wahrscheinlichkeitstheorie aufwendige Zufallsexperimente numerisch zu lösen. Damit lassen sich echte physikalische Ereignisse nachstellen, um so realitätsnahe Abschätzungen über deren gemessene Ergebnisse machen zu können und zusätzlich Informationen über die Eigenschaften der Teilchen zu erhalten. Somit sind Aussagen über Akzeptanz, Effizienz oder Teilchenidentifikation möglich. Der beste Ausgangspunkt hierfür sind so genannte volle Simulationen, in denen das komplette Detektorsystem simuliert wird. Da diese aber sehr rechenintensiv sind, ist die Produktion einer signifikanten Anzahl an Ereignissen sehr zeitaufwendig. Daher macht man sich zunächst eine andere Simulationsart, die schnelle Simulation genannt wird, zunutze, die aber noch zu validieren ist.

### 4.1 PYTHIA 6

Als Monte Carlo Ereignis- und Zerfallsgenerator wurde PYTHIA 6 verwendet. Er ist ein bewährter und häufig benutzter Simulationsgenerator und berücksichtigt viele physikalische Theorien und Modelle. Ein Großteil der Parameter basiert aber auf realen Messdaten. Den Zerfall der simulierten Teilchen behandelt der PYTHIA Decayer. Dieser funktioniert folgendermaßen: Für jedes Teilchen werden mögliche Zerfallskanäle und die Wahrscheinlichkeiten für jeden Zerfallskanal vorgegeben. Nach dieser Grundlage wird nun mithilfe von Zufallszahlen<sup>1</sup> der Zerfall in die Tochterteilchen errechnet, welche dann weiter zerfallen können. Auf diese Weise erhält man immer einen konkreten Zweig bzw. eine eindeutige Zerfallsreihe. Zusätzlich kann man PYTHIA durch so genannte Tunes anpassen und somit gewünschte weitere theoretische Aspekte und physikalische Effekte durch anders eingestellte Parameter und Funktionen integrieren [SMS10].

---

<sup>1</sup>In dieser Arbeit wurde die momentane Nanosekunde innerhalb der jeweiligen Sekunde als Startwert für die Zufallszahlengenerierung verwendet.

## 4.2 AliRoot

AliRoot baut auf der am CERN entwickelten Software ROOT auf. ROOT wurde in der objektorientierten Computersprache C++ geschrieben und wird hauptsächlich in der Kernphysik eingesetzt, um Experimente auszuwerten und die Ergebnisse graphisch darzustellen. AliRoot erweitert ROOT nun um Klassen, die speziell für ALICE notwendig sind, d.h., welche Informationen über die Geometrie der Detektoren und deren Funktionsweise enthalten. In dieser Arbeit wurde für die Analysen und Simulationen die AliRoot Version v4-22-29-AN [Ali11] mit der korrespondierenden ROOT Version v5-28-00e verwendet [Roo].

## 4.3 LOEWE-CSC

Alle Simulationen dieser Arbeit wurden mithilfe des LOEWE-CSC erstellt und ausgewertet. Der LOEWE-CSC ist ein heterogener Hochleistungsrechner der Goethe Universität Frankfurt und wird betrieben vom Center for Scientific Computing (CSC). Er ging Ende November 2010 in Betrieb und befindet sich im Industriepark Höchst. Laut der internationalen Rangliste Green 500 ist der LOEWE-CSC auf Platz 8 (Stand: November 2010) liegend der energieeffizienteste Supercomputer Europas und gilt als Green IT [CSC10a]. D.h. die Nutzung der Geräte dieser Technologie ist das ganze Betriebsleben lang umwelt- und ressourcenschonend, ebenso wie deren Herstellung und Entsorgung. Denn dank eines neuartigen Kühlsystems mit interner Wasserkühlung durch Flusswasser aus dem Main sind keine Lüfter erforderlich. Der 5 Millionen Euro teure Superrechner ist mit 285 Billionen Rechenoperationen pro Sekunde (Teraflops) zweit-schnellster Rechner Deutschlands (Stand: November 2010) und auf Rang 22 weltweit [CSC10b]. Insgesamt sind 768 Rechenknoten mit je zwei 12-Kern AMD Prozessoren und einer GPU verfügbar [? CSC12].

## 4.4 Schnelle Simulationen

### 4.4.1 Konzept

Die Rate an produzierten Teilchen pro Ereignis, die in Elektron-Positron-Paare zerfallen, ist sehr gering. Um die Resonanzen für noch seltenerne Teilchen wie die Vektormesononen  $\rho$  oder  $\phi$  in ausreichender Signifikanz zu erhalten, muss sehr schnell eine große Anzahl an Ereignissen produziert werden können. Um dieses Problem zu lösen, wurde eine spezielle Art der Simulation entwickelt. Die so genannten schnellen Simulationen durchlaufen nicht die kompletten Arbeitsschritte der vollen Simulation;

denn die langsame Rekonstruktion, in der das gesamte Detektorsystem simuliert und involviert ist, wird nicht durchgeführt. Stattdessen ist die Wahrscheinlichkeit, ob ein bestimmtes Teilchen vom Detektorsystem nachgewiesen wird, d.h. die Akzeptanz und Effizienz des jeweiligen Teilchens mit dem entsprechenden Transversalimpuls, bereits in einer Datei als Histogramm gespeichert und muss nur nachgeschlagen werden. Dieses Nachschauen in Histogrammen ist erheblich schneller als eine komplette Rekonstruktion mit dem kompletten Detektorsystem. Die Daten für diese Wahrscheinlichkeiten beruhen auf Ergebnissen von vorherigen Simulationen mit den gewünschten Teilchen. Diese Simulationen, deren zugehörige Klasse in AliRoot AliGenBox heißt, werden Boxensimulationen genannt, da man für die gewünschten Teilchen nur eine bestimmte Box, d.h. einen bestimmten Bereich, vorgibt, innerhalb der der Transversalimpuls der Teilchen liegen soll. Innerhalb des vorgegebenen Bereichs werden die Teilchen mit gleicher Wahrscheinlichkeit generiert. Hier ist wie in vollen Simulationen das komplette Detektorsystem involviert, jedoch werden hier keine vollen PYTHIA-Ereignisse generiert.

#### 4.4.2 Simulationen mit Elektronenboxen

Zunächst wurden Simulationen erstellt, in denen nur Elektronen und Positronen vorhanden sind. Bei jedem Ereignis wurden 50 Elektronen und 50 Positronen innerhalb dieser Boxensimulation generiert. Hierfür wurde ein spezieller Bereich für den Transversalimpuls vorgegeben, innerhalb dessen die Transversalimpulse der generierten Elektronen und Positronen liegen: Dieser wurde auf  $0 \text{ GeV}/c$  bis  $10 \text{ GeV}/c$  festgelegt, was ausreicht, um den Bereich niedriger invarianter Massen zu untersuchen. Der Wert des Transversalimpulses ist für jedes Teilchen und jedes Ereignis durch einen Zufallsgenerator in diesem Bereich vorgegeben. Mit mehr und mehr Ereignissen und Teilchen wird die Verteilung der Transversalimpulse flach, so dass alle Werte des Transversalimpulses ungefähr gleich oft vorhanden sind. Mit dieser Verteilung ist gewährleistet, dass die Effizienz für jeden Transversalimpuls gleich signifikant bestimmt werden kann. In Abbildung 4.1 ist das Spektrum der simulierten Teilchen in grün dargestellt.

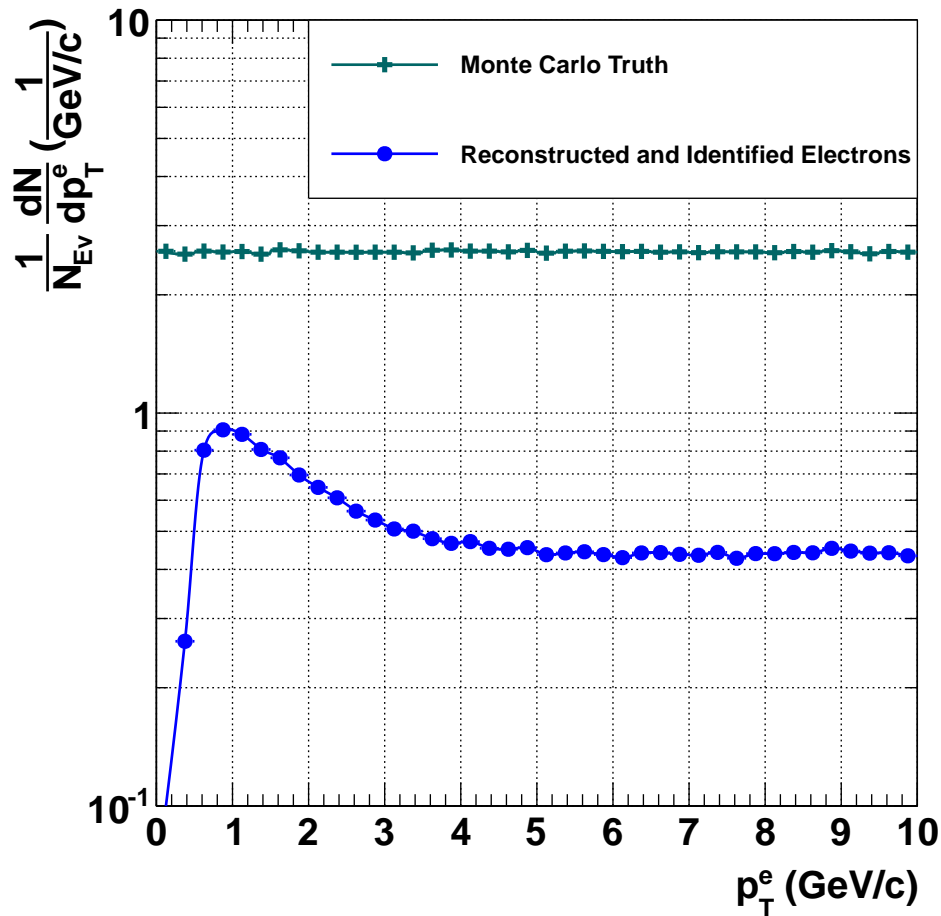


Abbildung 4.1: Das *Monte Carlo Truth* Transversalimpulsspektrum der generierten Elektronen (grün) und das Transversalimpulsspektrum der rekonstruierten und identifizierten Elektronen (blau). *TOF required PID*

Dieses Spektrum gehört zur so genannten *Monte Carlo Truth*. Die *Monte Carlo Truth* enthält die „wahren“ Teilcheneigenschaften, wie Transversalimpuls, Teilchenart, Rapidität, etc.. D.h. es sind die Eigenschaften der Teilchen, die durch die Simulation beim Generieren vorgegeben werden. Im Gegensatz dazu stehen die Teilcheneigenschaften, die von dem simulierten Detektorsystem durch die Detektorsignale ermittelt werden. In den folgenden Simulationen und Analysen, werden diejenigen Teilchen als *Monte Carlo Truth* Teilchen angesehen, die in dem Bereich der Detektorakzeptanz ( $|\eta| < 0,9$ ) liegen. Die Positronen und Elektronen werden in vollem Azimuth, in alle Richtungen gleichverteilt, losgeschickt. Des Weiteren ist ein realistisches Ausschmieren des Ursprungs der losgeschickten Elektronen und Positronen eingebaut. Da es bei Kollisionen vorkommt,

dass der primäre Vertex nicht immer im absoluten Zentrum des Detektors liegt, wurde eine Ausschmierung des Vertex in einem Volumen von 0,005 cm in x und y Richtung und 4,5 cm in z Richtung angenommen (die Größe der Ausschmierung beruht auf Messungen). Es wurden für jedes Magnetfeld insgesamt 300.000 Ereignisse simuliert. Für jede Simulation wurde das vollständige Detektorsystem verwendet. Die generierten Elektronen und Positronen werden rekonstruiert und müssen verschiedene Selektionskriterien hinsichtlich der Spur- und Teilchenidentifikation erfolgreich absolvieren. Im Folgenden wird hierfür exemplarisch die *TPC and TOF* Teilchenidentifikationsmethode<sup>2</sup> und die Magnetfeldstärke 0,5 T verwendet (siehe Kapitel 5.7). Anschließend werden die übriggebliebenen Teilchen in Histogramme gefüllt und in einer Datei gespeichert. Für die Effizienz werden die rekonstruierten und identifizierten Teilchen  $N_{rec,id}$  (in Abbildung 4.1 blau) durch die Anzahl an generierten Teilchen  $N_{gen}$  (in Abbildung 4.1 grün dargestellt) geteilt:

$$\epsilon = \frac{N_{rec,id}}{N_{gen}} \quad (4.1)$$

Diese Effizienz gibt die Wahrscheinlichkeit an, nach der ein Elektron mit dem entsprechenden Transversalimpuls gemessen und richtig identifiziert wurde. In Abbildung 4.2 ist beispielhaft die Effizienz für die *TOF required* Teilchenidentifikation (PID)<sup>3</sup> dargestellt.

<sup>2</sup>Schnitte: 3 $\sigma$ -Inklusion der Elektronen in der TPC und in der TOF und zusätzlicher impulsabhängiger Schnitt der TPC (siehe Kapitel 5.2.2),  $|\eta| < 0,9$

<sup>3</sup>Das L3 Magnetfeld lag bei dem Standardwert von 0,5 T.

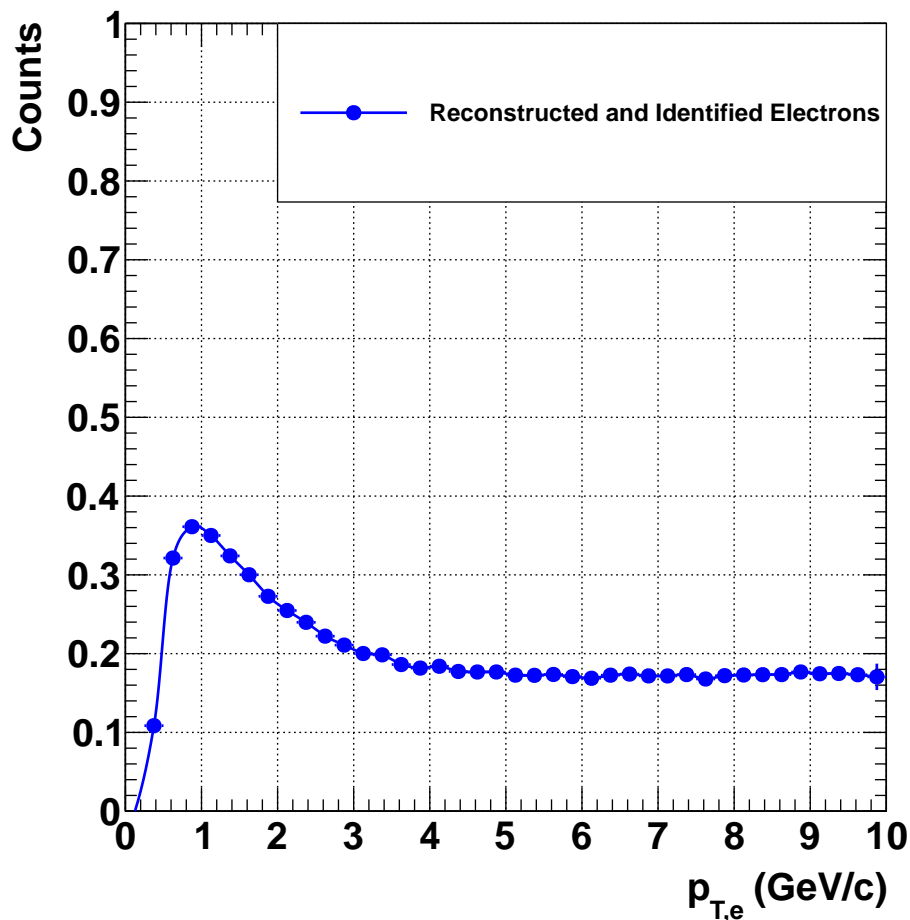


Abbildung 4.2: Effizienz einzelner rekonstruierter und identifizierter Elektronen mithilfe der *TOF required PID*.

#### 4.4.3 Erstellung der schnellen Simulationen

Als Input für die schnellen Simulationen soll zukünftig ein gemessenes Transversalimpulsspektrum von  $\pi^0$ -Mesonen dienen. Bis eine Messung dieses Spektrums vorliegt, gibt es eine Näherung mithilfe des Transversalimpulsspektrums geladener Hadronen. Die Spektrumsform der einzelnen Mesonen erhält man durch  $m_T$ -Skalierung (siehe Abschnitt 2.3). Die Höhe des jeweiligen Spektrums extrahiert man aus den gemessenen Teilchenverhältnissen für hohe Transversalimpulse. Diese sind auch relativ unabhängig von der Schwerpunktsenergie der Kollision.

Die erstellten schnellen Simulationen generieren nur die wichtigsten Quellen für Di-



elektronen. In der Simulation zerfallen die Mesonen  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ . Hierbei wird der Zerfall in Dielektronen und die Dalitzzerfälle erzwungen, so dass keine anderen Tochterteilchen entstehen. Die so generierten Teilchen können nun durch ein Makro analysiert werden. Dieses Makro bildet von den entstandenen Dielektronen die richtigen bzw. wahren Paare und berechnet deren invariante Masse und Transversalimpuls. Als nächstes werden diese beiden Werte in Histogramme gefüllt und mit einem bestimmten Füllgewicht  $F_{weight}$  multipliziert (siehe Formel 4.2). Das Füllgewicht berechnet sich aus folgenden unterschiedlichen Faktoren. Zum einen gibt es einen Faktor  $F_{mother}$ , der abhängig von dem Mutterteilchen der betrachteten Teilchen ist. Dieser Faktor gibt den invarianten Massenspektren ihre realistische Form. Zum anderen bilden die beiden Effizienzen  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  des Dielektrons zwei weitere Faktoren. Im Falle des Monte Carlo Truth Spektrums (siehe Abbildung 4.3) sind diese beiden Faktoren gleich 1.

$$F_{weight} = F_{mother} * \epsilon_1 * \epsilon_2 \quad (4.2)$$

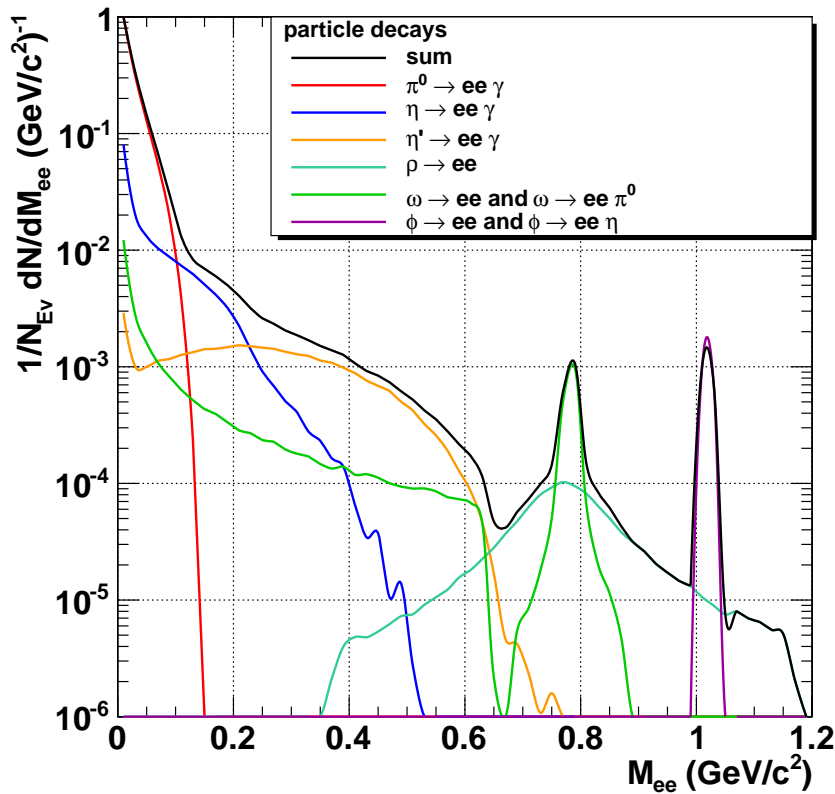


Abbildung 4.3: Invariantes Massenspektrum der *Monte Carlo Truth* der schnellen Simulationen.

## 4.5 Volle Simulationen

### 4.5.1 Konzept

Volle Simulationen bestehen aus mehreren Arbeitsabschnitten.

Zunächst werden die zu simulierenden Teilchen von einem Generator erzeugt und die Wechselwirkungen untereinander berechnet. Hierbei haben die Teilchen Anfangsimpuls, -energie und -richtung. Ob die Teilchen zerfallen, wechselwirken oder neue Teilchen erzeugen, wird auf Grundlage von Wahrscheinlichkeitswerten durch den PYTHIA Decayer berechnet. Danach wird der Weg aller erzeugten Teilchen durch das Detektorsystem simuliert. Diese Aufgabe erledigt die Software GEANT3. In ihr ist die Detektorgeometrie modelliert und sie berechnet nun, wie sich der Aufbau auf den Teilchenweg auswirkt. Darüber hinaus werden alle Treffpunkte mit dem Detektormaterial und daraus resultierende Detektorsignale (*detector response*) berechnet und gespeichert. Beim letzten Abschnitt der Rekonstruktion wird die Ausgabe aller Detektoren zusammengefasst und daraus werden die Teilchenspuren rekonstruiert. Hierbei bestimmt man auch die Impulse und Vertices.

Dieser Ablauf ist für ein Ereignis jedes Mal komplett von vorne durchzuführen. Deswegen benötigen volle Simulationen viel Zeit, um eine hohe Zahl von Ereignissen zu erhalten.

### 4.5.2 Durchgeführte Simulationen

Auf Grundlage des vorher beschriebenen Prozesses wurden für eine Magnetfeldstärke von 0,2 T und 0,5 T jeweils 20 Millionen Proton-Proton Ereignisse erstellt. Die Schwerpunktsenergie der simulierten Kollisionen lag bei 7 TeV. Es wurde des Weiteren der Perugia0 Tune verwendet, der CTEQ5L<sup>4</sup> Partonverteilungen benutzt [Ska10]. Für die vollen Simulationen wurde wieder eine Vertexverschmierung von 0,005 cm in x und y Richtung und 4,5 cm in z Richtung mit in die Simulationen einbezogen. Die Abbildung 4.4 zeigt das invariante Massenspektrum der Dielektronen, die von Vektormesonen abstammen.

---

<sup>4</sup>eine von der CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental project on QCD) ermittelte Partonverteilungsfunktion

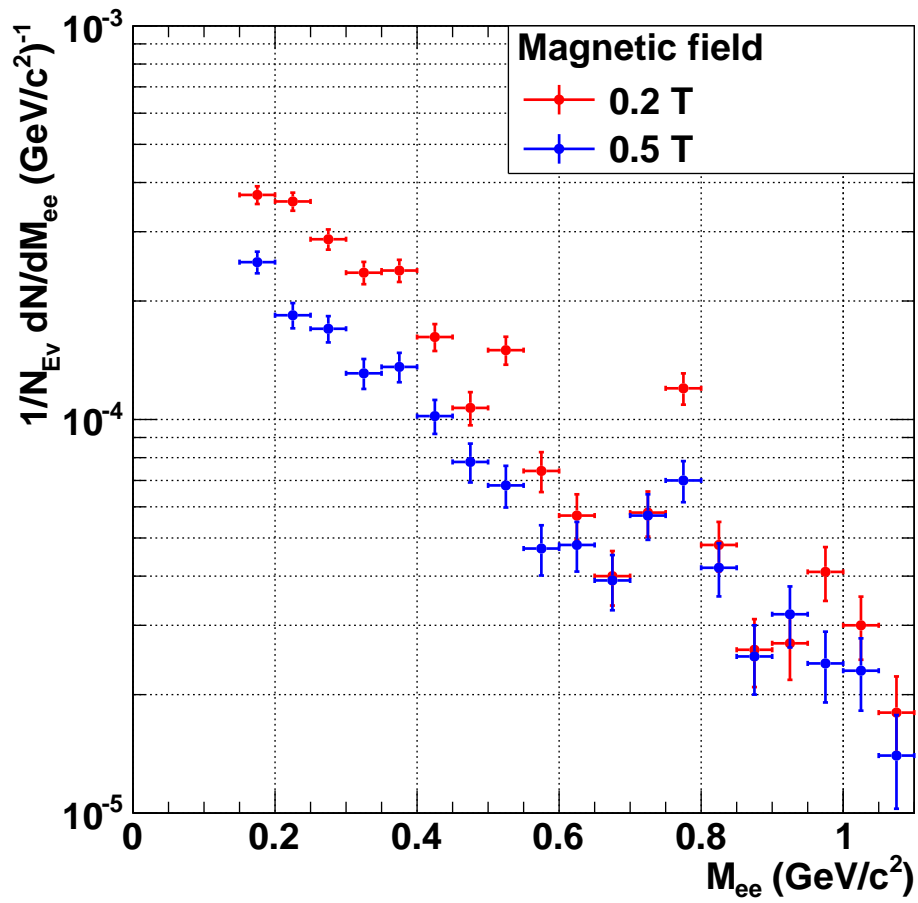


Abbildung 4.4: Invariantes Massenspektrum voller Simulationen nach Rekonstruktion.



# 5 Analyse

Dieses Kapitel beschäftigt sich zunächst mit den für die folgende Analyse notwendigen Grundlagen. Dann folgt ein Vergleich der zwei verwendeten Simulationsarten, volle Simulationen und schnelle Simulationen. Anschließend werden die vollen Simulationen mit ALICE-Messdaten verglichen. Diesem schließt sich der Vergleich der beiden Magnetfeldeinstellungen, unterteilt in volle und schnelle Simulationen, an.

## 5.1 Signal und Untergrund

Aus Elektronen mit ungleicher Ladung kombinierte Paare, d.h. Elektron-Positron-Paaren, werden *Unlike-Sign-Pairs* genannt. Kommen diese beiden Elektronen von derselben Mutter, d.h. vom selben zerfallenen Ursprungsteilchen, so wird dieses Paar zum Dielektronensignal gezählt. Das Ziel der Dielektronenanalyse ist es nun, die Spektren der wahren Paare zu erhalten. Kommen die beiden Elektronen jedoch aus unterschiedlichen Quellen, so werden sie zum kombinatorischen Untergrund gezählt. Aus den experimentellen Messdaten ist nicht ersichtlich, ob das Paar zweier identifizierter Elektronen zum kombinatorischen Untergrund oder zum Signal zählt. Daher müssen Methoden gefunden werden, um diesen Untergrund zu berechnen. Der kombinatorische Untergrund kann durch unterschiedliche Methoden korrigiert werden. Durch die Methode gleicher Vorzeichen im selben Ereignis, durch die Technik der Ereignismischung oder durch die so genannte *Track-Rotation*. Dabei funktionieren die Methoden dadurch, dass der kombinatorische Untergrund aus unphysikalischem Zusammenfügen der Elektron-Positron-Paare besteht. Für die vorliegende Arbeit wurde die erstgenannte Methode verwendet. Man kombiniert hier zunächst für das *Like-Sign*-Spektrum alle Elektronen mit Elektronen bzw. alle Positronen mit Positronen zu Dielektronen. Hierfür wird die Verteilung folgendermaßen errechnet:

$$N_{+-}^{CB} = 2 \cdot \sqrt{N_{++}(M_{ee}^{inv}) \cdot N_{--}(M_{ee}^{inv})} \quad (5.1)$$

Hierbei sind  $N_{++}(M_{ee}^{inv})$  und  $N_{--}(M_{ee}^{inv})$  alle Kombinationen aus Positron-Positron-Paaren und Elektron-Elektron-Paaren. Da die Dielektronen aus Vektormesonenerfällen nur ungleiche Ladungsvorzeichen haben und die Paare mit gleichem Ladungsvorzeichen daher unphysikalisch sind, kann man das Signal durch Subtraktion der Verteilung mit gleichem Ladungsvorzeichen von der Verteilung mit ungleichem Ladungsvorzeichen erhalten. Physikalische Korrelationen von Paaren mit gleichem Vorzeichen

können aber auch durch Zerfälle höherer Ordnung auftreten. Neben dem Dalitzzerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma e^+ e^-$  gibt es den doppelten Dalitzzerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ . Hier erhält man über zwei virtuelle Photonen zwei Paare mit gleichem Vorzeichen, die als korrelierte Paare zum unphysikalischen Untergrund beitragen. Die invariante Masse der vier Elektronen ergibt zusammen wieder die Masse des Pions. Da der doppelte Dalitzzerfall aber sehr selten auftritt, hat dieser nur einen geringen Beitrag. Der häufigste Zerfall der  $\pi^0$ -Mesonen ist jedoch in zwei Photonen:  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Um Signal und Untergrund zu quantifizieren, werden in der Analyse zwei Größen verwendet. Zum einen das Signal-Untergrund-Verhältnis:

$$\frac{S}{B} = \frac{\text{Signal}}{\text{Untergrund}} \quad (5.2)$$

Zum anderen die normierte Signifikanz:

$$sgn = \sqrt{\frac{S^2}{2 \cdot B}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_{Ev}}} \quad (5.3)$$

Ziel der Dielektronenanalyse ist es, ein gutes, d.h. hohes Signal-Untergrund-Verhältnis und eine hohe normierte Signifikanz zu erreichen.

## 5.2 Selektionskriterien

### 5.2.1 Selektionskriterien der Teilchenspuren

Um die Qualität der einzelnen Teilchenspuren zu gewährleisten, werden Kriterien angewandt, welche die Teilchenspuren erfüllen müssen, um als solche in die Analyse einzufließen. Auf diese Weise werden für die Analyse unerwünschte Teilchen, z.B. aus einem sekundären Vertex oder kosmische Teilchen, aussortiert.

Es werden keine Spuren akzeptiert, die eine größere Entfernung als 1,0 cm in der X- und Y-Ebene (DCAXY) und 3,0 cm in der Z-Ebene (DCAZ) an der Stelle der dichtesten Annäherung (engl.: DCA = Distance of Closest Approach) vom Vertex haben. Außerdem muss diese Entfernung folgende Bedingung erfüllen:

$$\sqrt{\left(\frac{DCA_{XY}}{f_{CutMaxDCAToVertexXY}}\right)^2 + \left(\frac{DCA_Z}{f_{CutMaxDCAToVertexZ}}\right)^2} < 1 \quad (5.4)$$

und

$$\sqrt{\left(\frac{DCA_{XY}}{f_{CutMinDCAToVertexXY}}\right)^2 + \left(\frac{DCA_Z}{f_{CutMinDCAToVertexZ}}\right)^2} > 1 \quad (5.5)$$

Es werden nur Teilchenspuren verwendet, die in einem Bereich des Transversalimpulses  $p_T$  von 0 bis 200,0 GeV/c liegen. Der erlaubte Bereich der Pseudorapidität  $\eta$  geht von  $-0,9$  bis  $0,9$ , also genau der volle Akzeptanzbereich der benötigten Detektoren im *central barrel* von ALICE (ITS, TPC, TRD und TOF). Außerdem werden alle Spuren, die einen Knick haben (engl.: *Kink Daughters*), nicht akzeptiert, da diese sehr wahrscheinlich einem sekundären Vertex entspringen. Die Selektionkriterien für einzelne Spuren sind nochmal in Tabelle 5.1, jeweils als ihr Funktionsaufruf in Aliroot, zusammengefasst.

Kriterium
SetDCAToVertex2D(kTRUE)
SetMaxDCAToVertexZ(3.0)
SetMaxDCAToVertexXY(1.0)
SetPtRange(0.00,200.0)
SetEtaRange(-0.9 , 0.9)
SetAcceptKinkDaughters(kFALSE)

Tabelle 5.1: Selektionskriterien für einzelne Spuren als Funktionsaufruf in Aliroot.

Außerdem wird zwischen so genannten *ITS-Standalone-Spuren*, für die nur das ITS gefordert wird, und *ITS-TPC-Spuren*, die sowohl von dem ITS als auch von der TPC nachgewiesen werden müssen, unterschieden.

Für die *ITS-Standalone-Spuren* gelten folgende Kriterien (siehe Tabelle 5.2).

Es wird hier ein *Refit* im ITS gefordert. Daneben muss ein Signal in der ersten der zwei SPD Detektorpixellagen vorhanden sein. Die minimale Anzahl an *ITS Clustern* ist drei. Außerdem wird verlangt, dass das ITS allein (*ITS StandAlone*) für die Spurrekonstruktion verwendet wird.

Kriterium
SetRequireITSRefit(kTRUE)
SetClusterRequirementITS(AliESDtrackCuts::kSPD,AliESDtrackCuts::kFirst)
SetMinNClustersITS(3)
SetRequireITSSandAlone(kTRUE)

Tabelle 5.2: Selektionskriterien für *ITS-Standalone-Spuren* als Funktionsaufruf in Aliroot.

Für die *ITS-TPC-Spuren* Spuren (Übersicht der Kriterien siehe Tabelle 5.3) ist ebenfalls ein *Refit* im ITS notwendig. Auch muss hierfür ein Signal in der ersten der zwei SPD Detektorpixellagen existieren und die Anzahl an *ITS Clustern* mindestens drei betragen, jedoch wird zusätzlich ein *TPC Refit* verlangt. Mit 110 von maximal 159 *Clustern* in der

TPC und einem  $\chi^2$  von 3,5 für ein *Cluster* sorgt man dafür, dass die Rekonstruktion von hoher Qualität ist, um nur echte Teilchenspuren und gute Auflösung des Transversalimpulses zu erhalten. Mit dem  $\chi^2$ -Schnitt stellt man sicher, dass nicht zwei dicht zusammenliegende Teilchenspuren in der Rekonstruktion zu einer Spur zusammengefasst werden. Mit jedem Schnitt sinkt die Anzahl an falsch rekonstruierten Spuren erheblich, es werden aber auch echte Spuren aussortiert.

Kriterium
SetRequireITSRefit(kTRUE)
SetClusterRequirementITS(AliESDtrackCuts::kSPD,AliESDtrackCuts::kFirst)
SetMinNClustersITS(3)
SetRequireTPCRefit(kTRUE)
SetMinNClustersTPC(110)
SetMaxChi2PerClusterTPC(3.5)

Tabelle 5.3: Selektionskriterien für *ITS-TPC-Spuren* als Funktionsaufruf in Aliroot.

## 5.2.2 Selektionskriterien der Teilchenidentifikation

Für die vorliegende Arbeit werden zwei verschiedene Arten der kombinierten Teilchenidentifikation (Abk.: *PID = particle identification*) von Elektronen verwendet. Die als *TOF optional* bezeichnete Variante unterscheidet die Teilchenspuren hinsichtlich ihres Impulses. Im Bereich bis 400 MeV/c wird die Teilchenidentifikationsmethode *TPC plus exclusions* verwendet. Diese beinhaltet eine  $3\sigma$ -Inklusion der Elektronen (siehe Kap. 3.2) in der TPC. Daneben werden in diesem Bereich Pionen, Kaonen und Protonen im  $3\sigma$ -Bereich exkludiert. Um die Kontamination durch Pionen geringer zu halten, gibt es zusätzlich einen impulsabhängigen Schnitt. Sollte das TPC-Signal einer Spur unterhalb des Funktionswerts des jeweiligen Impulses liegen, so wird diese Spur nicht als Elektron identifiziert.

Ab einem Impuls von einschließlich 400 MeV/c gibt es neben der  $3\sigma$ -Inklusion der Elektronen in der TPC und dem impulsabhängigen Schnitt eine  $3\sigma$ -Inklusion der Elektronen in der TOF.

In der *TOF required* genannten Variante der kombinierten Elektronidentifikation wird keine Unterscheidung hinsichtlich des Impulses gemacht, sondern ausschließlich die Teilchenidentifikationsmethode *TPC and TOF* verwendet. Hier wird für alle Impulse die vorher beschriebene  $3\sigma$ -Inklusion der Elektronen sowohl in der TPC als auch in der TOF gefordert. Zusätzlich gibt es auch hier einen impulsabhängigen Schnitt der TPC.



## 5.3 Normierung

Um einen aussagekräftigen Vergleich zwischen den Spektren der verschiedenen Simulationen und Messdaten ziehen zu können, müssen die Spektren normiert werden. Hierfür wird zum einen durch die Anzahl der Ereignisse geteilt, zum anderen teilt man durch die jeweilige Binbreite des Histogramms.

$$(dN/dM_{ee})_{norm} = \frac{1}{N_{Ev}} \frac{(dN/dM_{ee})}{\Delta m} \quad (5.6)$$

Hier sind  $(dN/dM_{ee})_{norm}$  das normierte Spektrum,  $N_{Ev}$  die Anzahl der Ereignisse,  $dN/dM_{ee}$  das invariante Massenspektrum und  $\Delta m$  die Binbreite.

## 5.4 Zurückweisung der Dalitzpaare

Um die Kontamination des Signals durch Photonkonversionen und Dalitzpaare des  $\pi^0$  zu verringern, wird folgendes Verfahren angewendet:

Vor der eigentlichen Analyse werden alle als Dielektron identifizierten Paare hinsichtlich ihrer invarianten Masse überprüft. Sollte diese kleiner als  $150 \text{ MeV}/c^2$  sein, so werden beide Teilchen des entsprechenden Paares als Dalitzkandidaten markiert und stehen für die spätere Analyse nicht mehr zur Verfügung. Die Elektronenidentifikation ist in diesem Fall eine andere als für die Analyse. Hierfür wird nur eine  $3\sigma$ -Inklusion der Elektronen in der TPC oder im ITS gefordert (siehe Kapitel 3.2).

## 5.5 Vergleich zwischen schnellen und vollen Simulationen

In diesem Kapitel wird überprüft, inwieweit die Ergebnisse der schnellen Simulationen mit den *Monte Carlo Truth* Informationen der vollen Simulationen übereinstimmen. Dieser Konsistenzcheck zeigt auch, in welcher Weise die schnellen Simulationen zum Vergleich der beiden Magnetfelder herangezogen werden können. Diese simulieren nämlich nicht wie die vollen Simulationen für jedes Ereignis das komplette Detektorsystem, sondern lesen die Akzeptanz und Effizienz des jeweiligen Teilchen aus einer Datei (Siehe Kapitel 4.4 und 4.5 für Details). Da die schnellen Simulationen allein das reine Signal der Dielektronen simulieren und deswegen keinen Untergrund enthalten, werden die Monte Carlo Spektren beider Simulationsarten verglichen. Dann zeigt sich, inwiefern beide Simulationsarten dieselbe Beschaffenheit der Dielektronenquellen aufweisen.

## 5.5.1 Invariantes Massenspektrum

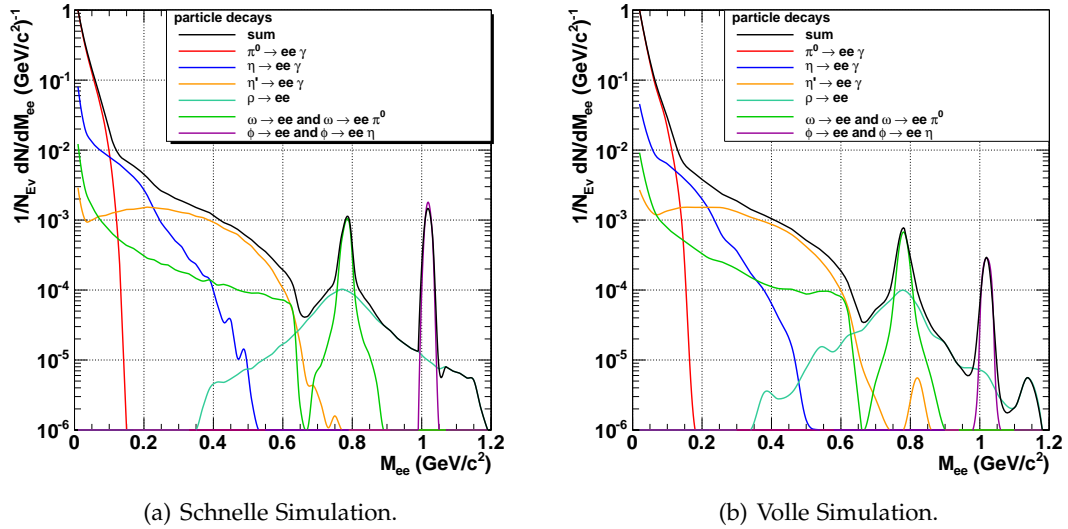


Abbildung 5.1: Invariantes Massenspektrum der *Monte Carlo Truth* der schnellen und der vollen Simulationen.

Die Abbildung 5.1(a) zeigt das invariante Massenspektrum, das auf schnellen Simulationen basiert, während in Abbildung 5.1(b) das invariante Massenspektrum der vollen Simulationen zu sehen ist. Für beide Simulationsarten wurden nur Teilchen akzeptiert, die in einem Transversalimpulsbereich von 0 bis 10 GeV/c und in einem Pseudorapiditätsbereich von  $-0,9$  bis  $0,9$  lagen.

Die Pionen in rot fangen in beiden Spektren bei einer Masse knapp über  $0 \text{ GeV}/c^2$  mit einem Wert von etwas über 1 an und haben eine maximale Masse von  $0,15 \text{ GeV}/c^2$ . Auch die Verläufe der Kurven von  $\eta$  und  $\eta'$  in dunkelblau und orange stimmen nahezu überein. Die volle Simulation hat jedoch ein zusätzliches lokales Maximum des  $\eta'$  bei etwas über  $0,8 \text{ GeV}/c^2$ .<sup>1</sup> Der Massenbereich des  $\rho$  in hellblau geht in beiden Spektren von  $0,35 \text{ GeV}/c^2$  bis  $1,20 \text{ GeV}/c^2$ , wobei das Maximum bei einer Masse von  $0,780 \text{ GeV}/c^2$  liegt. Die Höhe des Maximums liegt für beide bei  $10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c^2}$ . Aber während die Resonanz für die schnellen Simulationen relativ symmetrisch ist, ist das  $\rho$  bei Massen oberhalb von  $0,80 \text{ GeV}/c^2$  in den vollen Simulationen seltener zu finden. Auch für das  $\omega$  in grün stimmen die Resonanzen bei einer Masse von  $0,79 \text{ GeV}/c^2$  beider Spektren genau überein. Jedoch ist der Übergang des  $\omega$ -Dalitzzerfalls in die Resonanz des Vektormesons bei einer Masse von  $0,67 \text{ GeV}/c^2$  für die schnellen Simulationen weicher. Bei den vollen Simulationen fällt der Wert für das  $\omega$  auf unter  $10^{-6} \frac{1}{\text{GeV}/c^2}$ . Die Resonanz

<sup>1</sup>Vergleicht man Abbildung 5.1 mit invarianten Massenspektren vorheriger Experimente, wie dem in Abbildung 2.3, so liegt das  $\eta'$ -Meson deutlich zu hoch. In beiden verwendeten Simulationsarten scheint der Pythia Decayer, welcher die Zerfälle steuert, zu viele  $\eta'$  zu enthalten, die in ein Dalitzpaar zerfallen.

des  $\phi$  liegt in beiden Spektren beim gleichen Wert der Masse  $1,02 \text{ GeV}/c^2$  und auch die Resonanzbreite von  $0,05 \text{ GeV}/c^2$  ist gleich. Jedoch ist die Anzahl an  $\phi$ -Mesonen mit  $9 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c^2}$  der schnellen Simulationen drei mal höher als die der vollen Simulationen mit  $3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c^2}$ .

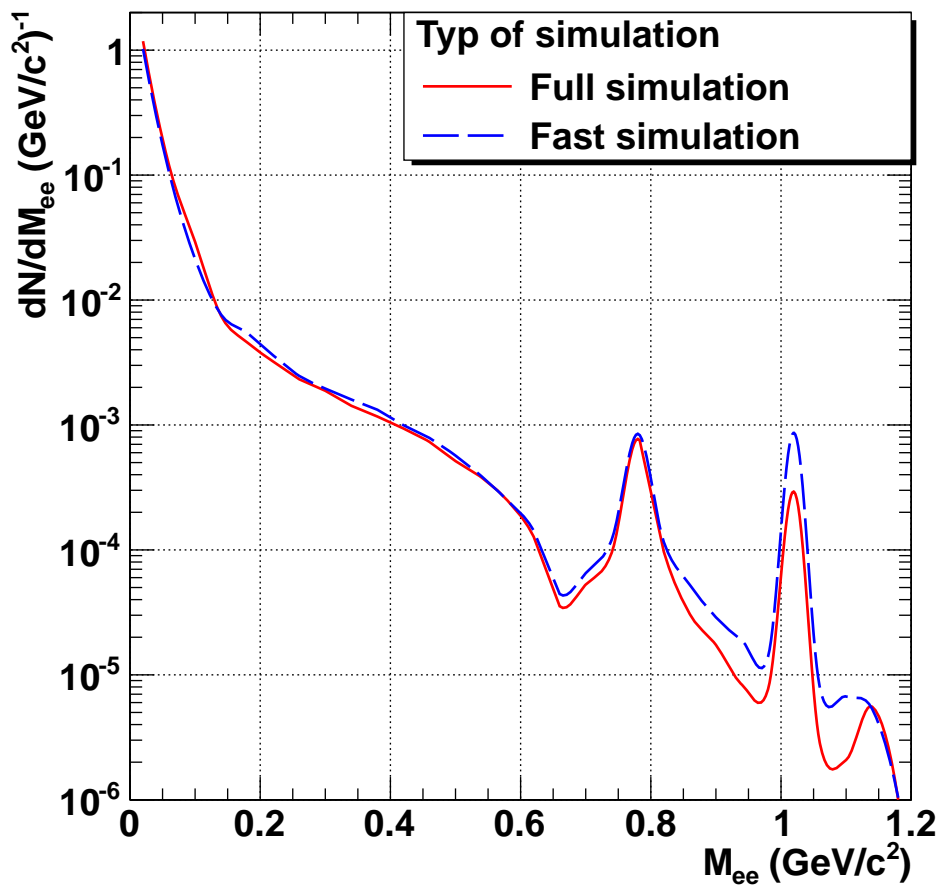


Abbildung 5.2: Vergleich der aufsummierten invarianten Massenspektren der vollen Simulationen als rote, durchgezogene Linie und der schnellen Simulationen als blaue, unterbrochene Linie.

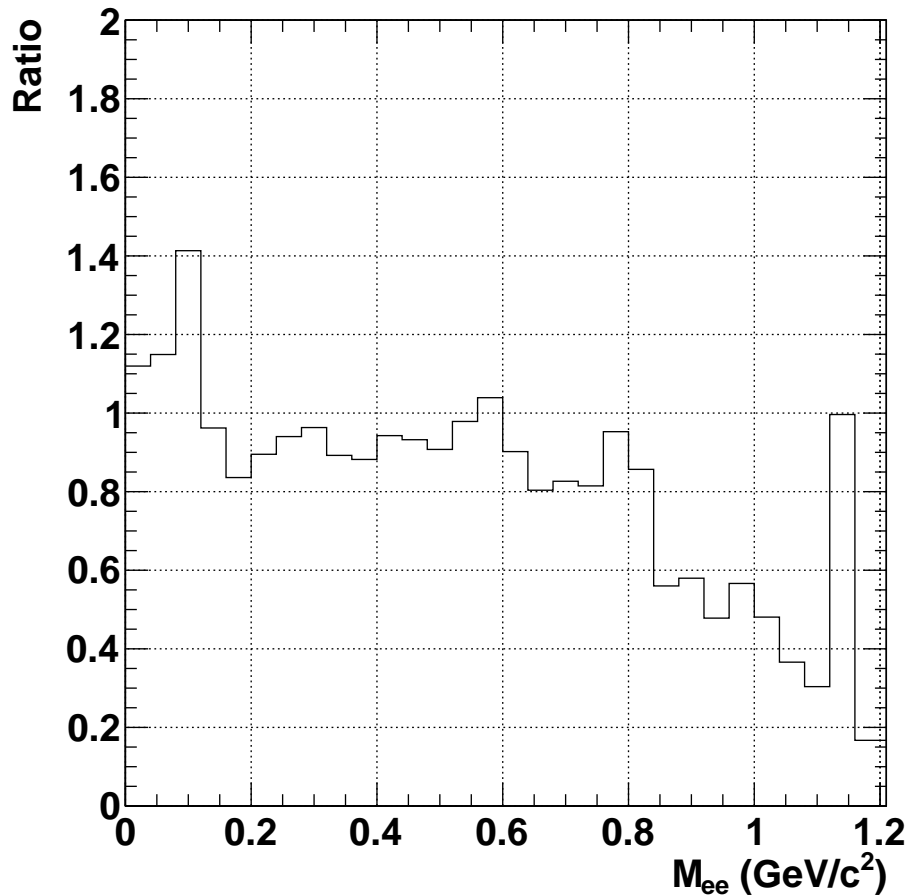


Abbildung 5.3: Verhältnis der beiden invarianten Massenspektren (Volle Simulation/Schnelle Simulation).

In Abbildung 5.2 sind die aufsummierten invarianten Massenspektren beider Simulationsarten aufgetragen. Im Bereich niedriger Massen bis  $0,12 \text{ GeV}/c^2$  liegt das Spektrum der vollen Simulationen über dem der schnellen Simulationen, nämlich um 10 bis 40 %, wie das Verhältnis beider in Abbildung 5.3 zeigt. Danach stimmen beide Kurven bis zu den Resonanzen gut überein, der Unterschied liegt hier nur bei maximal 20 %. Bei höheren Massen übertrifft das Spektrum der Schnellen Simulationen das Spektrum der Vollen Simulationen um bis zu 300 %. Das bedeutet, die Resonanz des  $\phi$ -Mesons ist in den schnellen Simulationen deutlich ausgeprägter.

Für den Vergleich der beiden Magnetfeldeinstellungen wirkt sich diese Erhöhung der Resonanz des  $\phi$ -Mesons jedoch nicht gravierend aus, da hier das auf das relative Ver-

hältnis der Spektren zueinander ankommt. So können auch die schnellen Simulationen zur Abschätzung herangezogen werden, wie sich das invariante Massenspektrum des Dielektronensignals verhält, wenn man die Magnetfeldstärke verringert.

### 5.5.2 Transversalimpuls der Paare

In Abbildung 5.4 findet sich der Vergleich der Transversalimpulsspektren. Im Bereich niedriger Transversalimpulse bis  $0,4 \text{ GeV}/c$  liegt die durch volle Simulationen erstellte Kurve deutlich über der Kurve der schnellen Simulationen. Diese hat aber einen steileren Abfall, so dass sich beide Kurven bei  $0,4 \text{ GeV}/c$  schneiden. Ab diesem Wert liegt die Kurve der schnellen Simulationen kontinuierlich über dem Spektrum der vollen Simulationen.

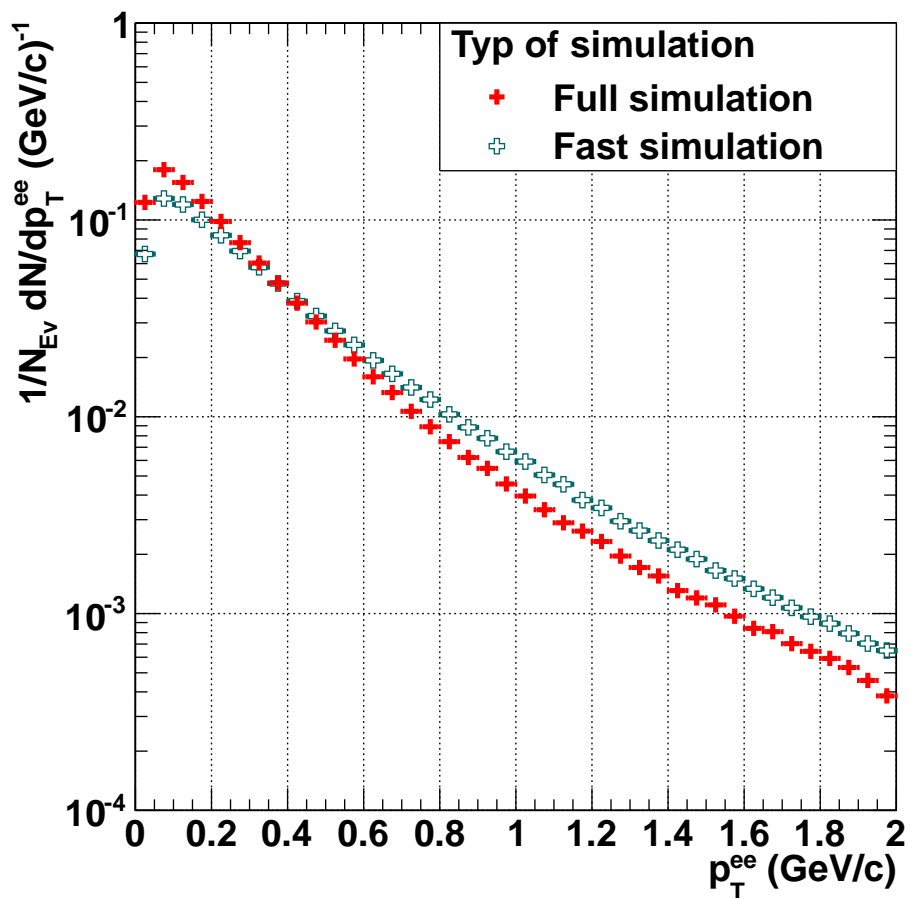


Abbildung 5.4: Transversalimpulsverteilung der vollen Simulationen durch rote, gefüllte Kreuze und der schnellen Simulationen durch grüne, offene Kreuze dargestellt.

Bei dem Verhältnis beider Kurven (siehe Abbildung 5.5) wird der Unterschied dadurch bei sehr kleinen und großen Transversalimpulsen am größten, bis zu 40%. Ab  $0,8 \text{ GeV}/c$  bleibt der Unterschied bei ca. 30%.

Dieser Unterschied ergibt sich dadurch, dass anders als bei den vollen Simulationen bei den schnellen Simulationen die Verteilung des Transversalimpulses aufgrund eines ungenauen Input-Spektrums zu Stande kommt.

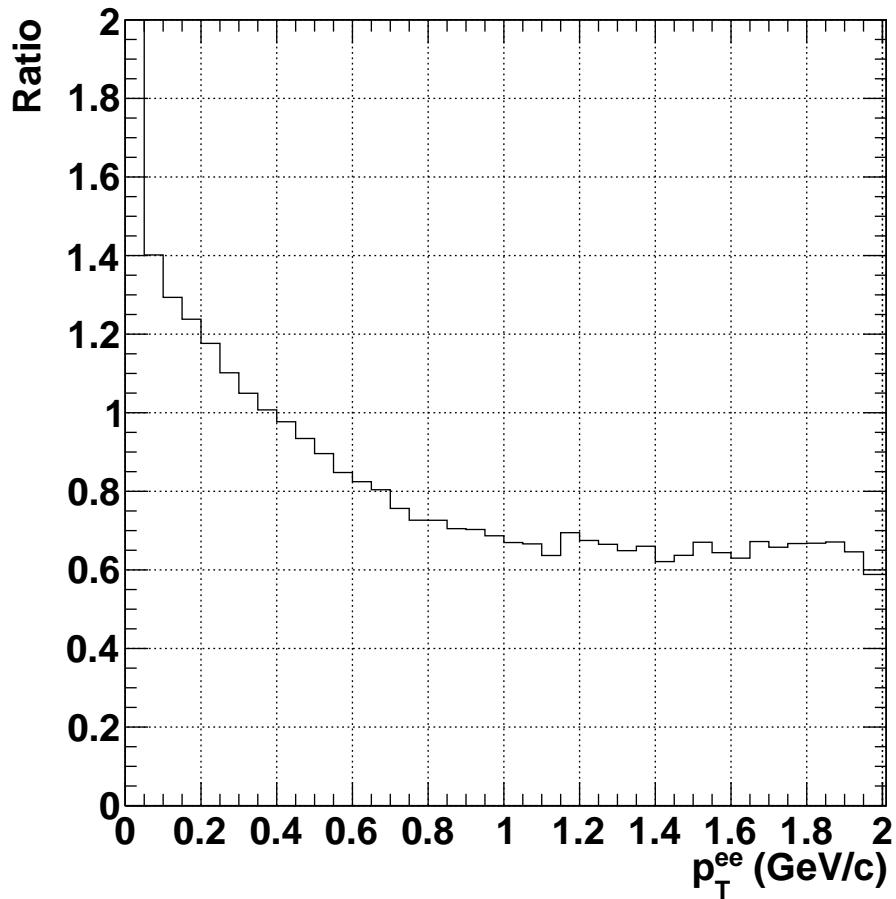


Abbildung 5.5: Verhältnis beider Transversalimpulsspektren (Volle Simulation/Schnelle Simulation).

Es wurde gezeigt, dass das invariante Massenspektrum der vollen Simulationen und der schnellen Simulationen gut übereinstimmt. Man kann somit die schnellen Simulationen nutzen, um die Auswirkungen des reduzierten Magnetfeldes auf die Verteilungen der Dielektronen niedriger invarianter Massen und Impulse zu untersuchen.

## 5.6 Vergleich zwischen ALICE-Messdaten und vollen Simulationen

Als nächstes folgt ein Vergleich der erstellten vollen Simulationen für das Magnetfeld von 0,5 T mit ALICE Messdaten, die bei ebendieser Magnetfeldeinstellung aufgenommen wurden. Die Anzahl der Ereignisse liegt für die Simulationen bei 20 Millionen. Bei den Messdaten gibt es ca. 350 Millionen Ereignisse. Für die invarianten Massenspektren wurde ein zusätzlicher Schnitt auf den Transversalimpuls der Paare gemacht: Es werden nur Paare mit  $p_T > 400 \text{ MeV}/c$  akzeptiert. Außerdem werden nur Elektronen mit einem Transversalimpuls größer als  $200 \text{ MeV}/c$  akzeptiert.

### 5.6.1 Transversalimpulsverteilungen

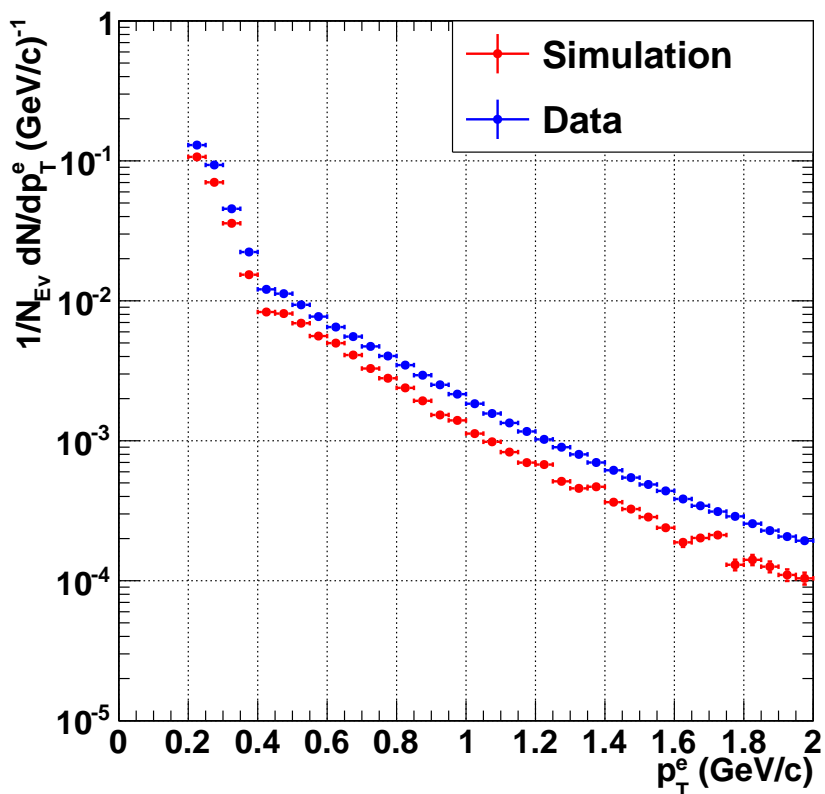


Abbildung 5.6: Vergleich beider Transversalimpulspektren der einzelnen Elektronen: Simulation in rot und Messdaten in blau dargestellt.



Schon bei den Transversalimpulsverteilungen der einzelnen Elektronen (siehe Abbildung 5.6) gibt es leichte Unterschiede zwischen den Simulationen und den Messdaten. Beide Verläufe haben eine ähnliche Form. Sie beginnen bei  $0,2 \text{ GeV}/c$  mit einem Wert von etwas über  $10^{-1} \frac{1}{\text{GeV}/c}$  und fallen bis  $0,4 \text{ GeV}/c$ , wo der Übergang von der *TPC plus exclusions PID* zur *TPC and TOF PID* stattfindet, um etwa eine Größenordnung. Danach, von  $0,4 \text{ GeV}/c$  bis  $2 \text{ GeV}/c$ , sinken beide Kurven um fast zwei Größenordnungen auf einen Wert etwas mehr als  $10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c}$ . Jedoch steigt, wie man in Abbildung 5.7 sieht, das Verhältnis der beiden Verteilungen von Anfangs 1,2 auf über 1,8 an.

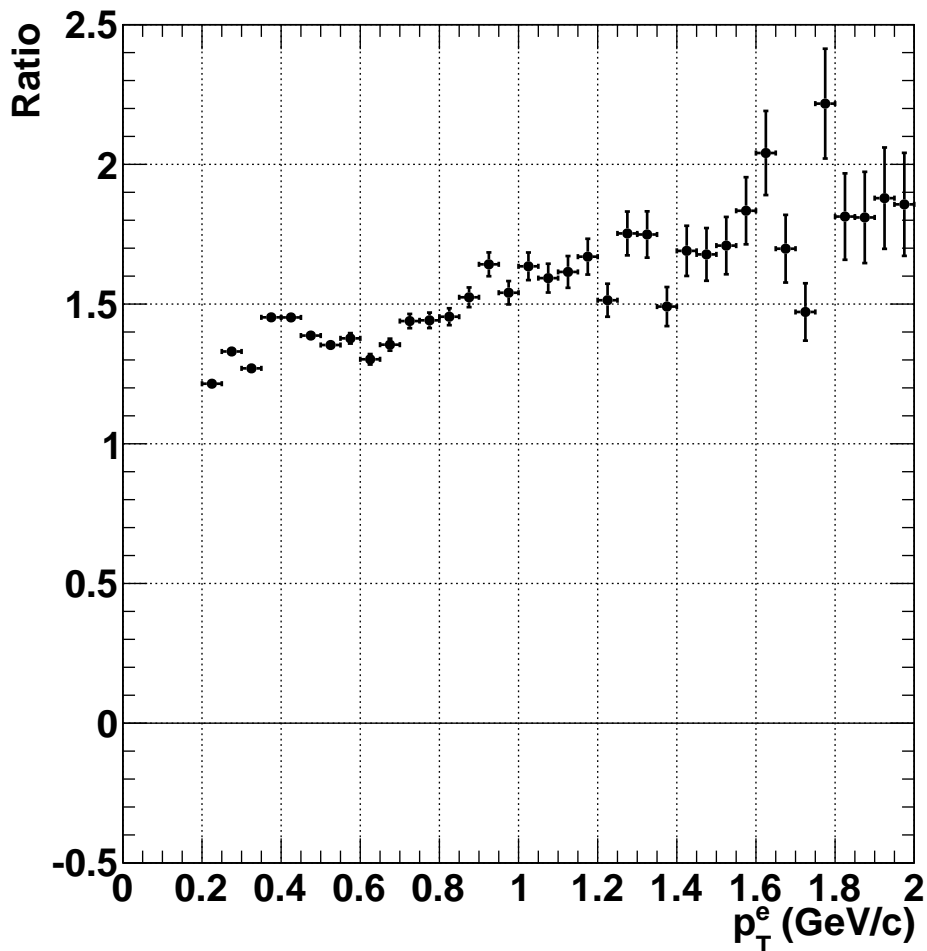


Abbildung 5.7: Verhältnis beider Transversalimpulsspektren (Messdaten/Simulation).

Die Kurvenverläufe beider Transversalimpulsverteilungen der Paare sind, wie in Abbildung 5.8 zu erkennen, nahezu identisch. Von einem Transversalimpuls von 0 bis  $0,45 \text{ GeV}/c$  steigen beide Kurven bis zu einem Maximalwert von  $3,4 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}/c$  bzw.

$6,8 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}/c$  an und fallen danach bis auf  $10^{-5} \text{ GeV}/c$  bzw.  $2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}/c$  ab. Aber es gibt auch hier eine deutliche Erhöhung des Spektrums der Messdaten. Sie beträgt im Bereich von 0 bis  $1,6 \text{ GeV}/c$  das Zwei- bis Zweieinhalbfache und wächst dann auf über das Dreifache, wie man an dem Graphen der Verhältnisse in Abbildung 5.9 feststellen kann.

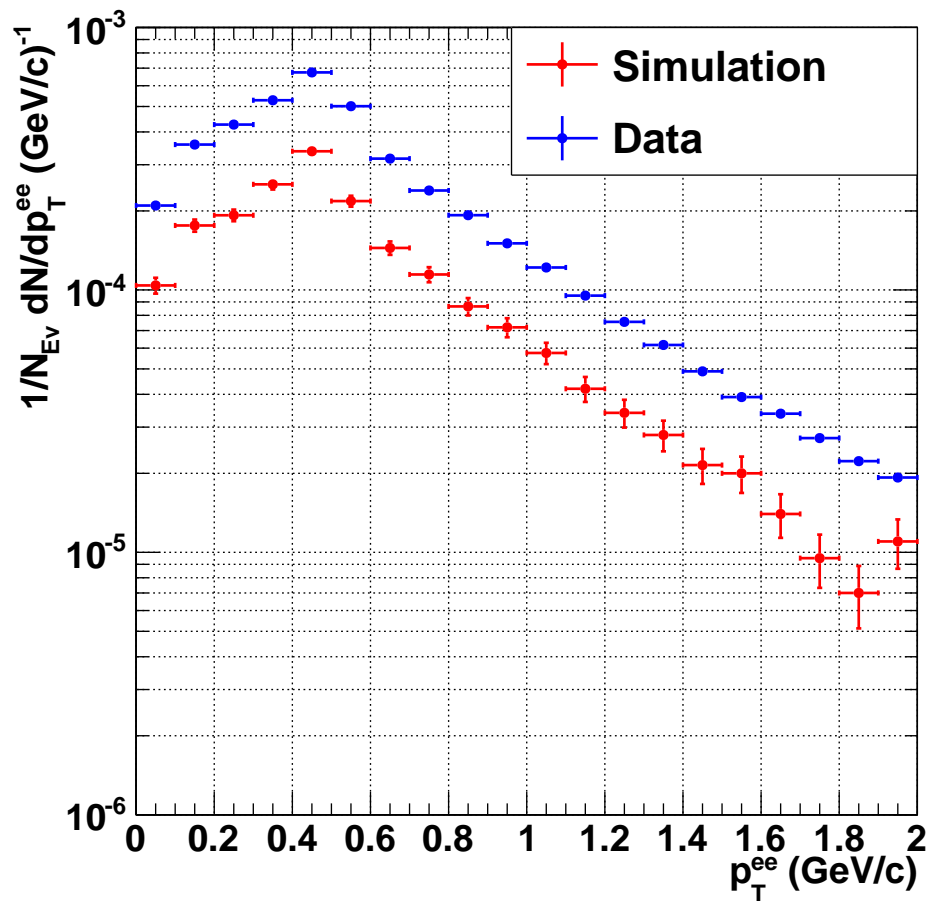


Abbildung 5.8: Vergleich beider Transversalimpulsspektren der Paare (Dielektronen): Simulation in rot und Messdaten in blau dargestellt.

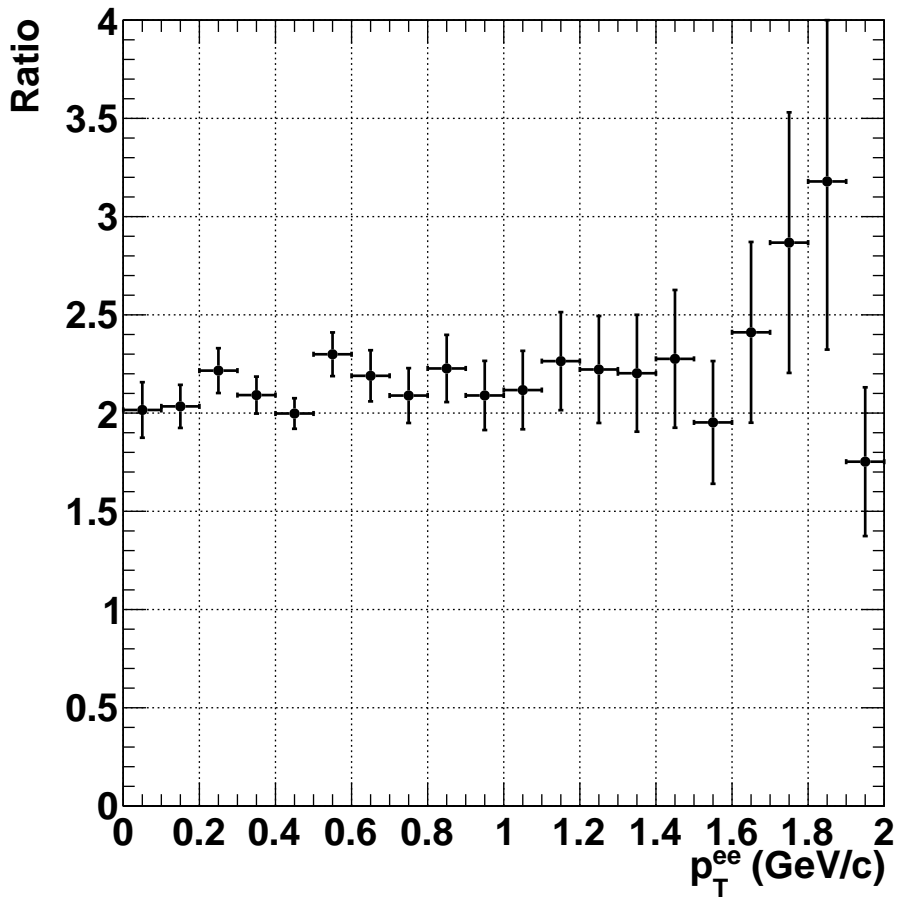


Abbildung 5.9: Verhältnis beider Transversalimpulsspektren (Messdaten/Simulation).

### 5.6.2 Invariantes Massenspektrum

In Abbildung 5.10 ist das invariante Massenspektrum der Messdaten und der Simulationen zu sehen. Auch hier liegen die Werte der Messdaten über denen der Simulationen. Jedoch folgt die Form und der Verlauf einem ähnlichen Trend. Auch die  $\omega$ - bzw.  $\rho$ -Resonanz bei etwas unterhalb von  $0,8 \text{ GeV}/c^2$  ist schon erkennbar.

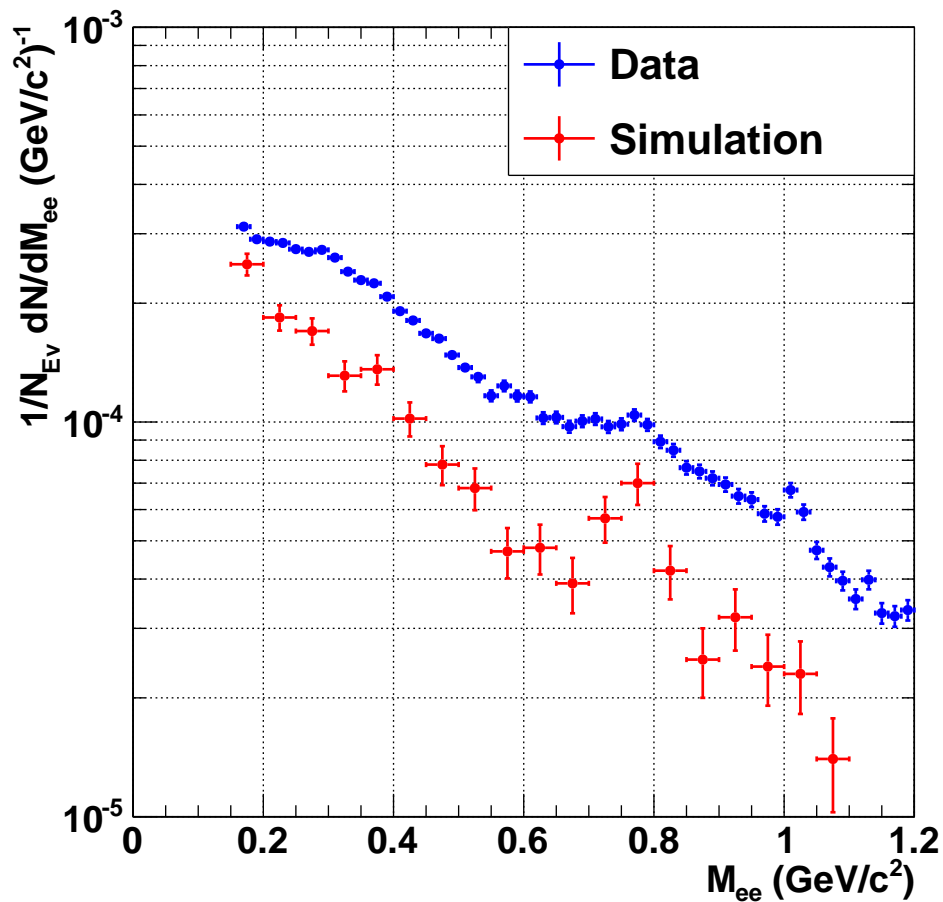


Abbildung 5.10: Invariantes Massenspektrum aus Messdaten (blau) und Simulation (rot).

Dieser Trend bleibt auch im *Like-Sign*- und *Unlike-Sign*-Spektrum (siehe Abbildung 5.11) und im subtrahierten Spektrum (siehe Abbildung 5.12) bestehen.

Im Hinblick auf das Signal-Untergrund-Verhältnis verhält es sich jedoch anders. Der Signal-Untergrund-Wert von 0,99 für die Simulationen ist ca. 6-mal größer als der Wert von 0,16 für die Messdaten. Schaut man hingegen auf die normierte Signifikanz, so ist diese für die Simulationen mit 0,0044 noch ca. 3,5-mal so groß wie der Wert 0,0012 für die Messdaten.

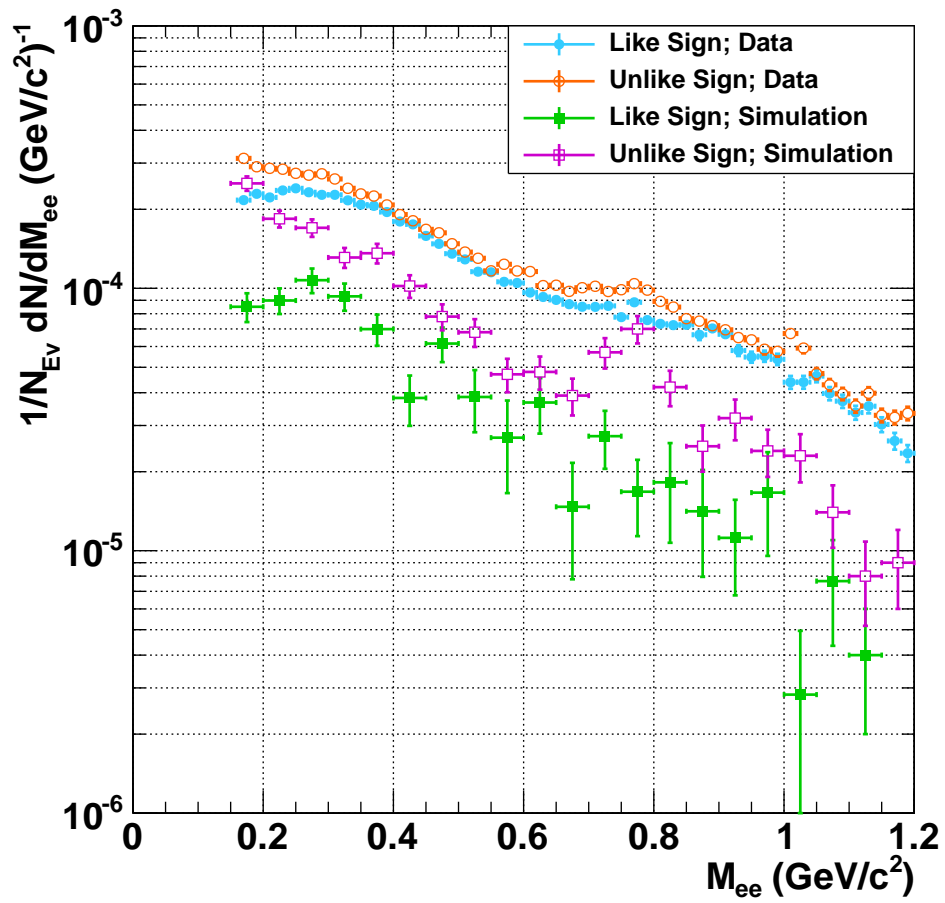


Abbildung 5.11: Invariantes Massenspektrum der *Like-Sign-Pairs* für Messdaten in hellblau und Simulation in grün. Die *Unlike-Sign-Pairs* der Messdaten sind orange und der Simulationen violett dargestellt.

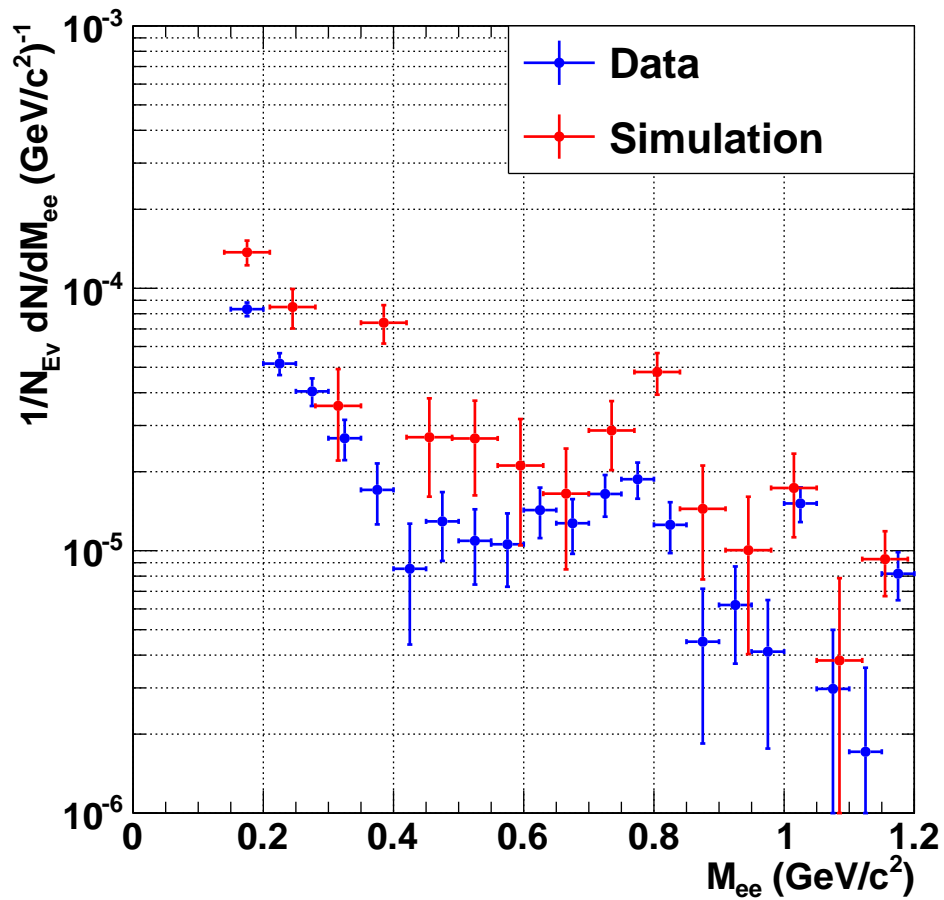
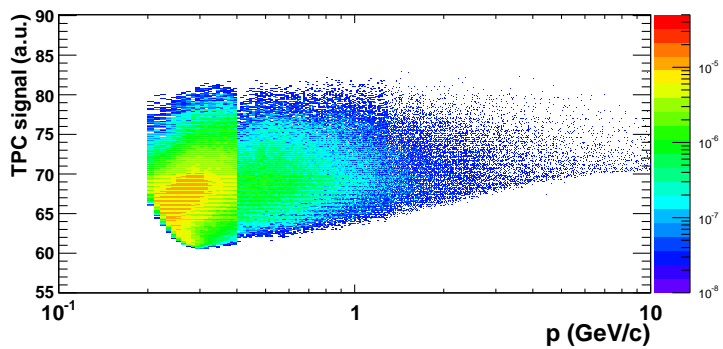


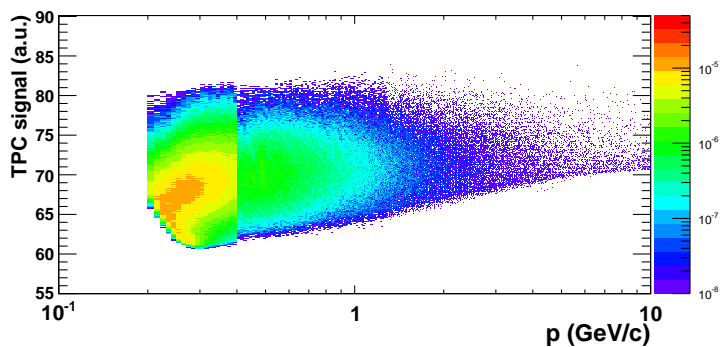
Abbildung 5.12: Invariantes Massenspektrum des Signals für Messdaten (blau) und Simulation (rot).

### 5.6.3 Elektronenidentifikation mithilfe der TPC

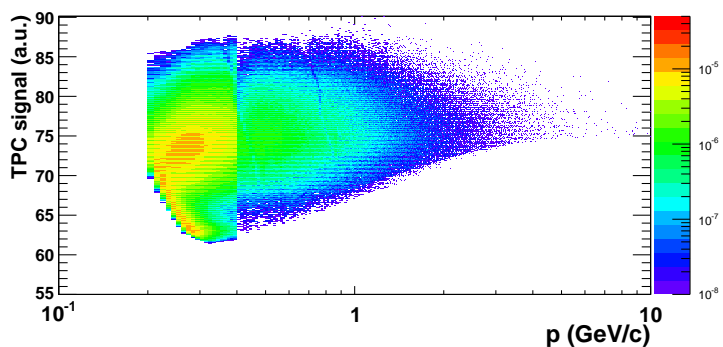
Um zu ergründen, was die mögliche Ursache der erhöhten Spektren der Messdaten ist, werden im Folgenden die Elektronenidentifikationen in der TPC verglichen.



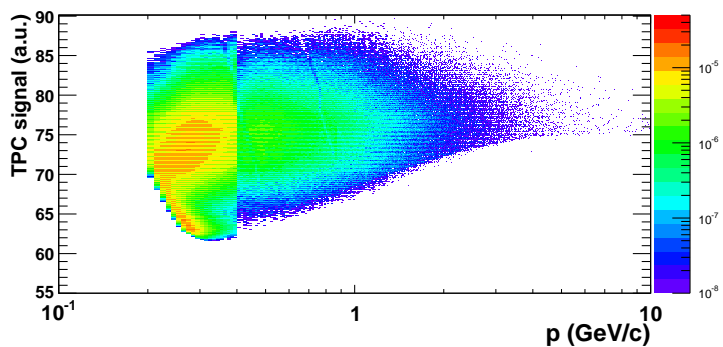
(a) Period LHC10b.



(b) Period LHC10c.



(c) Period LHC10d.



(d) Period LHC10e.

Abbildung 5.13: TPC Signal für identifizierte Elektronen gegen Gesamtimpuls für verschiedene ALICE-Messperioden.

In Abbildung 5.13 ist für vier verschiedene Messperioden das von der TPC gemessene Signal des Energieverlustes gegen den Gesamtimpuls aufgetragen. In dieser Verteilung wurden bereits die Selektionkriterien der *TOF optional* Teilchenidentifikation angewandt (siehe Abschnitt 5.2.2) und alle Spektren mit der Anzahl der Ereignisse normiert. Man erkennt deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Perioden. Das minimale Signal liegt für alle Perioden bei ca. 60. Jedoch haben die Perioden LHC10b und LHC10c nur ein maximales Signal von 82, während es in den Perioden LHC10d und LHC10e bei 88 liegt. Die Breite des Bandes der ersten beiden Perioden ist mit ca. 22 Einheiten somit sogar 27 % kleiner als jenes der letzten beiden. Auffällig ist außerdem, dass das Maximum der Verteilungen, das sich in allen Perioden zwischen 200 und 300 MeV/c befindet, eine zusätzliche schmale Ausdehnung bei einem TPC Signal von 60 bis 65 in den Perioden LHC10b und LHC10c und von 60 bis 70 in den Perioden LHC10d und LHC10e besitzt. Dies weist auf eine Kontamination durch Pionen hin, deren Band das Band der Elektronen bei einem Impuls etwas unterhalb von 100 MeV/c schneidet (siehe Abbildung 3.9). Diese Auffälligkeit ist in der Verteilung der Simulationen in Abbildung 5.14 nicht auszumachen.

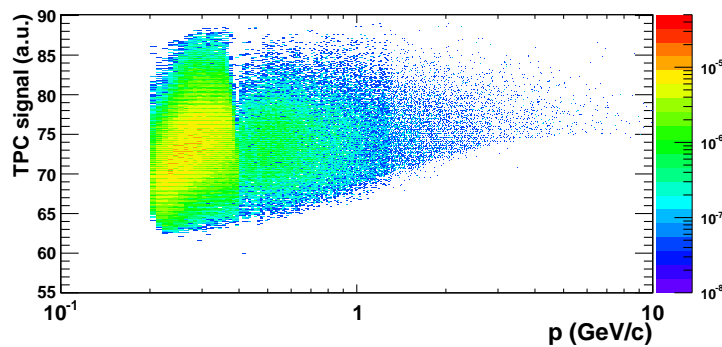


Abbildung 5.14: TPC Signal gegen Gesamtimpuls für volle Simulationen.

Die Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung aller Messdaten nach Subtraktion der Verteilung der Simulationen. Hier sieht man, dass gerade in dem Bereich, wo die mögliche Kontamination durch Pionen zu erwarten ist, eine Erhöhung der Messdaten gegenüber den Simulationen liegt. Aufgrund dessen wurden vier Impulsbereiche gewählt und für diese der Energieverlust in der TPC in Einheiten von  $\sigma$  der Elektronen aufgetragen, um die Kontamination durch Pionen abzuschätzen. In Abbildung 5.16 ist dies exemplarisch für die Impulsbereiche 250 bis 300 MeV/c und 350 und 400 MeV/c dargestellt.



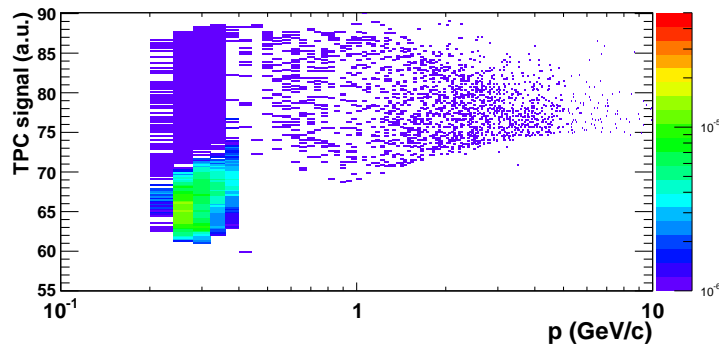
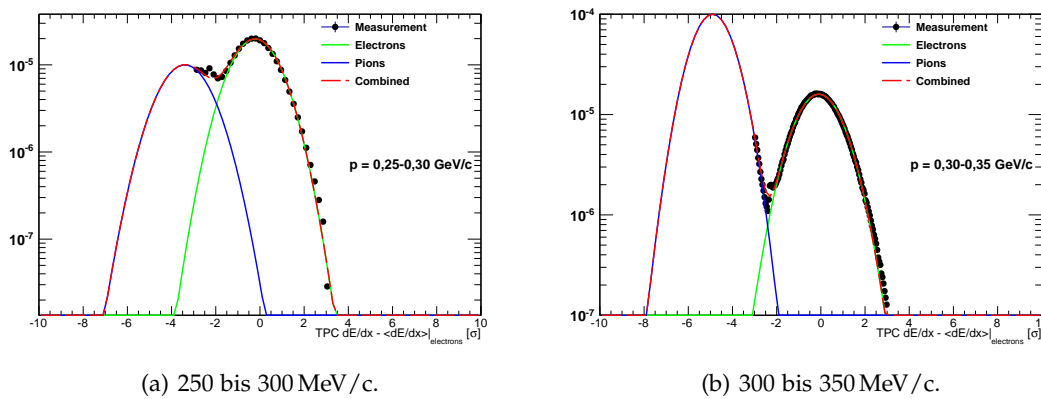


Abbildung 5.15: TPC Signal gegen Gesamtimpuls für die Subtraktion der Simulationen von allen Messdaten.

Es wurde zunächst eine Funktion, die sich aus zwei Gaußfunktionen zusammensetzt, auf die Verteilung angepasst. Anschließend wurden die Parameter der angepassten Funktion an zwei separate Gaußfunktionen übergeben. Die Kontamination durch Pionen wurde ermittelt, indem der Bereich von  $-3\sigma$  bis  $3\sigma$  jeweils für die Gesamtfunktion und die Gaußfunktion der Pionen integriert wurde und beide Integrationswerte durcheinander geteilt wurden.



(a) 250 bis 300 MeV/c.

(b) 300 bis 350 MeV/c.

Abbildung 5.16: Der Energieverlust in der TPC in Einheiten von  $\sigma$  der Elektronen für identifizierte Teilchen unterteilt in zwei Impulsbereiche.

Die relative Kontamination der identifizierten Teilchen in dem entsprechenden Impulsbereich ist in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Der Bereich von 250 bis 300 MeV/c weist die größte Kontamination von 15,6% auf, da hier aufgrund des schräg liegenden Pionenbands nach der  $3\sigma$ -Exklusion am meisten Pionenspuren zurückbleiben. Bereits zwischen 350 und 400 MeV/c sinkt die Kontamination auf 1,4% ab.

<b>Impulsbereich (MeV/c)</b>	<b>Kontamination (%)</b>
200 - 250	8,7
250 - 300	15,6
300 - 350	4,5
350 - 400	1,4

Tabelle 5.4: Kontamination der Messdaten durch Pionen

## **5.7 Vergleich der Elektronenboxen-Simulationen der beiden Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T**

Dieser Abschnitt behandelt den Vergleich der Elektronenboxen-Simulationen (siehe Kap. 4.4.2), die bei Magnetfeldstärken von 0,2 T und 0,5 T durchgeführt wurden. Diese Simulationen geben einen Eindruck, wie die einzelnen Elektronen durch ein niedrigeres Magnetfeld beeinflusst werden. Außerdem erhält man mithilfe der Elektronenboxen-Simulationen die Effizienzen der einzelnen Elektronen für die zwei unterschiedlichen Magnetfeldstärken und Teilchenidentifikationsmethoden, die für die schnellen Simulationen benötigt werden (siehe Kapitel 4.4).

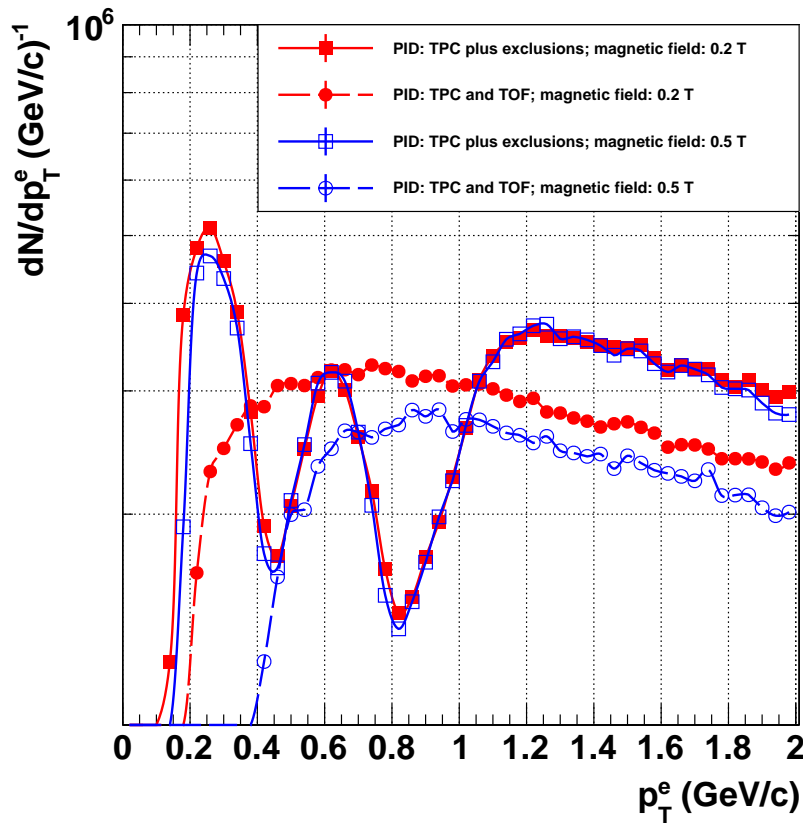


Abbildung 5.17: Transversalimpulsverteilung einzelner Elektronen für zwei unterschiedliche Teilchenidentifikationsmethoden und Magnetfeldstärken.

Die Abbildung 5.17 zeigt die Transversalimpulsspektren für identifizierte Elektronen. Die roten Kurven gehören der Magnetfeldeinstellung 0,2 T an, während die blauen der Magnetfeldeinstellung 0,5 T zugeordnet werden. Außerdem wird zwischen den beiden Elektronenidentifikationsmethoden *TPC and TOF* (gestrichelte Linien, gefüllte Punkte) und *TPC plus exclusions* (durchgezogene Linien, offene Punkte) differenziert. Diese Spektren werden durch das jeweilige Input-Spektrum der *Monte Carlo Truth* geteilt, um die Effizienzen zu erhalten (siehe Kapitel 4.4.2).

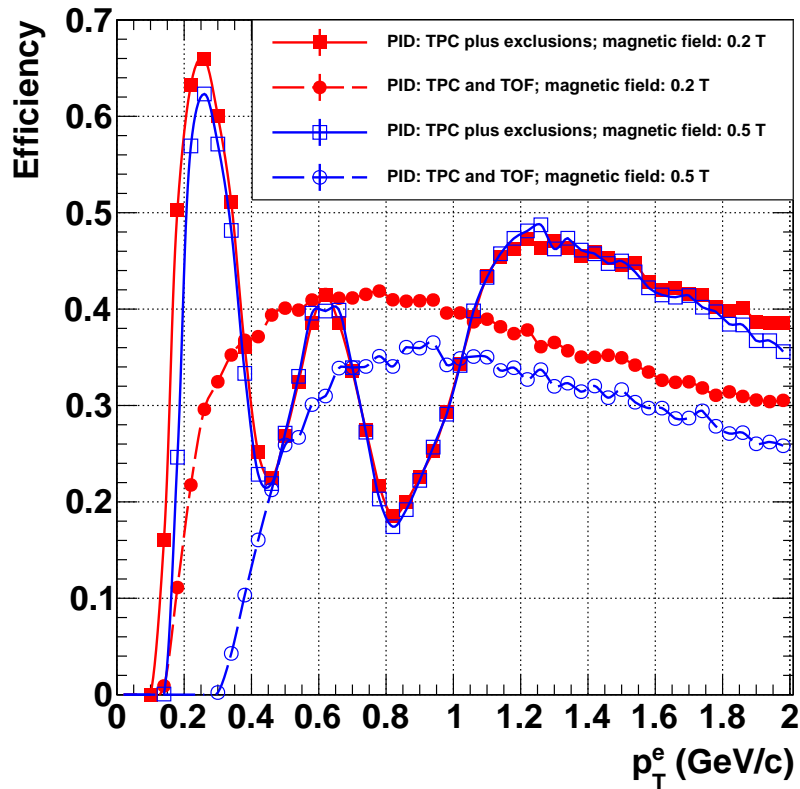


Abbildung 5.18: Effizienzen für zwei unterschiedliche Teilchenidentifikationsmethoden und Magnetfeldstärken.

Betrachtet man die Effizienzen der beiden Magnetfeldeinstellungen in Abbildung 5.18, so liegen nicht nur beide Kurven der Magnetfeldeinstellung 0,2 T höher als die jeweilige des Magnetfeldes der Stärke 0,5 T, sondern die Effizienzkurven fangen auch bei einem viel niedrigeren Wert des Transversalimpulses an. Besonders deutlich wird dies für die Elektronidentifikation *TPC and TOF*. Die Kurve der Einstellung 0,2 T fängt schon bei 0,15 GeV/c an, wohingegen die Kurve für das 0,5 T starke Magnetfeld erst bei 0,3 GeV/c ansteigt. Der Bereich von 0,15 GeV/c bis 0,3 GeV/c wird also nur von der niedrigeren Magnetfeldeinstellung abgedeckt. Außerdem gibt es für den Übergang von der *TPC plus exclusions PID* zur *TPC and TOF PID*, den man für die kombinierte Teilchenidentifikation *TOF optional* macht, nur für die Magnetfeldeinstellung 0,5 T einen Einbruch in der Effizienz. Für den Bereich von 0,35 bis 0,6 GeV/c kann die geringe Effizienz der TPC nicht durch die TOF kompensiert werden. Der Übergang von der *TPC plus exclusions PID* zur *TPC and TOF PID* ist für die Magnetfeldstärke 0,2 T insgesamt glatter. Die lokalen Minima bei 0,45 und 0,8 GeV/c sind bedingt durch die Schnitte der  $3\sigma$ -Exklusionen der Kaonen und Protonen. Trägt man, wie in Abbildung 3.9, gegen den

Gesamtimpuls  $p$  auf, so liegen die Schnittpunkte der Kaon- und Protonbänder und damit die lokalen Minima bei etwas höheren Werten. Das leichte Absinken der Effizienz für alle vier Kurven in Richtung höherer Transversalimpulse wird durch den Schnitt der impulsabhängigen Funktion verursacht.

Deutlicher wird der Unterschied noch, wenn man das Verhältnis beider Kurven verschiedener Magnetfeldeinstellungen bildet, wie in Abbildung 5.19 geschehen. Nun sieht man ganz klar, dass die Effizienzgewinne durch die Reduktion des Magnetfeldes bei unterhalb von  $0,2 \text{ GeV}/c$  für die *TPC plus exclusions PID* und unterhalb von  $0,6 \text{ GeV}/c$  für die *TPC and TOF PID* liegen. Hierunter finden sich maximale Faktoren bis zu 450 für *TPC plus exclusions PID* bzw. 100 für *TPC and TOF PID*, wobei diese Faktoren nur für den Bereich errechnet werden können, in dem es überhaupt eine Effizienz für das  $0,5 \text{ T}$  starke Magnetfeld gibt. Der Bereich von  $100$  bis  $150 \text{ MeV}/c$  für die *TPC plus exclusions PID* und von  $150$  bis  $300 \text{ MeV}/c$  ist nur bei einer Magnetfeldstärke von  $0,2 \text{ T}$  messbar.

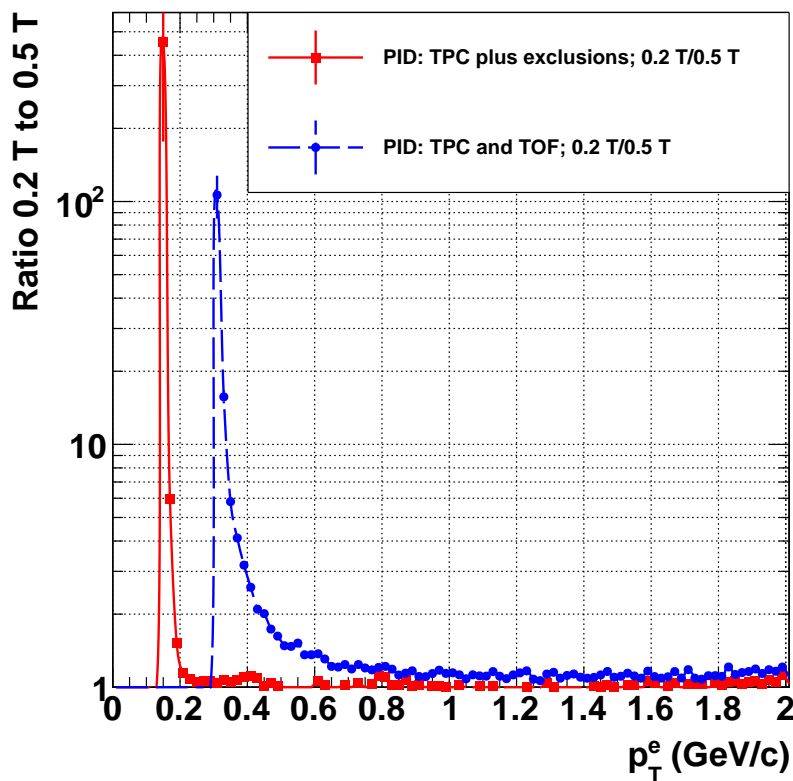


Abbildung 5.19: Verhältnis der Effizienzen ( $0,2 \text{ T}/0,5 \text{ T}$ ) für die *TPC plus exclusions PID* mit einer roten, durchgezogenen Linie und für die *TPC and TOF PID* mit einer blauen, unterbrochenen Linie dargestellt.

Es konnte gezeigt werden, dass schon auf der Ebene einzelner Spuren eine höhere Anzahl an Elektronen und Positronen und somit eine höhere Effizienz erhalten werden kann, wenn die Magnetfeldstärke verringert wird. Wie sich dies auf das invariante Massenspektrum und Transversalimpulsverteilung der Paare auswirkt, beschreiben die nächsten Abschnitte des Kapitels.

## 5.8 Vergleich der schnellen Simulationen mit den Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T

### 5.8.1 Invariantes Massenspektrum

Die Abbildung 5.20 zeigt das invariante Massenspektrum der Monte Carlo Truth. Dies ist das Spektrum, welches man erhält, wenn kein Detektorsystem durch Effizienzen einbezogen wird (siehe Kapitel 4.4.3). Die Auswirkungen des Detektorsystems auf dieses Spektrum bei unterschiedlichem Magnetfeld wird im Folgenden gezeigt.

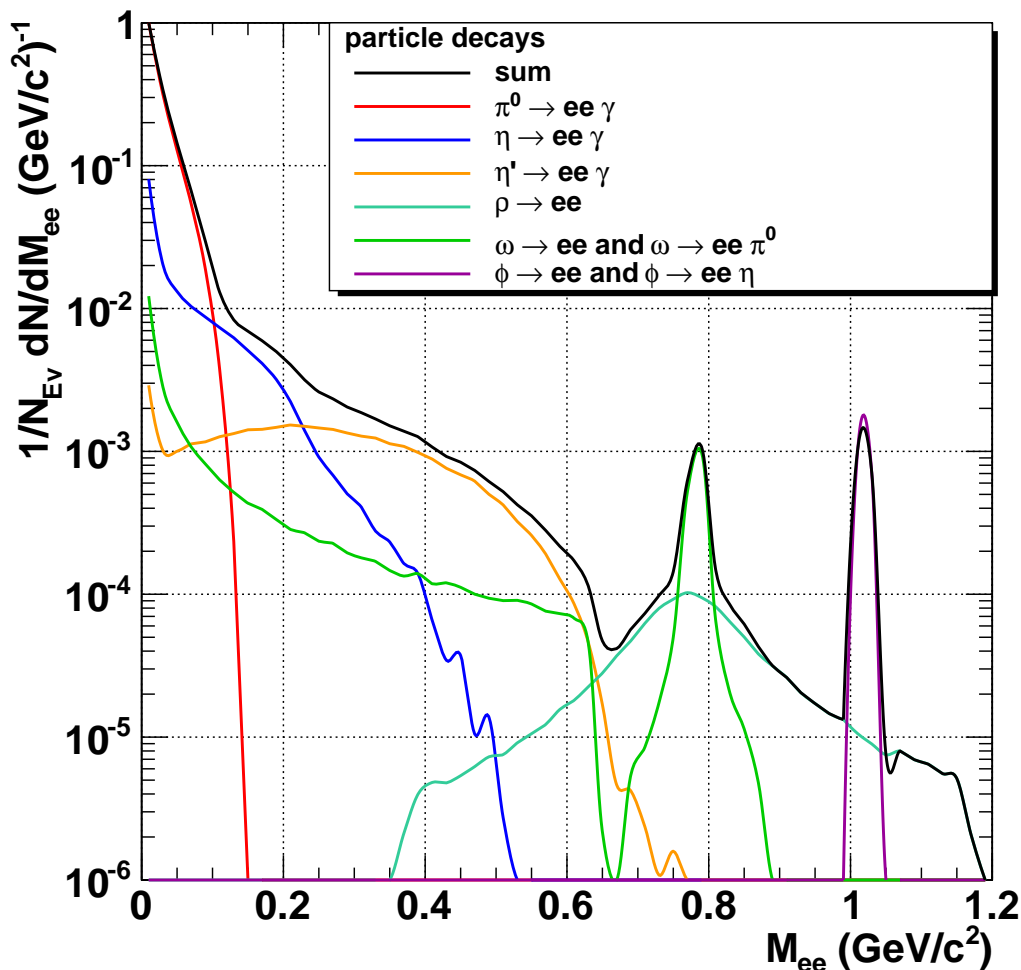
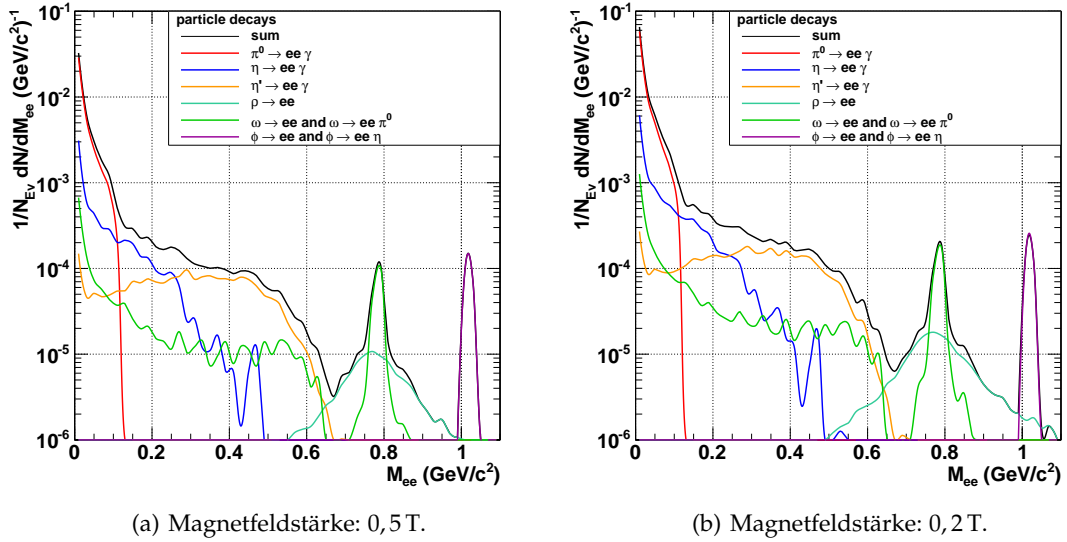
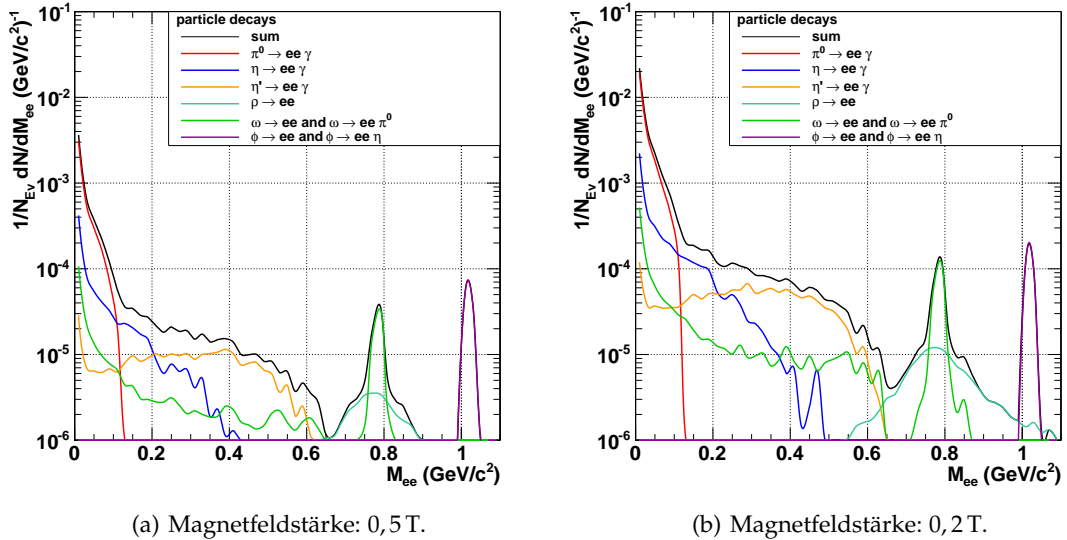


Abbildung 5.20: Invariantes Massenspektrum der Monte Carlo Truth schneller Simulationen.

In den Abbildungen 5.21 (*PID: TOF optional*) und 5.22 (*PID: TOF required*) sind die invarianten Massenspektren für die Magnetfelder der Stärken 0,2 T und 0,5 T, unterteilt in die zwei Elektronidentifikationsmethoden zu sehen. Das 0,2 T Spektrum ist insgesamt höher als das 0,5 T Spektrum.

Abbildung 5.21: Invariante Massenspektren der *TOF optional* PIDAbbildung 5.22: Invariante Massenspektren der *TOF required* PID



Richtig ersichtlich wird dies aber erst nach einem Blick auf die Verhältnisse in Abbildung 5.23. Hier erhält man für die *TOF optional PID* einen Faktor um die 2 (von 1,6 bis 2,1), um den das Spektrum des reduzierten Magnetfelds höher liegt. Die Elektronidentifikationsmethode *TOF required* erreicht für kleine invariante Massen bis  $0,6 \text{ GeV}/c^2$  sogar einen Faktor 5 bis 6. Im Bereich der  $\omega$ - bzw.  $\rho$ -Resonanz gibt es bei Reduktion des Magnetfeldes Zugewinne um das Drei- bis Vierfache. Und auch die  $\phi$ -Resonanz des niedrigen Magnetfeldes ist noch um einen Faktor 2,5 größer als für die Magnetfeld-einstellung 0,5 T. Die unterschiedlichen Faktoren für das reduzierte und das nominale Magnetfeld sind bedingt durch die Transversalimpulsabhängigkeit der Effizienzen für einzelne Elektronen.

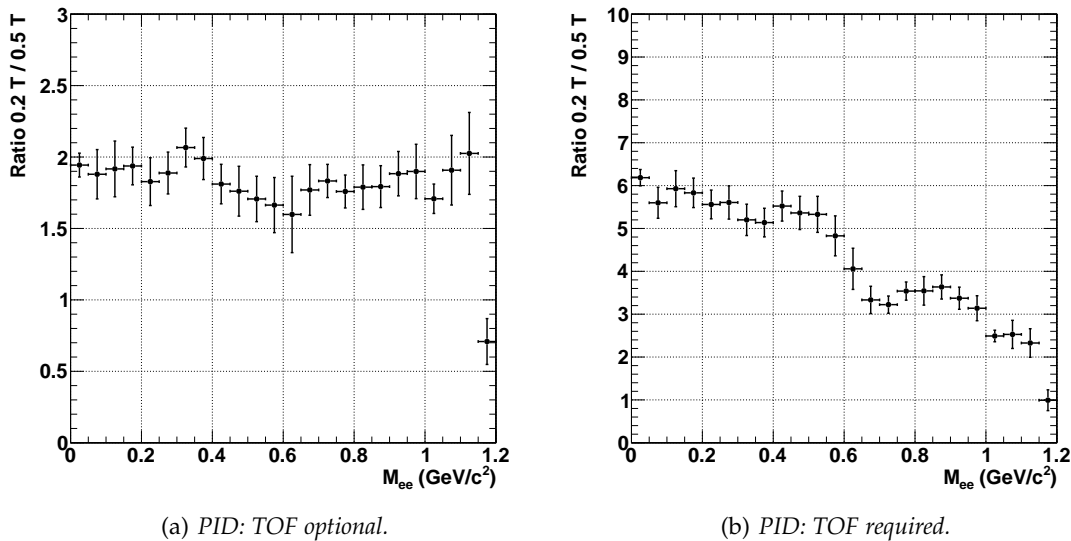


Abbildung 5.23: Verhältnis der aufsummierten invarianten Massenspektren der beiden Magnetfeldeneinstellungen (0,2 T/0,5 T).

### 5.8.2 Transversalimpuls der Paare

Nun wird der Fokus auf die Transversalimpulse der Paare gelegt. Zunächst wird die *TOF optional PID* diskutiert. Hierfür wird, wie in Abbildung 5.8.2 zu sehen, zwischen vier Massenbereichen unterschieden. Für jeden Massenbereich wurde die Transversalimpulsverteilung über den gesamten Bereich integriert und dann der Integrationswert für die niedrige Magnetfeldeneinstellung durch den Integrationswert der 0,5 T Magnetfeldeneinstellung geteilt. So ergeben sich dann Verbesserungsfaktoren, die angeben, um welchen Faktor die Teilchenzahl des 0,2 T Magnetfeldes höher liegt als die des 0,5 T Magnetfeldes.

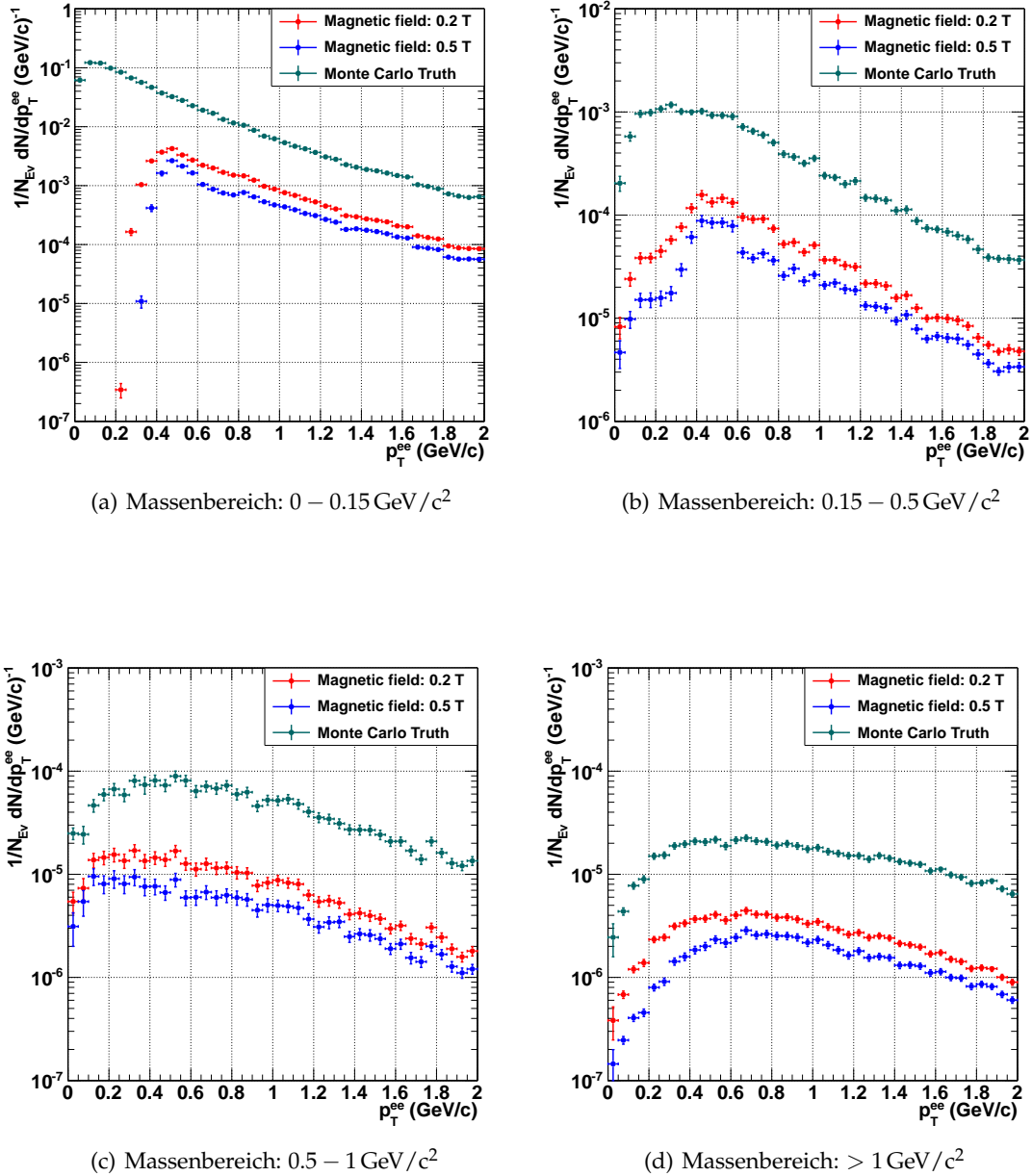


Abbildung 5.24: Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für vier verschiedene invariante Massenbereiche. Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist *TOF optional*.

Der erste Massenbereich geht von 0 bis 0,15 GeV/c<sup>2</sup>. In diesem sind die  $\pi^0$ -Mesonen zu finden, die es besonders für die Dalitzzurückweisung aufzuspüren gilt. Hier findet man einen Verbesserungsfaktor von 2,00, wenn man von 0,5 T auf 0,2 T verringert. Die Effizienzen in diesem Bereich liegen bei 0,040 (für 0,2 T) bzw. 0,020 (für 0,5 T). Darauf

folgt der Bereich von 0,15 bis 0,5  $\text{GeV}/c^2$ . Dieser liefert Informationen über die anderen Dalitzzerfälle,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\omega$ . Mit den Effizienzen von 0,089 für 0,2 T und 0,047 für 0,5 T ergibt sich ein Faktor von 1,89. Der Bereich von 0,5 bis 1  $\text{GeV}/c^2$  zeigt die Resonanzen der Vektormesonen  $\rho$  und  $\omega$ . Hier liegen die Effizienzen bei 0,102 (0,2 T) und 0,059 (0,5 T) und somit der Verbesserungsfaktor bei 1,73. Zum Schluss wird der Bereich ab 1  $\text{GeV}/c^2$  bis zum Erreichen des Limits der schnellen Simulationen bei 1,2  $\text{GeV}/c^2$  betrachtet, welcher die  $\phi$ -Resonanz beinhaltet. Man erreicht hier die größten Effizienzen von 0,165 für 0,2 T und 0,100 für 0,5 T, aber auch den geringsten Verbesserungsfaktor von 1,65. Über den gesamten Massenbereich (0 bis 1,2  $\text{GeV}/c^2$ ) integriert, liegen die Effizienzen bei 0,042 und 0,021 und der Faktor bei 2,00. Die Transversalimpulsverteilung für den gesamten Massenbereich ist in Abbildung 5.25 dargestellt.

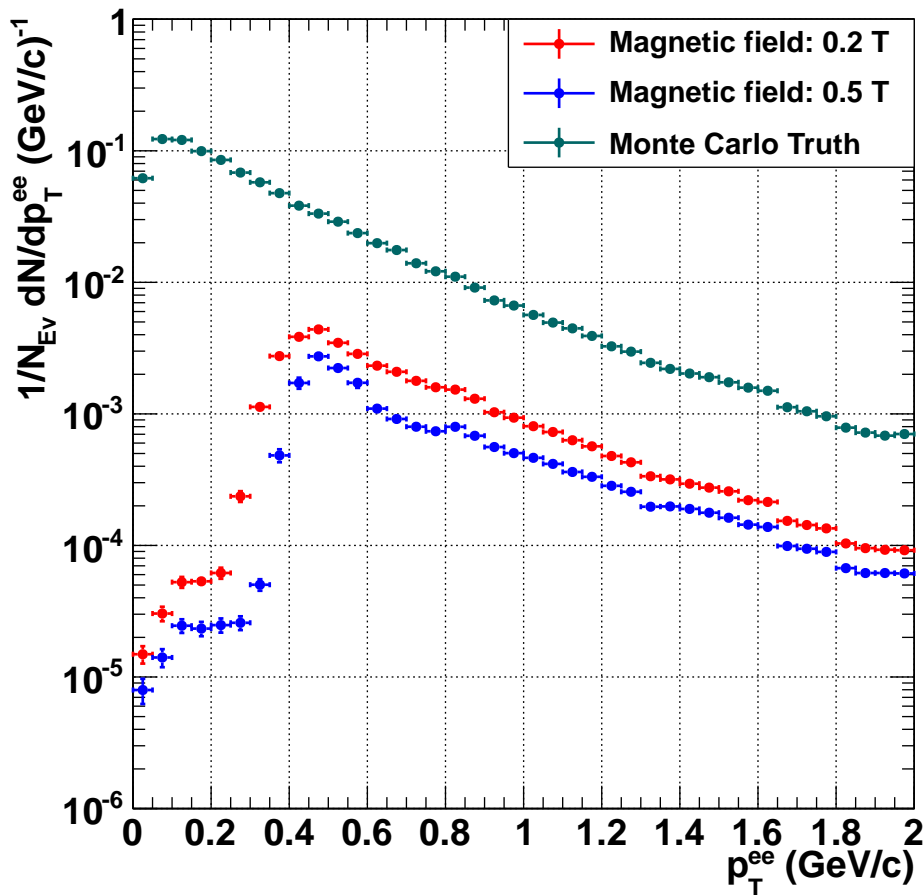


Abbildung 5.25: Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für den gesamten invarianten Massenbereich von 0 bis 1,2  $\text{GeV}/c^2$ . Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist *TOF optional*.

Nutzt man die *TOF required PID* (siehe Abbildung 5.27) so sind die Verbesserungsfaktoren deutlich höher.

Für den ersten Bereich findet man einen Verbesserungsfaktor von 7,00, wenn man von 0,5 T zu 0,2 T geht. Die Effizienzen liegen bei 0,014 (für 0,2 T) bzw. 0,002 (für 0,5 T). Im nächsten Bereich erhält man Effizienzen von 0,033 für 0,2 T und 0,006 für 0,5 T und einen Faktor von 5,50. Im dritten Bereich liegen die Effizienzen bei 0,058 (0,2 T) und 0,015 (0,5 T) und somit der Verbesserungsfaktor bei 3,87.

Der Bereich ab  $1,0 \text{ GeV}/c^2$  zeigt Effizienzen von 0,133 (0,2 T) und 0,052 (0,5 T) sowie einen Faktor von 2,56. Über gesamten Massenbereich (0 bis  $1,2 \text{ GeV}/c$ ) integriert (siehe Abbildung 5.26), liegen die Effizienzen bei 0,012 und 0,002 und der Faktor bei 6,00.

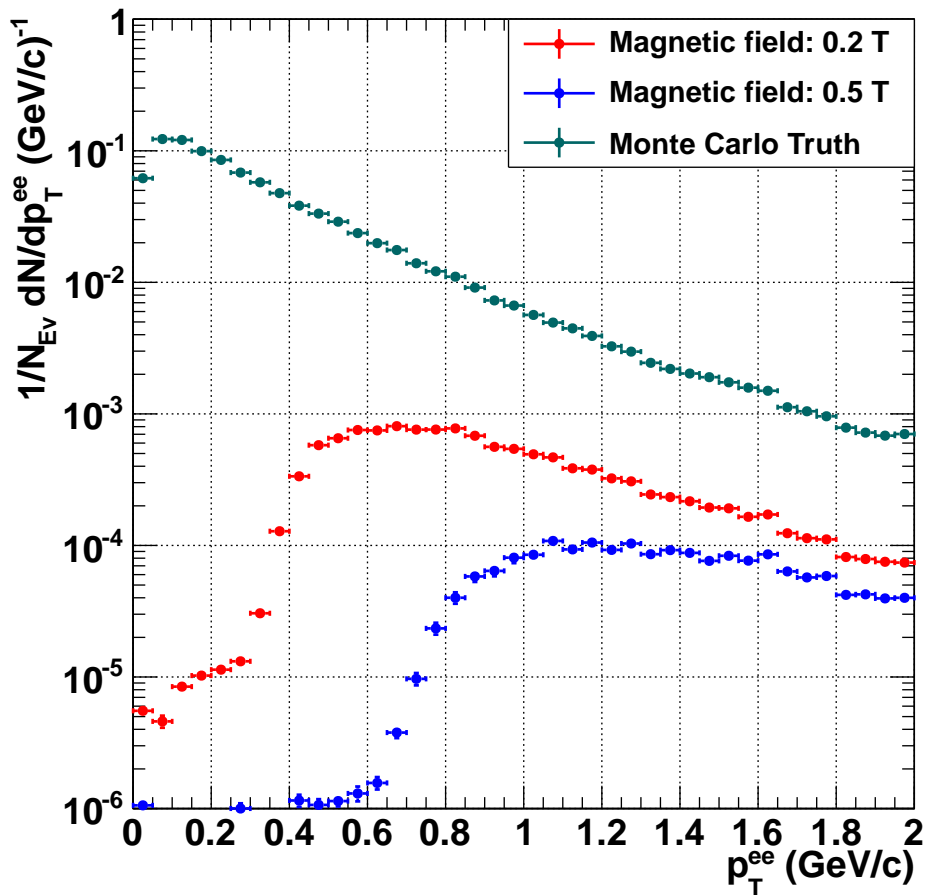
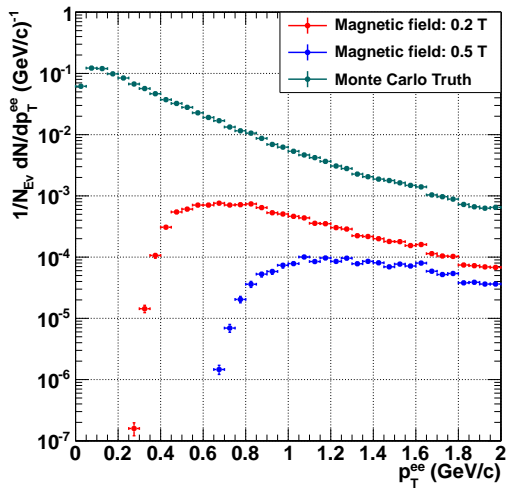
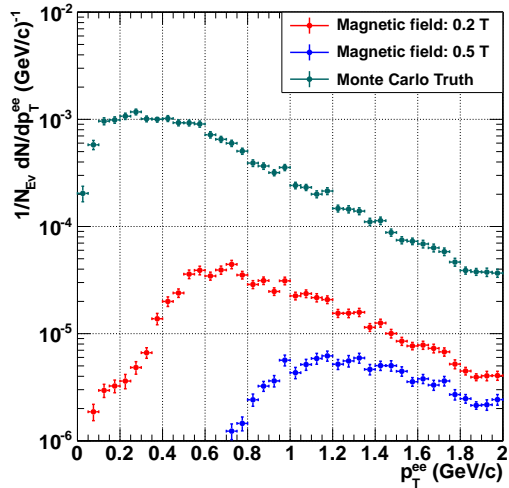


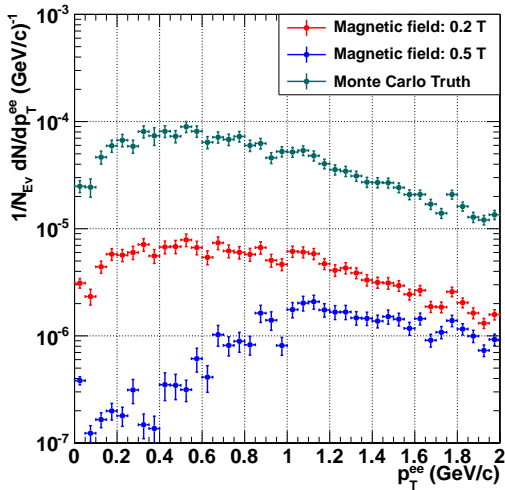
Abbildung 5.26: Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für den gesamten invarianten Massenbereich von 0 bis  $1,2 \text{ GeV}/c^2$ . Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist *TOF required*.



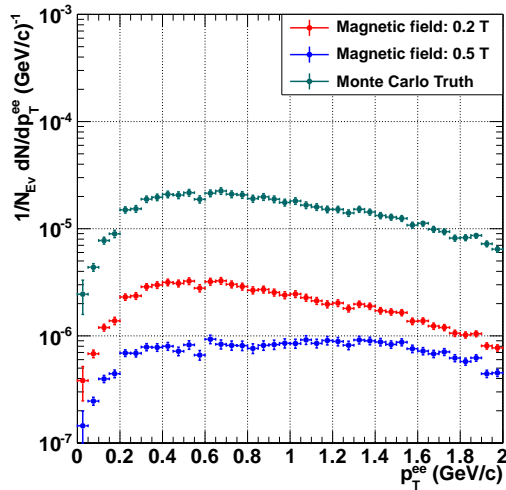
(a) Massenbereich: 0 – 0,15 GeV/c<sup>2</sup>



(b) Massenbereich: 0,15 – 0,5 GeV/c<sup>2</sup>



(c) Massenbereich: 0,5 – 1 GeV/c<sup>2</sup>



(d) Massenbereich: > 1 GeV/c<sup>2</sup>

Abbildung 5.27: Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für vier verschiedene invariante Massenbereiche. Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist *TOF required*.

### 5.8.3 Invariante Masse gegen Transversalimpuls der Paare

Bei Auftragung des Transversalimpulses der Paare gegen die invariante Masse, wie in Abbildungen 5.28 und 5.29 geschehen, erkennt man besonders gut die Bereiche, welche durch eine Verringerung des magnetischen Feldes erreichbar gemacht werden. So ist der nicht messbare Bereich für ein Magnetfeld von 0,5 T und der Teilchenidentifikation *TOF required* am größten. Für eine invariante Masse von unter 0,6 GeV/c<sup>2</sup> ist hier nicht der volle Transversalimpulsbereich messbar bzw. für einen Transversalimpuls von unter 0,6 GeV/c ist nicht der volle invariante Massenbereich erreichbar. Für das Magnetfeld von 0,2 T der gleichen Teilchenidentifikationsmethode verringert sich diese Grenze auf etwa 0,2 GeV/c<sup>2</sup>.

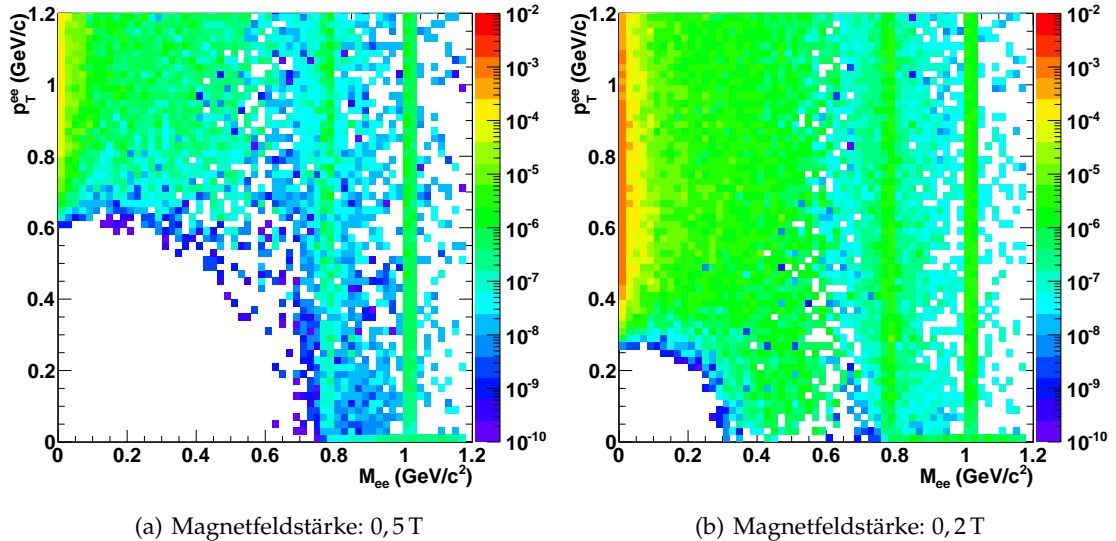


Abbildung 5.28: Transversalimpuls der Paare in Abhängigkeit der invarianten Masse: *TOF required PID*.

Für die Teilchenidentifikation *TOF optional* in Abbildung 5.29 sind die Unterschiede geringer. Hier liegt die Grenze, ab der der volle Transversalimpulsbereich messbar ist, bei einer Masse von ca. 0,3 GeV/c<sup>2</sup> für das nominale Magnetfeld von 0,5 T bzw. bei ca. 0,24 GeV/c<sup>2</sup> für 0,2 T Magnetfeld.

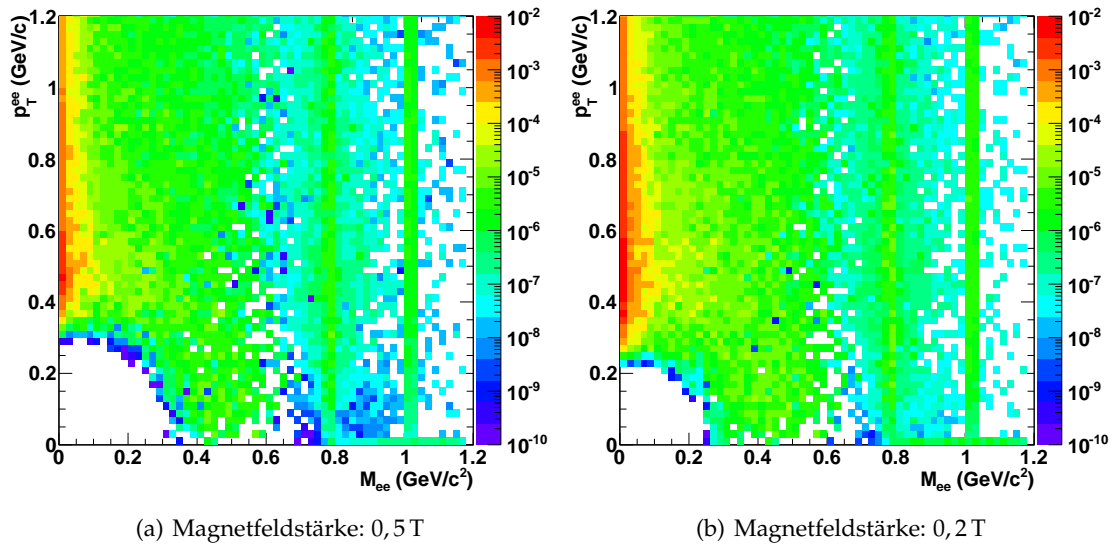


Abbildung 5.29: Transversalimpuls der Paare in Abhängigkeit der invarianten Masse:  
*TOF optional PID.*

## 5.9 Vergleich der vollen Simulationen mit den Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T

Nach Behandlung der Frage, inwieweit sich das Signal der Vektormesonen ändert, wenn man das Magnetfeld erniedrigt, kann nun mit vollen Simulationen (siehe Kapitel 4.5) auch der Untergrund analysiert werden, um somit Aussagen über das Signal-Untergrund-Verhältnis und die Signifikanz machen zu können. In der folgenden Analyse wurde für die Teilchenidentifikation *TOF optional* eine Zurückweisung der Dalitzpaare (siehe Abschnitt 5.4) durchgeführt. Da aber für die Teilchenidentifikation *TOF required* die Analyse stark durch die Statistik limitiert ist, wurden hier keine Dalitzpaare zurückgewiesen. Daher gab es für beide Teilchenidentifikationsmethoden unterschiedliche Schnitte im Transversalimpuls der Paare. Für die Teilchenidentifikation *TOF optional* wurden nur Paare akzeptiert, deren Transversalimpuls größer als 0,4 GeV/c ist. Diese Grenze lag für die Teilchenidentifikation *TOF required* bei 0,6 GeV/c. Des Weiteren werden nur einzelne Elektronen mit einem Transversalimpuls größer als 200 MeV/c (für 0,5 T Magnetfeld) und 150 MeV/c (für 0,2 T Magnetfeld) akzeptiert.

### 5.9.1 Analyse des Untergrunds

#### Falsch identifizierte Spuren

Für die Dielektronenanalyse ist eine korrekte Identifikation der Teilchenspuren unerlässlich. Deswegen wird nachfolgend untersucht, was die Teilchenspuren, die von der jeweiligen Teilchenidentifikation als Elektronen identifiziert werden, gemäß der *Monte Carlo Truth* Information wirklich sind.

Wie man in Abbildungen 5.30 für die Teilchenidentifikation *TOF optional* und 5.31 für die Teilchenidentifikation *TOF required* erkennen kann, wird für beide Magnetfeldeinstellungen der größte Teil der Spuren richtig als Elektronen (in den Abbildungen mit roten Punkten gekennzeichnet) erkannt. Nichtsdestotrotz gibt es im Bereich von 0,25 bis 0,55 GeV/c eine Kontamination durch Kaonen (in den Abbildungen mit gelben Punkten dargestellt) und von 0,5 bis 1,0 GeV eine Kontamination durch Protonen (grüne Punkte). Diese machen jedoch in ihren jeweiligen Transversalimpulsbereichen nur einen sehr geringen Anteil der Gesamtzahl an identifizierten Teilchenspuren aus, wie Tabelle 5.5 zu entnehmen ist. Die Kontamination durch Pionen (blaue Punkte) macht sich besonders bei 0,2 bis 0,24 GeV/c für 0,5 T Magnetfeld und bei 0,16 bis 0,22 GeV/c bemerkbar. Die Gesamtkontamination liegt für die Teilchenidentifikation *TOF optional* bei einem Wert von 10,2‰ für ein Magnetfeldstärke von 0,2 T bzw. bei einem Wert von 2,5‰ für eine Magnetfeldstärke von 0,5 T. Die Analyse der Teilchenidentifikation *TOF required* weist eine Gesamtkontamination von 3,2‰ bei einer Magnetfeldstärke von 0,2 T und von 3,7‰ bei 0,5 T auf.

Die vorherige Betrachtung zeigt, dass trotz der  $3\sigma$ -Exklusionen von Pionen, Kaonen



und Protonen, die Kontamination für die Teilchenidentifikation *TOF optional*, besonders beim reduzierten Magnetfeld, am größten ist. Bei dieser Magnetfeldstärke sollte für eine sehr geringe Kontamination der Spuren die Teilchenidentifikation *TOF required* gewählt werden. Für die Magnetfeldstärke von 0,5 T macht sich aber bei der letztgenannten Teilchenidentifikation die Kontamination der Kaonen und Protonen bemerkbar und es empfiehlt sich eher die *TOF optional* Teilchenidentifikation. Dennoch ist der Anteil an falsch identifizierten Spuren bei allen Kombinationen so gering, dass er keinen großen Effekt haben dürfte.

Magnetfeldeinstellung	Teilchenidentifikation	Kontaminationsart	Anteil der Kontamination in % <sub>00</sub>
0,2 T	<i>TOF optional</i>	Pionen	5,57
0,2 T	<i>TOF optional</i>	Kaonen	3,85
0,2 T	<i>TOF optional</i>	Protonen	0,78
0,5 T	<i>TOF optional</i>	Pionen	0,55
0,5 T	<i>TOF optional</i>	Kaonen	1,20
0,5 T	<i>TOF optional</i>	Protonen	0,75
0,2 T	<i>TOF required</i>	Pionen	0,47
0,2 T	<i>TOF required</i>	Kaonen	1,84
0,2 T	<i>TOF required</i>	Protonen	0,94
0,5 T	<i>TOF required</i>	Pionen	0,28
0,5 T	<i>TOF required</i>	Kaonen	1,42
0,5 T	<i>TOF required</i>	Protonen	2,03

Tabelle 5.5: Übersicht über den Anteil an kontaminierten Spuren für verschiedene Magnetfeldstärken und Teilchenidentifikationsmethoden.

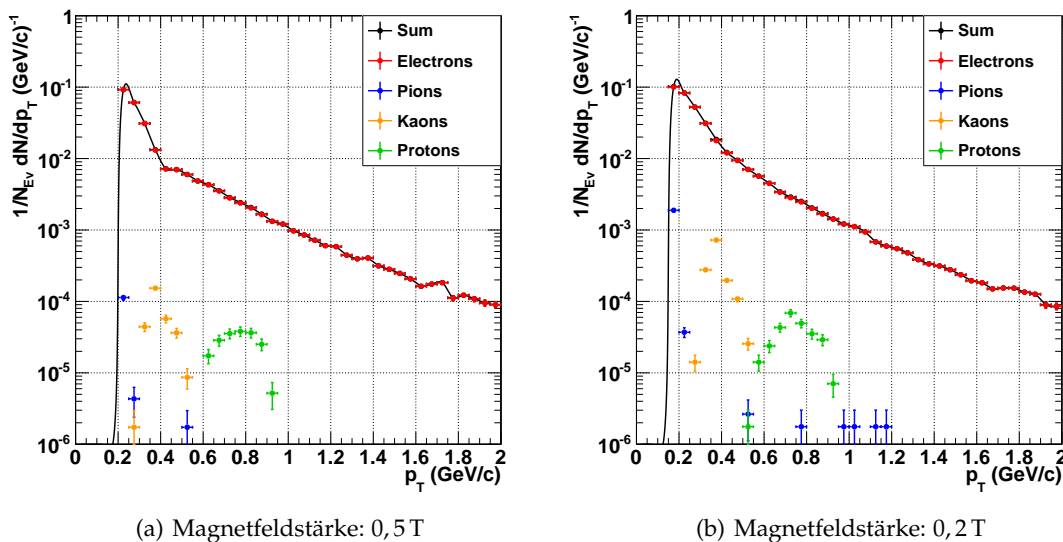


Abbildung 5.30: Transversalimpulsverteilung und wahre Teilchenart der als Elektronen identifizierten Spuren. *TOF optional* PID

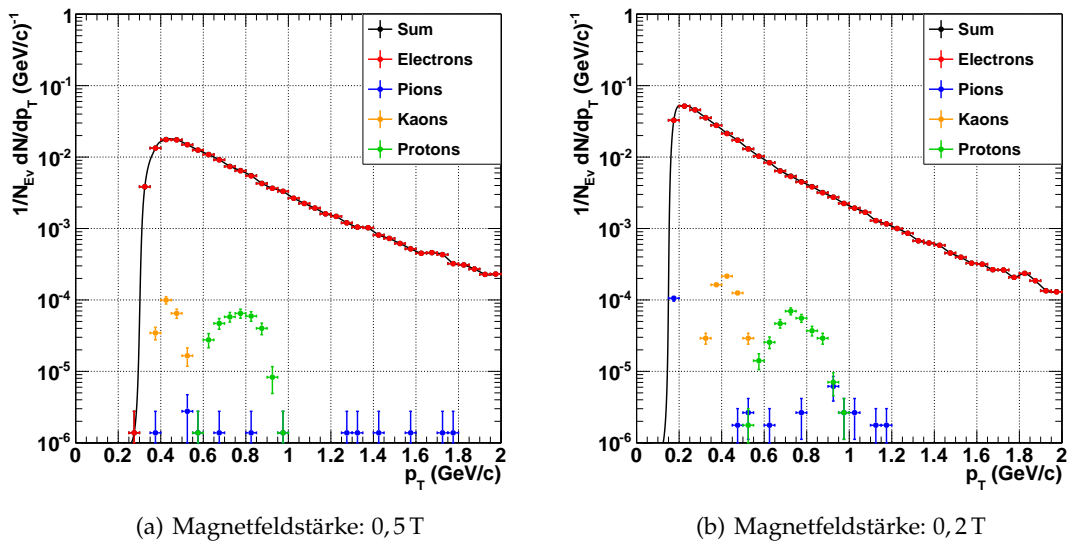


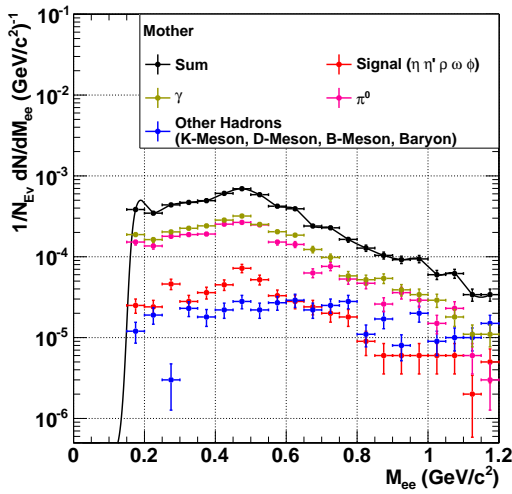
Abbildung 5.31: Transversalimpulsverteilung und wahre Teilchenart der als Elektronen identifizierten Spuren. *TOF required PID*.

### Analyse des kombinatorischen Untergrunds

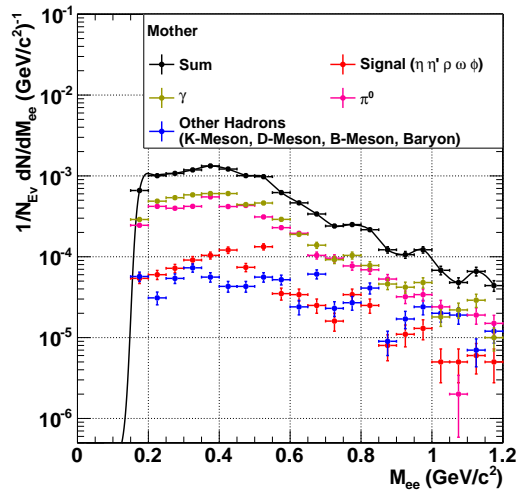
Der größte Teil des Untergrunds des Dielektronenspektrums macht der kombinatorische Untergrund aus. Als nächstes schließt sich aufgrund dieser Bedeutung die nähere Betrachtung des kombinatorischen Untergrunds an. Ein Teilchen, das in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt, wird üblicherweise als Mutter dieses Paares bezeichnet, während das Elektron und Positron erste und zweite Tochter genannt werden. Die Abbildungen 5.32 (*TOF optional PID*) und 5.33 (*TOF required PID*) zeigen das invariante Massenspektrum des kombinatorischen Untergrunds und dessen Anteile. Außerdem ist für die Anteile angegeben, welche Mutter eine Tochter des Dielektrons hat, was aus der *Monte Carlo Truth* gewonnen werden kann. Da beide Teilchen eines in Wahrheit nicht zusammengehörigen Paares unterschiedliche Mütter haben, wurde das Paar zwei Mal bei der jeweiligen invarianten Masse eingefüllt. Jeweils einmal mit der Mutter des einen und der Mutter des anderen Elektrons.

Der Hauptteil des kombinatorischen Untergrunds besteht aus zwei ungefähr gleich großen Beiträgen. Es sind die Elektronen von Photonkonversionen mit einem Anteil von ca. 47% und aus  $\pi^0$  Dalitzzerfällen (in pink), die ca. 39% ausmachen.

Eine geringe Rolle spielen Elektronen aus Zerfällen von den Mesonen (rot dargestellt), die das Signal ergeben ( $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ). Ihr Anteil beläuft sich auf ca. 8%. Aus Zerfällen anderer Hadronen (blau) kommen nur ca. 6% der Elektronen.

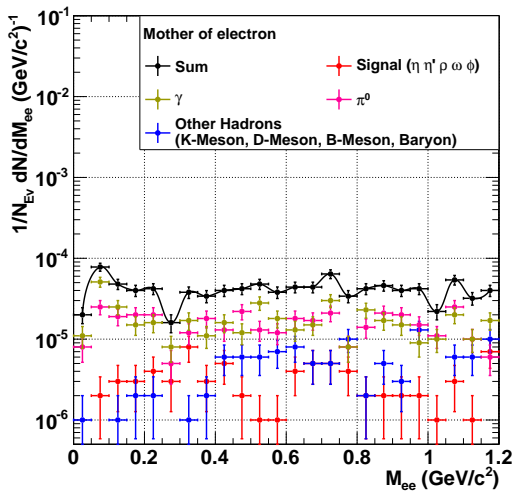


(a) Magnetfeldstärke: 0,5 T

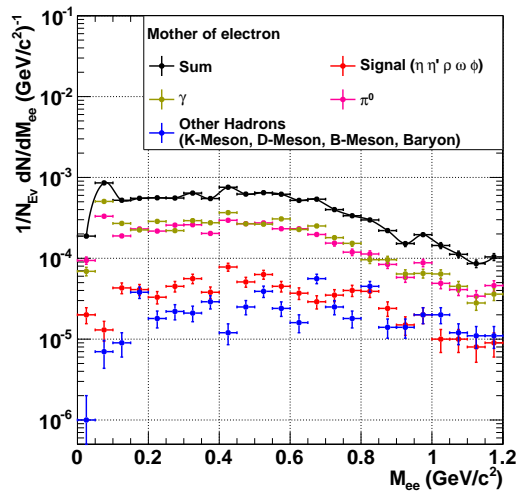


(b) Magnetfeldstärke: 0,2 T

Abbildung 5.32: Invariantes Massenspektrum der Dielektronen, die den kombinatorischen Untergrund ausmachen. Mutterteilchen eines Elektrons der Dielektronen angegeben. *TOF optional PID.*



(a) Magnetfeldstärke: 0,5 T



(b) Magnetfeldstärke: 0,2 T

Abbildung 5.33: Invariantes Massenspektrum der Dielektronen, die den kombinatorischen Untergrund ausmachen. Mutterteilchen eines Elektrons der Dielektronen angegeben. *TOF required PID.*

## Zurückweisung der Dalitzpaare

Die Reduktion des Magnetfeldes kann auch die Effektivität der Dalitzzurückweisung erhöhen. Wenn nicht beide Dalitzpaare gefunden werden, machen diese den größten Teil des kombinatorischen Untergrunds aus. Da mehr Teilchen mit geringem Impuls das Detektorsystem erreichen und gemessen werden können, können auch mehr Dalitzpaare zurückgewiesen werden.

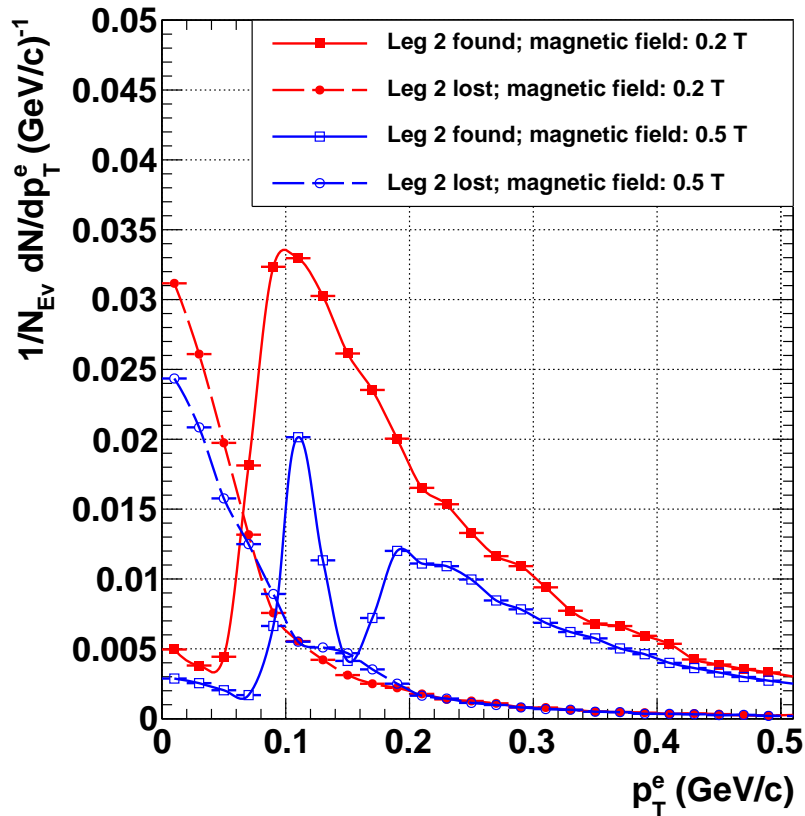


Abbildung 5.34: Transversalimpulsverteilung der zweiten Tochter eines  $\pi^0$ -Dalitzpaares, wenn die erste Tochter rekonstruiert werden konnte.

Abbildung 5.34 zeigt die Transversalimpulsverteilung der zweiten Tochter eines Dalitzpaares, wenn die erste Tochter rekonstruiert und identifiziert wurde. Hier stehen die roten Kurven und gefüllten Punkte wieder für die Magnetfeldeinstellung 0,2 T und die blauen, offenen für 0,5 T. Die runden Punkte und unterbrochenen Linien zeigen die Verteilung für Töchter, die nicht gefunden werden, während die Quadrate und durchgezogenen Linien für Töchter stehen, die gefunden und für die Dalitzzurückweisung

verwendet werden. Schon in dieser Darstellung ist der Unterschied sichtbar. Die Kurve der gefundenen Dalitzpaare für das Magnetfeld der Stärke 0,2 T liegt deutlich über derjenigen für die Magnetfeldstärke 0,5 T, während es für die nicht gefundenen Paaren nur eine leichte Differenz gibt, die im Bereich von 0 bis 0,06 GeV/c zu finden ist. Des Weiteren gibt es für das höhere Magnetfeld bei 0,15 GeV/c einen Einbruch bei den gefundenen Paaren, der für das niedrige Magnetfeld nicht zu finden ist. Dieser ist bedingt durch den dortigen Übergang von der ITS- zur TPC-Identifikation der Spuren. Während die Effizienz des ITS zu höheren Transversalimpulsen absinkt, hat die TPC hier noch nicht die nötige Effizienz erreicht. Der Vergleich wird bei Betrachtung der Effizienz der Paarfindung in Abbildung 5.35 deutlicher. Die stetig ansteigende Effizienzkurve der Magnetfeldeinstellung 0,2 T, in der Abbildung rot, liegt von 0 bis 0,4 GeV/c über der vom Magnetfeld 0,5 T in blau. Zu höheren Transversalimpulsen hin gleichen sich dann beide Effizienzkurven an und erreichen eine Effizienz von über 90%. Der Effizienzanstieg fängt für das niedrige Magnetfeld schon bei einem Transversalimpuls von 0,05 GeV/c an, während er für 0,5 T bei 0,07 GeV/c beginnt.

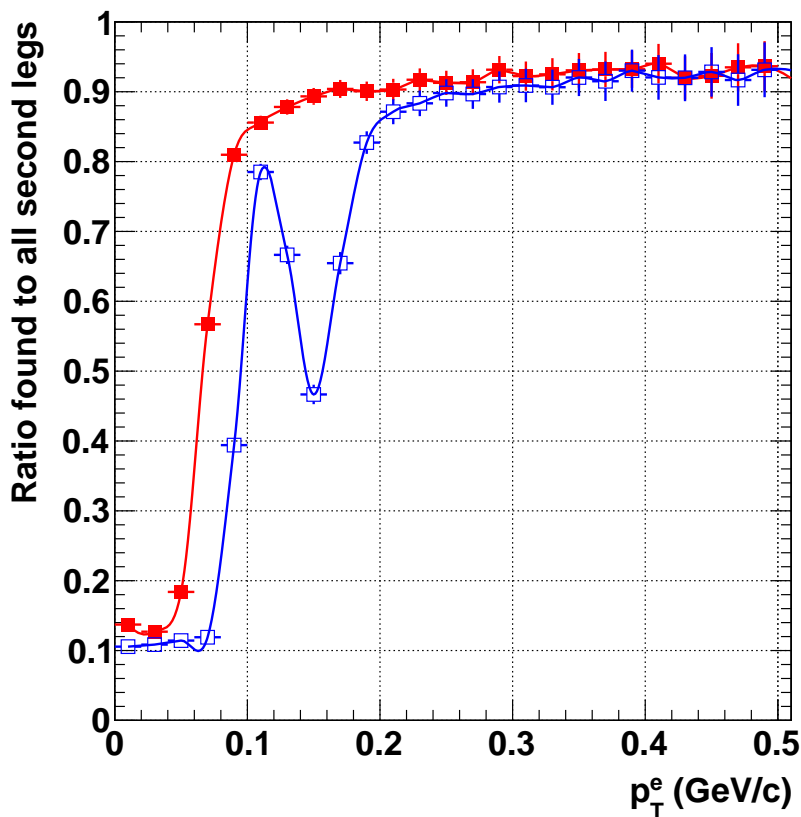


Abbildung 5.35: Effizienz der Dalitzpaarfindung.

## 5.9.2 Invariantes Massenspektrum

Das invariante Massenspektrum für beide Magnetfeldereinstellungen (Für 0,5 T in blau und für 0,2 T in rot) ist in Abbildung 5.36 für die *TOF optional* Teilchenidentifikation und in Abbildung 5.37 für die *TOF required* Teilchenidentifikation gezeigt. Der Unterschied ist unverkennbar. Das Spektrum für das 0,5 T Magnetfeld liegt nahezu im gesamten Bereich unter dem Spektrum für 0,2 T. Besonders die Resonanz ( $\omega$ -Meson) bei ca.  $0,78 \text{ GeV}/c^2$  ist bei der niedrigen Magnetfeldereinstellung ausgeprägter.

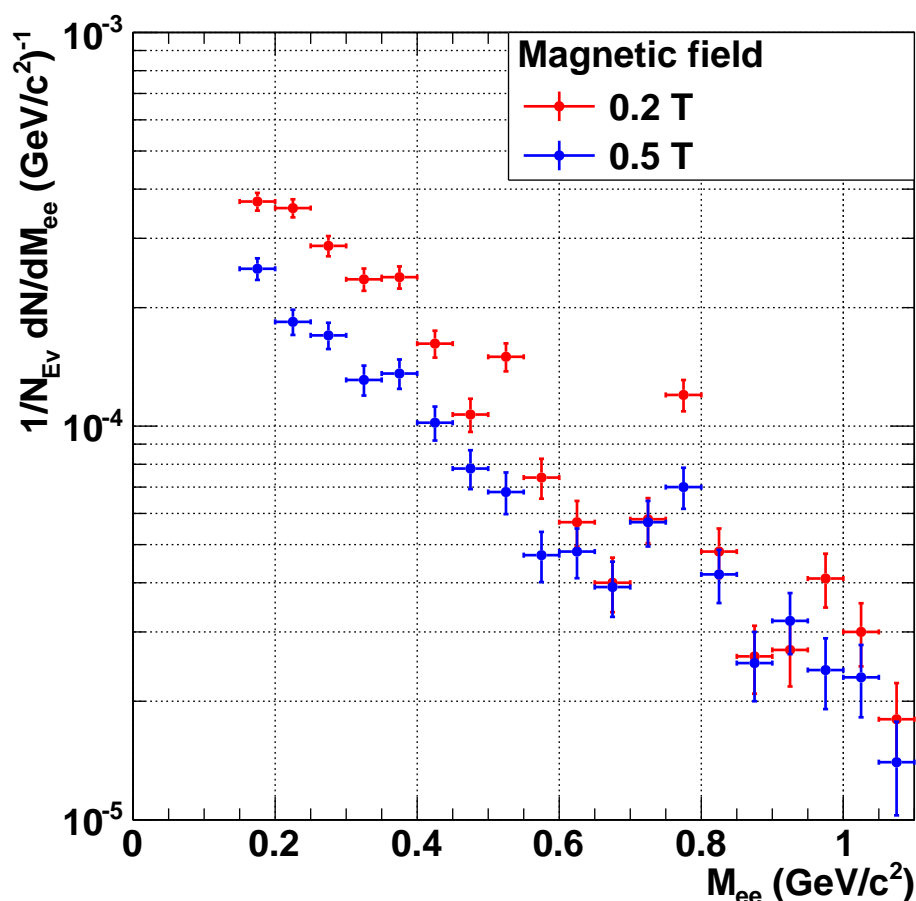


Abbildung 5.36: Invariantes Massenspektrum der Magnetfeldstärken 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). *TOF optional* PID.

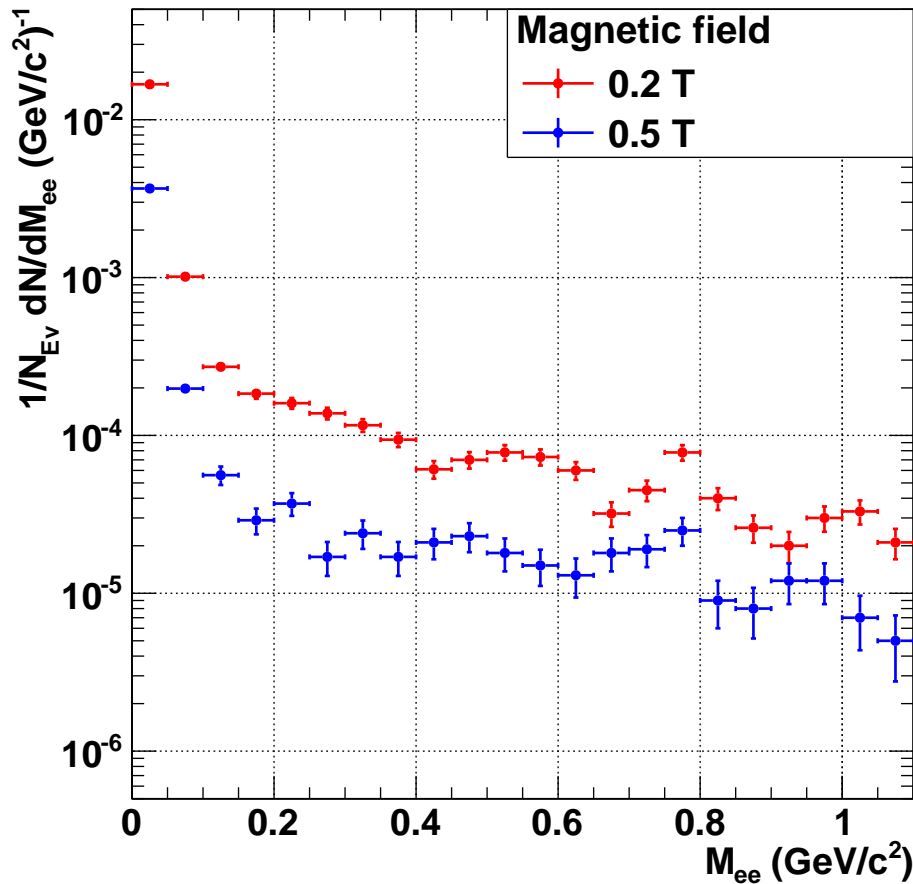


Abbildung 5.37: Invariantes Massenspektrum der Magnetfeldstärken 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). *TOF required PID*.

Dieses sieht man auch in den *Like-Sign*- bzw. *Unlike-Sign*-Spektren in den Abbildungen 5.38 (für *TOF optional PID*) und 5.39 (für *TOF required PID*). In diesen Abbildungen wird Spektrum aller Paare mit unterschiedlichen Vorzeichen (*Unlike-Sign-Pairs*) mit violetten, offenen Punkten angezeigt. Das Spektrum aller Paare gleicher Vorzeichen (*Like-Sign-Pairs*) ist mit grünen, gefüllten Punkten dargestellt. Dieses beschreibt für die *TOF optional PID* relativ gut den kombinatorischen Untergrund (blaue Linie). Lediglich ab ca. 1 GeV liegt das *Like-Sign*-Spektrum deutlich unter dem kombinatorischen Untergrund. Für die *TOF required PID* dagegen liegt das Spektrum der Paare gleicher Vorzeichen im gesamten Bereich unterhalb des kombinatorischen Untergrundes, so dass diese Näherung hier nicht mehr gilt. Aufgrund dessen wird in diesem Fall für die Berechnungen des Signals, Signal-Untergrund-Verhältnisses und der Signifikanz im Folgenden der kombinatorische Untergrund verwendet.

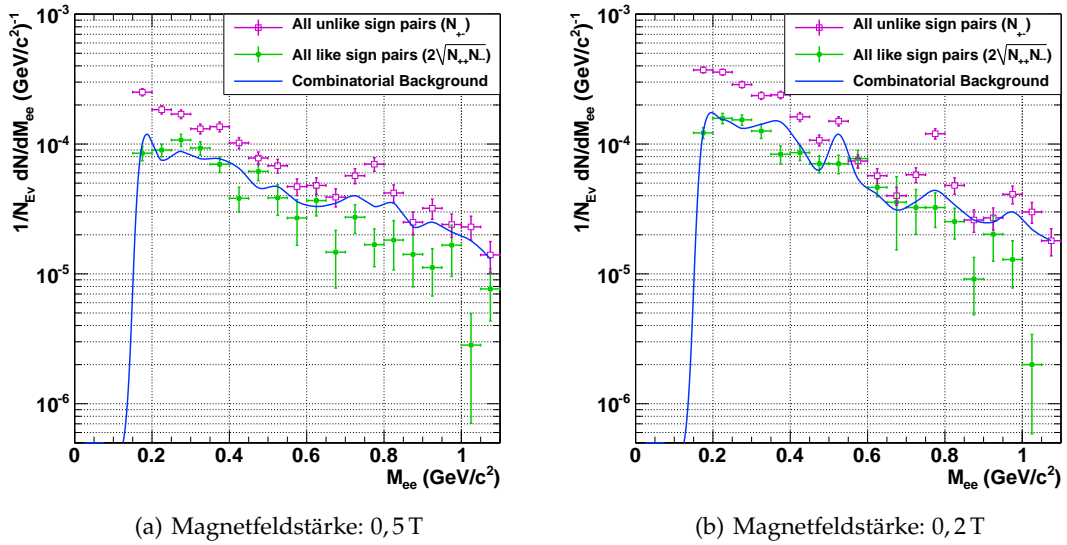


Abbildung 5.38: Invariantes Massenspektrum der *Like-Sign-Pairs* in grün und der *Unlike-Sign-Pairs* in violett. *TOF optional* PID.

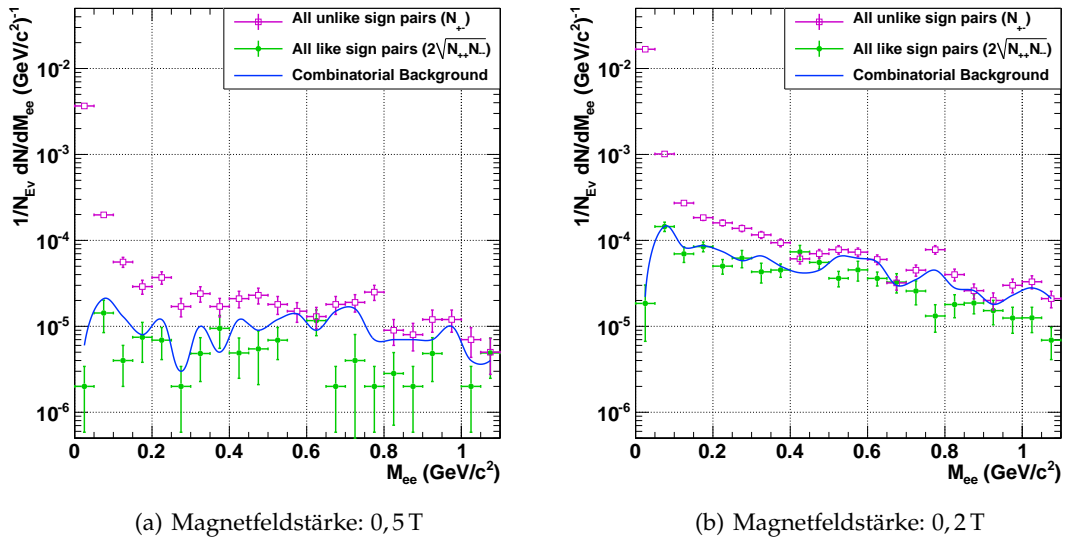


Abbildung 5.39: Invariantes Massenspektrum der *Like-Sign-Pairs* in grün und der *Unlike-Sign-Pairs* in violett. *TOF required* PID.

Die Subtraktion zwischen *Unlike-Sign*-Spektrum und Untergrund (für *TOF optional* PID das *Like-Sign*-Spektrum und im Fall der *TOF required* PID der kombinatorische Untergrund) ist in Abbildung 5.40 (für *TOF optional* PID) und 5.41 (für *TOF required* PID) ge-



zeigt. Dieses ergibt letztlich das Signal. Für beide Teilchenidentifikationsmethoden liegt das Signal der reduzierten Magnetfeldeinstellung in rot über dem Signal der nominalen Magnetfeldeinstellung in blau. So sind auch die  $\omega$ -Resonanz bei ca.  $0,78 \text{ GeV}/c^2$  und die  $\phi$ -Resonanz bei ca.  $1,02 \text{ GeV}/c^2$  ausgeprägter.

Das Signal-Untergrund-Verhältnis  $S/B$  zeigt die Verbesserung gegenüber der nominalen Magnetfeldeinstellung:

Es liegt für die Magnetfeldeinstellung von 0,2 T und der *TOF optional PID* bei 1,11 mit *Like-Sign* als Untergrund und bei 0,83 mit kombinatorischem Untergrund. Für 0,5 T derselben *PID* hat es Werte von 0,98 mit *Like-Sign* als Untergrund und von 0,73 (kombinatorischer Untergrund), so dass sich eine Verbesserung von 11 % ergibt.

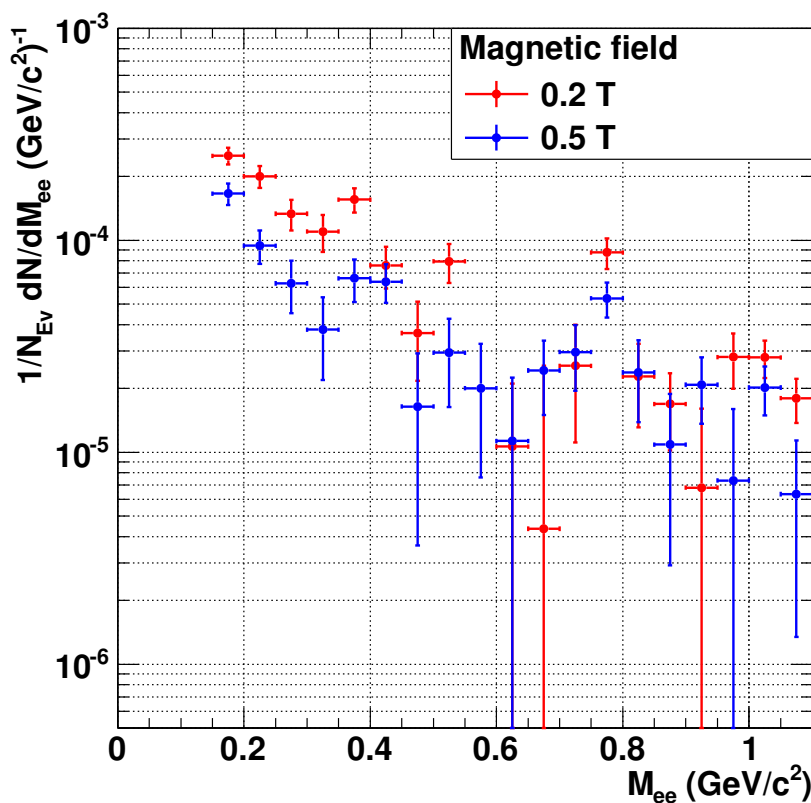


Abbildung 5.40: Invariantes Massenspektrum des Signals durch Subtraktion des *Like-Sign*-Spektrums vom *Unlike-Sign*-Spektrum. *TOF optional PID*.

Für die *TOF required PID* erhält man ein etwas anderes Bild. Das Signal-Untergrund-Verhältnis für 0,2 T ist mit 16,5 um 13,6 % kleiner als der Wert von 19,1 für 0,5 T. Dies ist bedingt durch den deutlich höheren Untergrund bei der Magnetfeldstärke von 0,2 T. Jedoch hat man durch die größere Anzahl an gefundenen Hintergrundpaaren die Mög-

lichkeit eine bessere Dalitzreduktion durchzuführen.

Das Verhältnis der normierten Signifikanzen  $sgn = \sqrt{\frac{S^2}{2*B}} * \frac{1}{\sqrt{N_{Ev}}}$  spricht für die reduzierte Magnetfeldstärke. Denn die Signifikanz ist für 0,2 T bei 0,086, während sie für 0,5 T bei 0,043 liegt. Also gibt es im Hinblick auf die Signifikanz eine Verbesserung um 100 %.

Auch für die *TOF optional PID* gibt es eine Verbesserung der Signifikanz, wenn man das Magnetfeld reduziert. Die Signifikanz hat hier für die Magnetfeldstärke von 0,2 T einen Wert von 0,0060 (mit Like-Sign-Untergrund) bzw. 0,0048 (mit kombinatorischem Untergrund) und für das nominale Magnetfeld von 0,5 T einen Wert von 0,0043 (mit Like-Sign-Untergrund) bzw. 0,0035 (mit kombinatorischem Untergrund). Somit liegt die Signifikanz um 40 % (mit Like-Sign-Untergrund) bzw. 37 % (mit kombinatorischem Untergrund) höher.

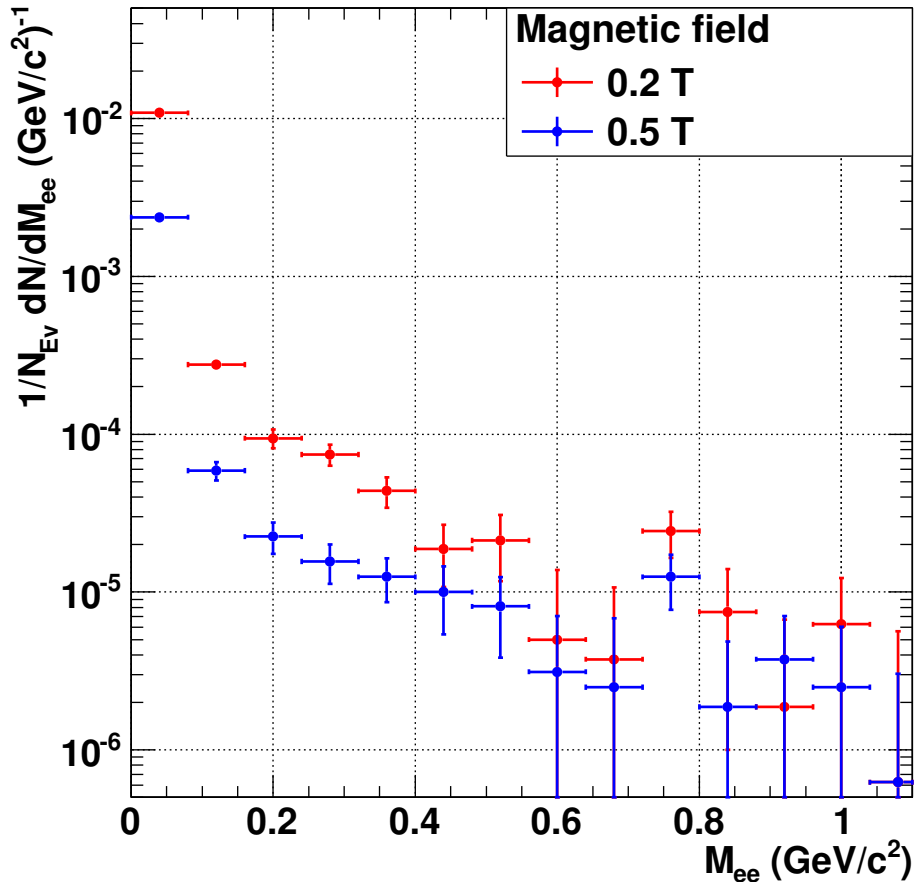


Abbildung 5.41: Invariantes Massenspektrum des Signals durch Subtraktion des kombinatorischen Untergrunds vom *Unlike-Sign*-Spektrum. *TOF required PID*.

### 5.9.3 Transversalimpuls der Paare

Zunächst wird die Teilchenidentifikationsmethode *TOF optional* betrachtet. Für die Transversalimpulsverteilung der Paare (siehe Abbildung 5.42) zeichnet sich in vollen Simulationen ein etwas anderes Bild ab als jenes in den schnellen Simulationen (siehe Abschnitt 5.8.2). Die Spektren beider Magnetfeldeinstellungen sind zunächst ansteigend, jedoch ist die Lage des Maximums der Verteilung unterschiedlich. Dieses liegt für 0,2 T (rote Punkte) bei einem Transversalimpuls von 0,35 GeV/c und einem Wert von  $6,4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c}$ . Für 0,5 T (blaue Punkte) ist es bei einem etwas höheren Transversalimpuls von 0,45 GeV/c und einem Wert von  $3,3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c}$ .

Das hat zur Folge, dass der Unterschied zwischen den Magnetfeldern vom Transversalimpuls der Paare abhängig ist. So steigt das Verhältnis 0,2 T zu 0,5 T von einem Faktor 1,9 bei etwas über 0 GeV/c bis auf 2,7 für 0,25 GeV/c (siehe Abbildung 5.43). Oberhalb von 0,4 GeV/c liegen die Faktoren dann zwischen 1 und 2. Für den gesamten Bereich von 0 GeV/c bis 2 GeV/c ist der Faktor 2,0.

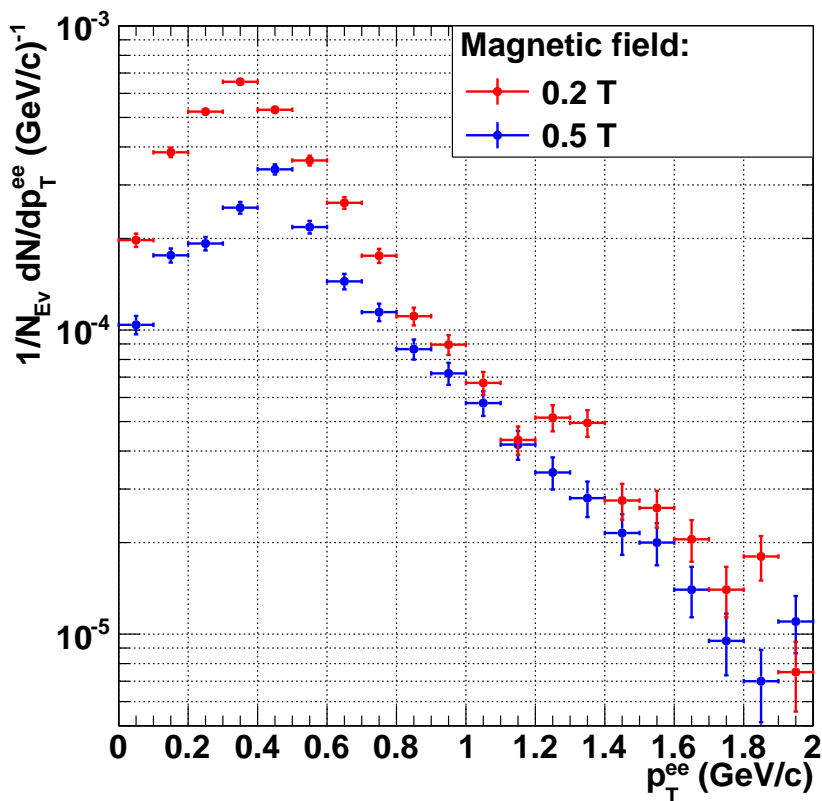


Abbildung 5.42: Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). *TOF optional* PID.

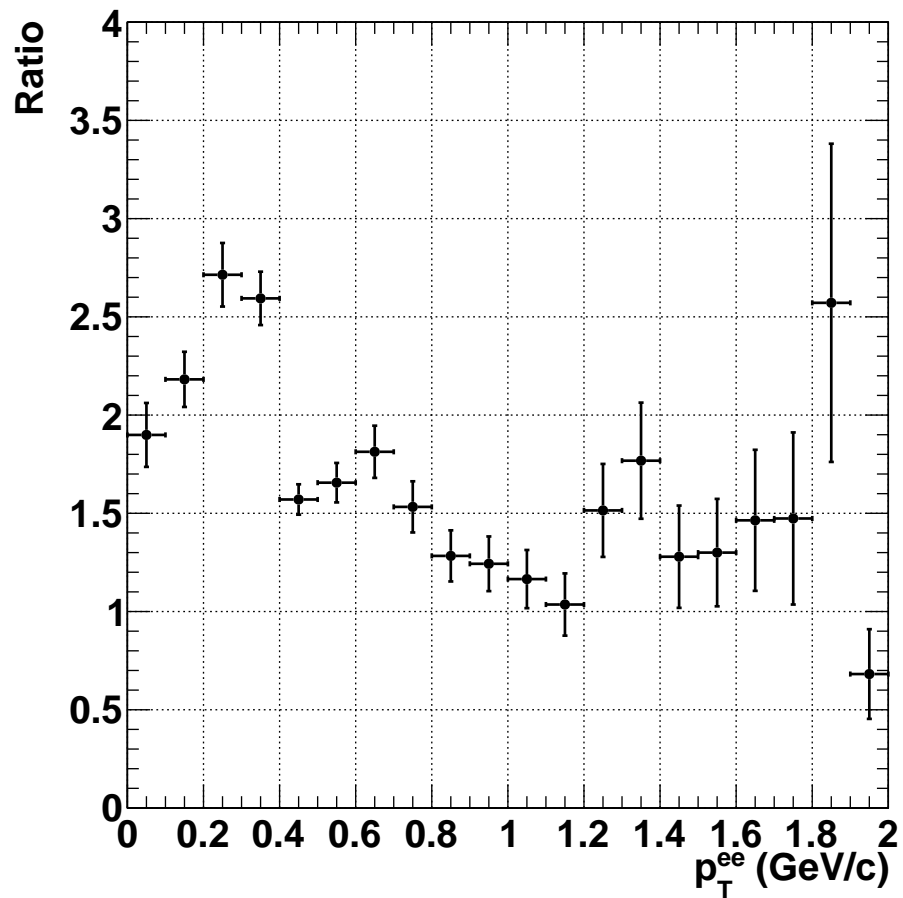


Abbildung 5.43: Verhältnis der Transversalimpulsverteilungen (0,2 T/0,5 T). *TOF optional PID*.

Da in der Analyse der Teilchenidentifikationsmethode *TOF required* keine Reduktion der Dalitzpaare durchgeführt wurde, sind in den Transversalimpulsspektren beider Magnetfeldeinstellungen die Elektron-Positron-Paare aus  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen noch vorhanden (siehe Abbildung 5.44). Aus diesem Grund liegen beide Transversalimpulsspektren bei höheren Werten. Für die Magnetfeldeinstellung 0,2 T ist das Maximum bei einem Transversalimpuls von 0,65 GeV/c und einem Wert  $8 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}/c}$  von erreicht.

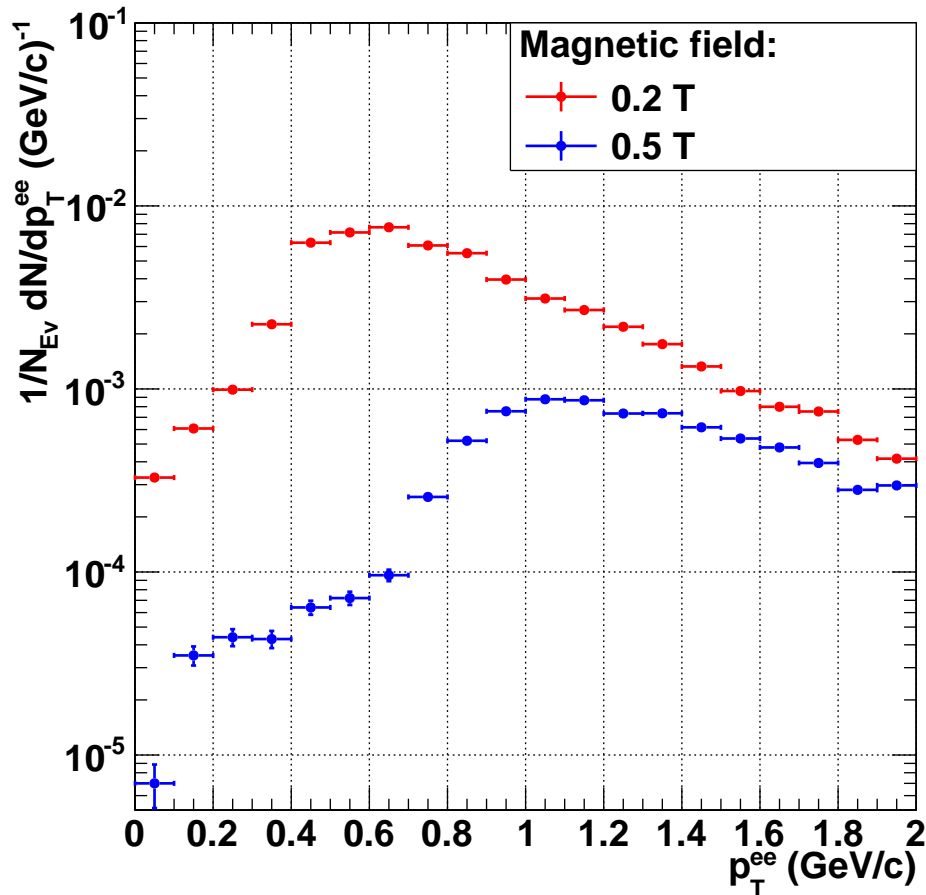


Abbildung 5.44: Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). *TOF required PID*.

Das Spektrum der Magnetfeldeinstellung 0,5 T hat sein Maximum bei einem Transversalimpuls von  $1,05 \text{ GeV}/c$  und einem Wert von  $8,8 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}/c}$ . Also liegen beide Maxima bei höheren Transversalimpulsen als bei der Analyse der Teilchenidentifikationsmethode *TOF optional*.

Wie in Abbildung 5.45 ersichtlich, ist die Erhöhung der Teilchenanzahl im niedrigen Transversalimpulsbereich bis ca.  $0,9 \text{ GeV}/c$  besonders gravierend. Der Faktor, um den das Spektrum des niedrigen Magnetfeldes höher liegt als das des 0,5 T Magnetfeldes, ist in diesem Bereich durchgängig über 10. Es werden zwischen  $0,4 \text{ GeV}/c$  und  $0,6 \text{ GeV}/c$  sogar Erhöhungen bis zu einem Faktor 100 erreicht. Über den gesamten Bereich von  $0 \text{ GeV}/c$  bis  $2 \text{ GeV}/c$  integriert erhält man eine Erhöhung um den Faktor 7,2.

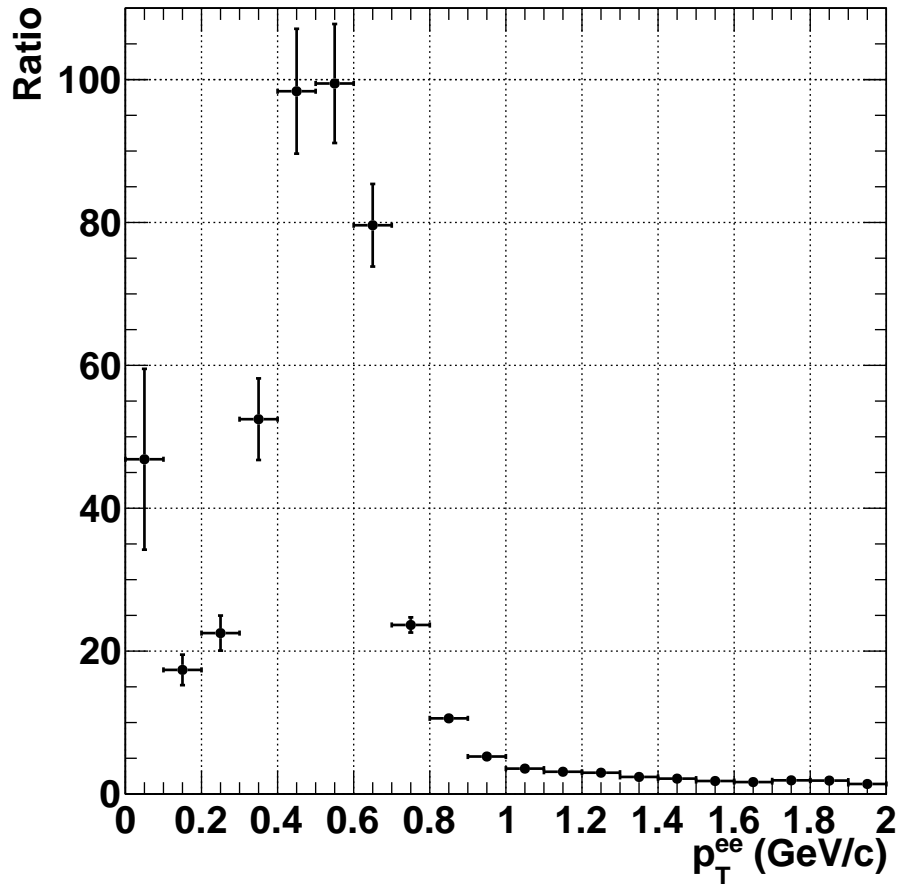


Abbildung 5.45: Verhältnis der Transversalimpulsverteilungen (0,2 T/0,5 T). *TOF required PID*.

Die erfolgten Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Reduktion der Magnetfeldstärke des ALICE-L3-Magneten von 0,5 T auf 0,2 T für beide verwendeten Teilchenidentifikationsmethoden eine Erhöhung der Anzahl an detektierbaren Dielektronen und eine signifikante Verbesserung der Messung des Dielektronensignals zur Folge hat. Ferner wurde klar, dass für die *TOF required* Teilchenidentifikation eine hohe Anzahl an gemessenen Elektronen und Positronen benötigt wird. Beim nominellen Magnetfeld von 0,5 T wird dies nicht erreicht, so dass auf die *TOF optional PID* zurückgegriffen werden muss. Bei einer reduzierten Magnetfeldstärke von 0,2 T ist dies jedoch mit 20 Millionen simulierten Ereignissen bereits gegeben.

## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Analyse von Dielektronen im Bereich niedriger Massen für zwei unterschiedliche Magnetfeldstärken des ALICE-L3-Magneten untersucht. Hierfür wurden zwei Arten von Simulationen, volle Simulationen und schnelle Simulationen, jeweils für die Magnetfeldeinstellungen 0,2 T und 0,5 T erstellt und verglichen.

Zunächst wurde die Konsistenz der vollen und schnellen Simulationen anhand von *Monte Carlo Truth* Spektren überprüft. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung der invarianten Massenspektren mit Ausnahme der  $\phi$ -Resonanz, die in den schnellen Simulationen fast 3-mal höher lag.

Dann wurden die vollen Simulationen der Magnetfeldeinstellung 0,5 T mit ALICE-Messdaten desselben Magnetfeldes verglichen. Hierbei zeigte sich, dass die Messdaten im Hinblick auf die Transversalimpulsverteilung der einzelnen Elektronen um einen Faktor 1,2 bis 2 und im Hinblick auf die Transversalimpulsverteilung der Paare um einen Faktor 2 bis 2,5 über den Simulationen lagen. Dies konnte zum Teil auf eine Kontamination durch Pionen zurückgeführt werden. Das Signal-Untergrund-Verhältnis war mit 0,99 für die Simulationen 6-mal größer als das der Messdaten mit 0,16. Die normierte Signifikanz der Simulationen von 0,0044 lag 3,5-mal über dem Wert 0,0012 der Messdaten.

Für die schnellen Simulationen wurden die Effizienzen für einzelne Elektronen benötigt. Diese wurden mithilfe von Boxensimulationen erstellt. Es wurde zwischen den Elektronidentifikationsmethoden *TOF optional* und *TOF required* und den Magnetfeldstärken 0,2 T und 0,5 T unterschieden.

Die Boxensimulationen ergaben, dass bei einem Magnetfeld von 0,2 T insgesamt mehr Elektronen rekonstruiert und identifiziert werden konnten. Außerdem konnte die Analyse zu niedrigeren Transversalimpulsen hin ausgedehnt werden.

Die schnellen Simulationen zeigten, dass eine Reduktion des Magnetfeldes von 0,5 T auf 0,2 T eine Erhöhung der Anzahl an gemessenen Paaren um einen Faktor 2,0 für die Elektronidentifikation *TOF optional* und um einen Faktor 6,0 für die Elektronidentifikation *TOF required* zur Folge hat.

Die vollen Simulationen der Elektronidentifikation *TOF optional* ergaben nach Reduk-

tion des Magnetfeldes eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um 11% von 0,98 auf 1,11. Die Signifikanz konnte von 0,0043 auf 0,0060, d.h. um 40%, verbessert werden.

Für die Elektronidentifikation *TOF required* erhielt man ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 16,5 (0,2 T) und 19,1 (0,2 T). Jedoch war die normierte Signifikanz ( $sgn = \sqrt{\frac{S^2}{2*B}} * \frac{1}{\sqrt{N_{Ev}}}$ ) für das reduzierte Magnetfeld 100 % höher und lag bei 0,086, während sie für 0,5 T einen Wert von 0,0043 hatte.

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass eine Reduktion der Magnetfeldstärke des ALICE-L3-Magneten von 0,5 T auf 0,2 T zu Verbesserungen in der Messung von Elektron-Positron-Paaren führt. Als Fazit kann angenommen werden, dass eine Datennahme bei einem reduzierten Magnetfeld von 0,2 T sinnvoll erscheint.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Einteilung des invarianten Massenspektrums in drei Massenbereiche [Dah08].	11
2.2	Invariantes Massenspektrum für 200 GeV pro Nukleon S-Au Kollisionen mit CERES [CER95]. . . . .	12
2.3	Massenspektrum der Dielektronen für Pb-Au Kollisionen mit CERES [CER06].	13
2.4	Vergleich der CERES Ergebnisse mit Modelberechnungen [CER06]. . . . .	15
3.1	Überblick über den ALICE-Aufbau [PPR04]. . . . .	18
3.2	Aufbau der TOF: Ein TOF-Sektor (Supermodul) besteht aus 5 Modulen innerhalb des Rahmens [PPR04]. . . . .	22
3.3	Querschnitt durch den TRD mit der TPC im Inneren [PPR04]. . . . .	23
3.4	Schematischer Aufbau der TPC [PPR04]. . . . .	24
3.5	Aufbau des ITS [Ali12]. . . . .	25
3.6	Unterteilung des ITS in SSD, SDD und SPD [PPR04]. . . . .	26
3.7	Teilchenidentifikation mithilfe des ITS: mittlerer Energieverlust für Teilchen mit einem Impuls von 400 bis 425 MeV/c [PPR06]. . . . .	27
3.8	Teilchenidentifikation mithilfe des ITS (ALICE pp-Kollisionen bei 7 TeV): Der mittlere Energieverlust ist gegen den Teilchenimpuls aufgetragen [Mil12]. . . . .	28
3.9	Teilchenidentifikation mithilfe der TPC: Der mittlere Energieverlust ist im Abhängigkeit des Teilchenimpulses aufgetragen [Kal11]. . . . .	29
3.10	Teilchenidentifikation mithilfe der TOF: Die Teilchengeschwindigkeit $\beta$ ist in Abhängigkeit des Teilchenimpulses dargestellt [Pre10]. . . . .	30
4.1	Das <i>Monte Carlo Truth</i> Transversalimpulsspektrum der generierten Elektronen (grün) und das Transversalimpulsspektrum der rekonstruierten und identifizierten Elektronen (blau). <i>TOF required PID</i> . . . . .	34
4.2	Effizienz einzelner rekonstruierter und identifizierter Elektronen mithilfe der <i>TOF required PID</i> . . . . .	36
4.3	Invariantes Massenspektrum der <i>Monte Carlo Truth</i> der schnellen Simulationen. . . . .	37
4.4	Invariantes Massenspektrum voller Simulationen nach Rekonstruktion. . . . .	39
5.1	Invariantes Massenspektrum der <i>Monte Carlo Truth</i> der schnellen und der vollen Simulationen. . . . .	46

5.2	Vergleich der aufsummierten invarianten Massenspektren der vollen Simulationen als rote, durchgezogene Linie und der schnellen Simulationen als blaue, unterbrochene Linie. . . . .	47
5.3	Verhältnis der beiden invarianten Massenspektren (Volle Simulation/Schnelle Simulation). . . . .	48
5.4	Transversalimpulsverteilung der vollen Simulationen durch rote, gefüllte Kreuze und der schnellen Simulationen durch grüne, offene Kreuze dargestellt. . . . .	50
5.5	Verhältnis beider Transversalimpulsspektren (Volle Simulation/Schnelle Simulation). . . . .	51
5.6	Vergleich beider Transversalimpulsspektren der einzelnen Elektronen: Simulation in rot und Messdaten in blau dargestellt. . . . .	52
5.7	Verhältnis beider Transversalimpulsspektren (Messdaten/Simulation). . . . .	53
5.8	Vergleich beider Transversalimpulsspektren der Paare (Dielektronen): Simulation in rot und Messdaten in blau dargestellt. . . . .	54
5.9	Verhältnis beider Transversalimpulsspektren (Messdaten/Simulation). . . . .	55
5.10	Invariantes Massenspektrum aus Messdaten (blau) und Simulation (rot). . . . .	56
5.11	Invariantes Massenspektrum der <i>Like-Sign-Pairs</i> für Messdaten in hellblau und Simulation in grün. Die <i>Unlike-Sign-Pairs</i> der Messdaten sind orange und der Simulationen violett dargestellt. . . . .	57
5.12	Invariantes Massenspektrum des Signals für Messdaten (blau) und Simulation (rot). . . . .	58
5.13	TPC Signal für identifizierte Elektronen gegen Gesamtimpuls für verschiedene ALICE-Messperioden. . . . .	59
5.14	TPC Signal gegen Gesamtimpuls für volle Simulationen. . . . .	60
5.15	TPC Signal gegen Gesamtimpuls für die Subtraktion der Simulationen von allen Messdaten. . . . .	61
5.16	Der Energieverlust in der TPC in Einheiten von $\sigma$ der Elektronen für identifizierte Teilchen unterteilt in zwei Impulsbereiche. . . . .	61
5.17	Transversalimpulsverteilung einzelner Elektronen für zwei unterschiedliche Teilchenidentifikationsmethoden und Magnetfeldstärken. . . . .	63
5.18	Effizienzen für zwei unterschiedliche Teilchenidentifikationsmethoden und Magnetfeldstärken. . . . .	64
5.19	Verhältnis der Effizienzen (0.2 T/0.5 T) für die <i>TPC plus exclusions PID</i> mit einer roten, durchgezogenen Linie und für die <i>TPC and TOF PID</i> mit einer blauen, unterbrochenen Linie dargestellt. . . . .	65
5.20	Invariantes Massenspektrum der Monte Carlo Truth schneller Simulationen. . . . .	67
5.21	Invariante Massenspektren der <i>TOF optional PID</i> . . . . .	68
5.22	Invariante Massenspektren der <i>TOF required PID</i> . . . . .	68
5.23	Verhältnis der aufsummierten invarianten Massenspektren der beiden Magnetfeldstellungen (0,2 T/0,5 T). . . . .	69

5.24	Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für vier verschiedene invariante Massenbereiche. Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist <i>TOF optional</i> . . . . .	70
5.25	Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für den gesamten invarianten Massenbereich von 0 bis $1,2 \text{ GeV}/c^2$ . Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist <i>TOF optional</i> . . . . .	71
5.26	Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für den gesamten invarianten Massenbereich von 0 bis $1,2 \text{ GeV}/c^2$ . Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist <i>TOF required</i> . . . . .	72
5.27	Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für vier verschiedene invariante Massenbereiche. Die benutzte Teilchenidentifikationsmethode ist <i>TOF required</i> . . . . .	73
5.28	Transversalimpuls der Paare in Abhängigkeit der invarianten Masse: <i>TOF required PID</i> . . . . .	74
5.29	Transversalimpuls der Paare in Abhängigkeit der invarianten Masse: <i>TOF optional PID</i> . . . . .	75
5.30	Transversalimpulsverteilung und wahre Teilchenart der als Elektronen identifizierten Spuren. <i>TOF optional PID</i> . . . . .	77
5.31	Transversalimpulsverteilung und wahre Teilchenart der als Elektronen identifizierten Spuren. <i>TOF required PID</i> . . . . .	78
5.32	Invariantes Massenspektrum der Dielektronen, die den kombinatorischen Untergrund ausmachen. Mutterteilchen eines Elektrons der Dielektronen angeben. <i>TOF optional PID</i> . . . . .	79
5.33	Invariantes Massenspektrum der Dielektronen, die den kombinatorischen Untergrund ausmachen. Mutterteilchen eines Elektrons der Dielektronen angeben. <i>TOF required PID</i> . . . . .	79
5.34	Transversalimpulsverteilung der zweiten Tochter eines $\pi^0$ -Dalitzpaares, wenn die erste Tochter rekonstruiert werden konnte. . . . .	80
5.35	Effizienz der Dalitzpaarfindung. . . . .	81
5.36	Invariantes Massenspektrum der Magnetfeldstärken 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). <i>TOF optional PID</i> . . . . .	82
5.37	Invariantes Massenspektrum der Magnetfeldstärken 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). <i>TOF required PID</i> . . . . .	83
5.38	Invariantes Massenspektrum der <i>Like-Sign-Pairs</i> in grün und der <i>Unlike-Sign-Pairs</i> in violett. <i>TOF optional PID</i> . . . . .	84
5.39	Invariantes Massenspektrum der <i>Like-Sign-Pairs</i> in grün und der <i>Unlike-Sign-Pairs</i> in violett. <i>TOF required PID</i> . . . . .	84
5.40	Invariantes Massenspektrum des Signals durch Subtraktion des <i>Like-Sign-Spektrums</i> vom <i>Unlike-Sign-Spektrum</i> . <i>TOF optional PID</i> . . . . .	85
5.41	Invariantes Massenspektrum des Signals durch Subtraktion des kombinatorischen Untergrunds vom <i>Unlike-Sign-Spektrum</i> . <i>TOF required PID</i> . . . . .	86
5.42	Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). <i>TOF optional PID</i> . . . . .	87

5.43	Verhältnis der Transversalimpulsverteilungen (0,2 T/0,5 T). <i>TOF optional PID</i> . . . . .	88
5.44	Transversalimpulsverteilung der Paare (Dielektronen) für 0,2 T (rot) und 0,5 T (blau). <i>TOF required PID</i> . . . . .	89
5.45	Verhältnis der Transversalimpulsverteilungen (0,2 T/0,5 T). <i>TOF required PID</i> . . . . .	90

# Literaturverzeichnis

- Ali11** *AliRoot Documentation*. <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>, 2011
- Ali12** *The ALICE Experiment*. <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>, 2012
- Ant11** ANTONIOLI, Pietro: *Review and optimization of ALICE calibration, reconstruction, and analysis, The TOF perspective*. 2011
- BCRW98** BRATKOVSKAYA, E.L. ; CASSING, W. ; RAPP, R. ; WAMBACH, J.: Dilepton production and  $m_T$ -scaling at BEVALAC/SIS energies. In: *Nucl. Phys. A* 634 (1998), S. 168–189. – arXiv:nucl-th/9710043v2
- BR91** BROWN, G. E. ; RHO, M.: Scaling effective Lagrangians in a dense medium. In: *Physical Review Letters* 66 (1991), S. 2720–2723
- BRA04** BRAHMS COLLABORATION ; RISTEA, Oana: Study of the chemical freeze-out in nucleus-nucleus collisions. In: *Romanian Reports in Physics* 56 (2004), S. 659–666
- Bus07** BUSCH, Oliver: *DIELECTRON PRODUCTION IN HEAVY ION COLLISIONS AT 158 GEV/C PER NUCLEON*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2007
- CBS10** CHATTERJEE, Rupa ; BHATTACHARYA, Lusaka ; SRIVASTAVA, Dinesh K.: Electromagnetic Probes. In: *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010
- CER95** CERES COLLABORATION ; AGAKISHIEV, G. u. a.: Enhanced production of low mass electron pairs in 200 GeV/u S+Au collisions at the CERN SPS. In: *Physical Review Letters* 75 (1995), S. 1272–1275
- CER06** CERES COLLABORATION ; MISKOWIEC, D.: Collections of CERES results. In: *Nuclear Physics A* 774 (2006), S. 9–11
- CSC10a** *The Green500 List - November 2010*. <http://www.green500.org/lists/2010/11/top/list.php>, 2010
- CSC10b** *TOP500 List - November 2010 (1-100)*. <http://www.top500.org/list/2010/11/100>, 2010

- CSC10c** Der LOEWE-CSC Hochleistungsrechner. <http://compeng.uni-frankfurt.de/index.php?id=86>, 2010
- CSC12** Der umweltfreundlichste Großrechner Europas: der LOEWE-CSC. <http://www.informatik.uni-frankfurt.de/index.php/de/forschung-loewe-csc.html>, 2012
- Dah08** DAHMS, Torsten: *Dilepton spectra in  $p + p$  and  $Au + Au$  collisions at RHIC*, Stony Brook University, Diss., 2008
- Dou98** ADAMS, Douglas: *Das Restaurant am Ende des Universums*. 12.Auflage. Heyne Verlag, 1998
- Flo10** FLORKOWSKI, Wojciech: *Phenomenology of ultra-realistic heavy-ion collisions*. Singapore : World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., 2010
- HMP98** ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector*. CERN/LHCC 98-19. 1998
- HW04** HWA, Rudolph C. ; WANG, Xin-Nian: *Quark-Gluon Plasma 3*. Singapore : World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., 2004
- ITS99** ALICE COLLABORATION: *ITS Technical Design Report*. CERN/LHCC 99-12. 1999
- Kal11** KALWEIT, Alexander: Particle identification in the ALICE experiment. In: *JOURNAL OF PHYSICS G: NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS* 38 (2011), Nr. 124073
- KKMM86** KAJANTIE, K. ; KAPUSTA, J. ; McLERRAN, L ; MEKJIAN, A: Dilepton emission and the QCD phase transition in ultrarelativistic nuclear collisions. In: *Physical Review D* 34 (1986), S. 2746–2754
- Koe11** KÖHLER, Markus: *Dielectron production in proton-proton collisions at ALICE*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Masterarbeit, 2011
- Lem31** LEMAÎTRE, Georges: Expansion of the universe, A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 91 (1931), S. 483–490
- LR02** LETESSIER, Jean ; RAFELSKI, Johann: *HADRONS AND QUARK-GLUON PLASMA*. Cambridge : CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2002
- Mil12** MILANO, Leonardo: *Identified charged hadron spectra with the ALICE detector at the LHC*. Talk am Lake Louise Winter Institute, 2012
- MUO99** ALICE COLLABORATION: *Muon Spectrometer Technical Design Report*. CERN/LHCC 99-22. 1999

- Pac08** PACHMAYER, Yvonne: *Dielektronenproduktion in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Kollisionen bei 1 GeV pro Nukleon*. Frankfurt am Main, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Diss., 2008
- PHE10** PHENIX COLLABORATION ; ADARE, A.: Detailed measurement of the e+e- pair continuum in p+p and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  and implications for direct photon production. In: *Physical Review C* 81 (2010), Nr. 034911
- PHO99** ALICE COLLABORATION: *PHOS Technical Design Report*. CERN/LHCC 99-4. 1999
- Pla** PLATON: *Timainos*
- PMD99** ALICE COLLABORATION: *PMD Technical Design Report*. CERN/LHCC 99-32. 1999
- Poh11** POHL, Moritz: *Studie zur Messung von  $\psi(2S)$  Mesonen mit dem ALICE Detektor am LHC*. Frankfurt am Main, Goethe Universität, Masterarbeit, 2011
- PPR04** ALICE COLLABORATION: ALICE: Physics Performance Report, Volume I. In: *JOURNAL OF PHYSICS G: NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS* 30 (2004), S. 1517–1763
- PPR06** ALICE COLLABORATION: ALICE: Physics Performance Report, Volume II. In: *JOURNAL OF PHYSICS G: NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS* 32 (2006), S. 1295–2040
- Pre10** PREGHENELLA, Roberto: *Particle identification at the LHC with the ALICE experiment*. Talk an der International School of Subnuclear Physics, Erice, 2010
- Roo** ROOT Development. <http://root.cern.ch/>,
- Ruu92** RUUSKANEN, P.V.: Electromagnetic probes of quark-gluon plasma in relativistic heavy-ion collisions. In: *Nuclear Physics A* 544 (1992), S. 169c–182c
- RW00** RAPP, R. ; WAMBACH, J.: Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions. In: *Advances in Nuclear Physics* 25 (2000). – arXiv:hep-ph/9909229v1
- RWH09** RAPP, R. ; J.WAMBACH ; H., van H.: The Chiral Restoration of QCD and Low Mass Dileptons. (2009). – arXiv:0901.3289v1 [hep-ph]
- Sca09** SCAPPARONE, E.: Particle identification with the ALICE detector. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 598 (2009), S. 152–155
- Shu78** SHURYAK, Edward: Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions. In: *Physical Letters B* 78 (1978), S. 150–153

- SIMPLIC.Phys.24** SIMPLIKIOS: *Physik.* <http://www.gottwein.de/Grie/vorsokr/VSanaximand01.php>,
- Ska10** SKANDS, Peter Z.: *Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes.* arXiv:1005.3457v4, 2010
- SMS10** SJOSTRAND, Torbjorn ; MRENN, Stephen ; SKANDS, Peter: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual.* arXiv:hep-ph/0603175v2, 2010
- TOF00** ALICE COLLABORATION: *TOF Technical Design Report.* CERN/LHCC 2000-012. 2000
- TPC00** ALICE COLLABORATION: *TPC Technical Design Report.* CERN/LHCC 2000-001. 2000
- TRD01** ALICE COLLABORATION: *TRD Technical Design Report.* CERN/LHCC 2001-021. 2001
- Tse10** TSERRUYA, Itzhak: *Electromagnetic Probes.* (2010). – arXiv:0903.0415v3 [nucl-ex]
- Yao06** YAO, W.-M.: *Review of Particle Physics.* In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 33 (2006), S. 1–1232
- YHM05** YAGI, Kohsuke ; HATSUDA, Tetsuo ; MIAKE, Yasuo: *QUARK-GLUON PLASMA. From Big Bang to Little Bang.* Cambridge : CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2005
- ZDC99** ALICE COLLABORATION: *ZDC Technical Design Report.* CERN/LHCC 99-5. 1999



# Danksagung

Zum Schluss bedanke ich mich bei allen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein Dank gilt Professor Dr. Harald Appelshäuser für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe, die angebotene Masterarbeit und die große Unterstützung.

Besonders danke ich Dr. Christoph Baumann, der mich während der Masterarbeit betreute, mir dabei oft wertvolle Hilfe entgegenbrachte und immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Ein weiteres großes Danke geht an Professor Dr. Henner Büsching für seine Zweitkorrektur und seine mir entgegengebrachte Hilfe.

Außerdem bin ich meinen Bürokolleginnen Simone Schuchmann und Dr. Raphaelle Bailhache-Römer zu Dank verpflichtet, die mir wertvolle Tipps zur Aliroot-Software gaben.

Des Weiteren danke ich Stefan Heckel und Miriam Weller besonders für die gründliche Korrekturlesung meiner Arbeit, aber auch für die Unterstützung während meines Masterstudiums.

Ich bin dankbar für die stetige Motivation und zahlreichen Hilfen von Marco Marquard und Patrick Reichelt.

Darüber hinaus danke ich der gesamten Arbeitsgruppe und allen Mitarbeitern des IKF Frankfurt für das freundliche Umfeld und die gute Arbeitsgrundlage, die dadurch geschaffen wurde, und der gesamten ALICE-Kollaboration für die Ermöglichung dieser Masterarbeit.

Ebenso danke ich der Fachschaft Physik für die gesamte Zeit während meines Masterstudiums.

Meiner Freundin Natalie danke ich besonders für die sorgfältige Korrekturlesung meiner Arbeit und ständige Hilfe während meines Masterstudiums.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und mir immer Rückhalt boten.

### **Erklärung nach § 30 (11) Ordnung für den BA- und MA-Studiengang**

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.