

---

# Korrekturen des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen für die ALICE TPC

---

**Bachelorarbeit**  
am Institut für Kernphysik

vorgelegt von

**Matthias Kleiner**

Fachbereich Physik  
der Goethe-Universität  
Frankfurt am Main  
Februar 2017

Erstgutachter: Prof. Dr. H. Büsching  
Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Appelshäuser

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	2
2.2	Quark-Gluon-Plasma . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Die ALICE Spurendriftkammer</b>	<b>5</b>
3.1	Aufbau und Funktionsweise . . . . .	5
3.2	<i>Cluster</i> und Teilchenspuren . . . . .	7
3.3	Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie . . . . .	9
3.3.1	Fluktuationen des Energieverlustes . . . . .	12
3.4	Berechnung des spezifischen Energieverlustes . . . . .	13
3.5	Relative Auflösung und <i>separation power</i> . . . . .	14
3.6	Der spezifische Energieverlust von Elektronen und Pionen . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen</b>	<b>18</b>
4.1	Auswahl der Daten . . . . .	18
4.1.1	Selektion der Pionen und Elektronen . . . . .	18
4.2	Analyse des spezifischen Energieverlustes für Elektronen und Pionen . . . . .	20
4.3	Korrekturen zur Behebung des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen	24
4.4	Auswirkungen der Korrekturen auf die Ladungen einzelner Spuren . . . . .	25
4.5	Durchführung der Korrekturen und Auswertung . . . . .	27
4.5.1	Analyse der Auswirkungen der Korrekturen auf den spezifischen Energieverlust in der inneren <i>Pad</i> -Region . . . . .	29
4.5.2	Analyse der Auswirkungen der Korrekturen auf den spezifischen Energieverlust in der ersten äußeren <i>Pad</i> -Region . . . . .	33
4.5.3	Analyse der Auswirkungen der Korrekturen auf den spezifischen Energieverlust in der zweiten äußeren <i>Pad</i> -Region . . . . .	38
4.6	Deaktivierung standardmäßig ausgeführter Korrekturen . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>45</b>
<b>6</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>46</b>

# 1 Einleitung

Seit jeher interessieren sich Menschen dafür, was die kleinsten Teilchen sind und wie sich aus ihnen unser Universum aufbaut. Diese Teilchen, die Elementarteilchen, werden zusammen mit ihren Wechselwirkungen, die dafür sorgen, dass die Elementarteilchen miteinander kommunizieren können und sich gegenseitig beeinflussen können, im sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst. Zu den Elementarteilchen gehören neben sechs sogenannten Quarks auch sechs sogenannte Leptonen. Die für uns wichtigsten Teilchen sind die *up*- und *down*-Quarks sowie das Elektron. Aus diesen Teilchen sind alle für unser Leben notwendigen Atome aufgebaut. In dieser Arbeit ist vor allem die starke Wechselwirkung, die von Gluonen vermittelt wird, von Bedeutung, da sie dafür sorgt, dass Protonen und Neutronen in Atomkernen stabile Teilchen bilden und zu einem festen Atomkern gebunden sind. Dieser für uns normale Zustand der Materie kann allerdings durch sehr hohe Temperaturen beziehungsweise hohen Druck aufgehoben werden, wodurch sich die Quarks quasi-frei bewegen können. Dieser Zustand wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet und wird in wissenschaftlichen Experimenten der Hochenergiephysik wie dem ALICE-Experiment<sup>1</sup> erforscht. Dort wird das QGP mit Hilfe der Kollision von stark beschleunigten Atomkernen hergestellt und untersucht. Bei einer solchen hochenergetischen Kollision entstehen neue Teilchen, die in der Natur normalerweise nicht beobachtet werden, da sie nach kurzer Zeit zerfallen. Die entstehenden Teilchen werden beim ALICE-Experiment mit verschiedenen Detektoren registriert und analysiert. Einer der Detektoren, mit denen elektrisch geladene Teilchen untersucht werden, ist die Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber* „TPC“). Die TPC stellt für die Rekonstruktion der Teilchenspuren und der Identifizierung der Teilchenart durch den spezifischen Energieverlustes einen der wichtigsten Detektoren im ALICE-Experiment dar. Der spezifische Energieverlust entsteht durch die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit den Hüllenelektronen des in der TPC befindlichen Gases. Der spezifische Energieverlust wird in dieser Arbeit für Elektronen und Pionen bei niedrigen Impulsen untersucht, da in diesen Impulsbereichen der Verlauf des rekonstruierten Energieverlustes in der TPC niedrigere Werte als theoretisch erwartet aufweist. Des Weiteren werden die genaueren Gründe für das Abfallen des Energieverlustes untersucht. Auf Basis der Resultate werden drei verschiedene Korrekturen auf die Berechnung des spezifischen Energieverlustes angewendet und ihre Auswirkungen analysiert.

---

<sup>1</sup> *A Large Ion Collider Experiment*

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Fermionen	Generation			elektrische Ladung in e
	1	2	3	
Quarks	$u$ ( <i>up</i> )	$c$ ( <i>charm</i> )	$t$ ( <i>top</i> )	+2/3
	$d$ ( <i>down</i> )	$s$ ( <i>strange</i> )	$b$ ( <i>bottom</i> )	-1/3
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0
	$e$	$\mu$	$\tau$	-1

Wechselwirkung	Eichboson	koppelt an	elektrische Ladung in e	Masse in $\text{GeV}/c^2$
stark	$g$ (Gluon)	Farbladung	0	0
elektromagnetisch	$\gamma$ (Photon)	elektrische Ladung	0	0
schwach	$W^+$ , $W^-$ ( $W$ -Boson)	schwache Ladung	+1, -1	80,4
	$Z^0$ ( $Z$ -Boson)		0	91,2

Tabelle 2.1: Standardmodell der Teilchenphysik oben: Quarks und Leptonen unten: Eichbosonen

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden alle bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen beschrieben [Dem13]. Zu den Elementarteilchen gehören sechs sogenannte Quarks und sechs sogenannte Leptonen, die in Tabelle 2.1 (oben) zusammengefasst werden. Die Quarks und Leptonen tragen einen halbzahligen Spin und gehören somit zu den Fermionen. Die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung werden durch Teilchen mit ganzzahligem Spin, den Eichbosonen, vermittelt. Die wichtigsten Eigenschaften der Eichbosonen werden ebenfalls in Tabelle 2.1 (unten) aufgelistet.

Die Quarks und Leptonen werden jeweils in drei Generationen eingeteilt, wobei zwei Quarks und zwei Leptonen zu einer Generation zählen. Quarks tragen entweder eine Elementarladung von +2/3 oder -1/3 und nehmen an allen drei Wechselwirkungen teil. Die Neutrinos haben, entgegen neueren Erkenntnissen, im Standardmodell keine Masse und nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Elektron, Myon und Tauon tragen jeweils eine negative Elementarladung von -1 und nehmen somit neben der schwachen auch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Zudem besitzt jedes Quark und Lepton ein Antiteilchen. Dieses weist bis auf ein umgekehrtes Vorzeichen seiner Elementarladungen die gleichen Eigenschaften wie das zugehörige Teilchen auf und wird allgemein mit einem Querstrich über dem Symbol des Teilchens gekennzeichnet. Die Wechselwirkung zwischen den Fermionen findet über den Austausch von sogenannten Eichbosonen statt.

## 2 Physikalische Grundlagen

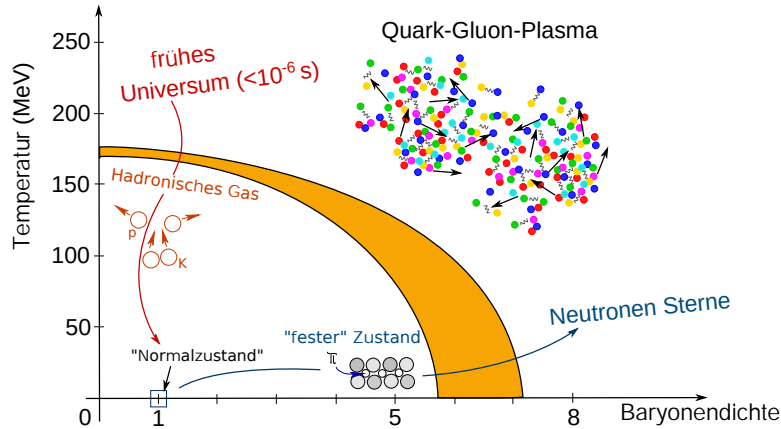


Abbildung 2.1: Phasendiagramm der starken Wechselwirkung [nach Mai11]

Die Eichbosonen koppeln an die für ihre Wechselwirkung spezifische Ladung, wodurch nicht jedes Teilchen an jeder Wechselwirkung teilnehmen kann. Das Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung und koppelt an alle Teilchen mit einer elektrischen Ladung. Das  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Boson vermitteln die schwache Wechselwirkung und koppeln an die schwache Ladung, wobei das  $W^\pm$ -Boson im Gegensatz zum  $Z^0$ -Boson elektromagnetische Ladungen zwischen zwei Teilchen austauschen kann. Beide Bosonen unterscheiden sich zudem in ihrer Ladung und Masse.

Das Gluon vermittelt die starke Wechselwirkung und koppelt an die Farbladung. Insgesamt existieren acht verschiedene Gluonen, die sich aus den Kombinationen der Farbladungen ergeben. Unterschieden wird bei diesen Ladungen zwischen den Farben rot, blau, grün und ihren jeweiligen Antifarben. Der Begriff Farbe stellt hier allerdings nur eine Analogie zu den optischen Farben dar und beschreibt nur ein Modell, welches die Wirkungsweise der starken Wechselwirkung verdeutlichen soll. Neben den Gluonen besitzen Quarks als einzige Elementarteilchen eine Farbladung und können somit an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Eine wichtige Eigenschaft der Farbladung besteht darin, dass sie nach außen neutral (weiß) erscheint und deshalb keine einzelnen Quarks beobachtet werden können. Quarks müssen folglich mindestens in Paaren auftreten und die Summe ihrer Farbladungen muss farbneutral sein.

### 2.2 Quark-Gluon-Plasma

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, können Quarks aufgrund ihrer Farbladung nicht frei existieren, sondern treten in einem gebundenen Zustand auf dem sogenannten *confinement*. Diese Eigenschaft der Quarks kann beispielsweise bei Protonen und Neutronen, die aus je drei Quarks mit unterschiedlicher Farbladung bestehen, beobachtet werden.

Abbildung 2.1 zeigt das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung, das mit der Temperatur gegen die Baryonendichte dargestellt ist. Bei einer niedrigen Dichte und Temperatur wird der Normalzustand der Nukleonen angenommen. Bei einer hohen Dichte oder Temperatur befinden sich die einzelnen Quarks jedoch so nahe beieinander, beziehungsweise bewegen sich so schnell, dass sie nicht mehr ihren jeweiligen Nukleonen zugeordnet werden können und sich im Kernvo-

## 2 Physikalische Grundlagen

lumen quasi-frei bewegen [Pov14]. Der im vorigen beschriebene Zustand der Nukleonen wird als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet. In der Natur existiert dieser Zustand der Materie vermutlich in zwei Szenarien: Kurz nach dem Urknall bei hohen Temperaturen und in kompakten Sternen wie Neutronensternen bei hohen Dichten [Yag05].

In Experimenten wie dem ALICE-Experiment am CERN-LHC<sup>1</sup> [ALI16a, TAC08] oder am RHIC<sup>2</sup> am Brookhaven National Laboratory [Bro16] wird ein QGP erzeugt und anschließend seine Eigenschaften untersucht. Beim ALICE-Experiment werden Teilchen wie Blei oder Protonen auf sehr hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht, wobei nur in Blei-Blei-Kollisionen ein QGP entsteht. Bei Proton-Proton- beziehungsweise Proton-Blei-Kollisionen ist zu beachten, dass sich in diesem Fall vermutlich kein QGP bildet, da die dafür notwendigen Energiedichten nicht ausreichen. Proton-Kollisionen dienen vielmehr als Referenz Messung für den Vergleich mit Kollisionen in denen ein QGP entsteht [Sch12]. In Blei-Blei-Kollision werden die Nukleonen in sogenannte *spectator* und sogenannte *participants* eingeteilt. Die *spectators* nehmen im Gegensatz zu den *participants* nicht an der Kollision teil sondern bewegen sich weiter in Strahlrichtung. Die kinetische Energie der *participants* wird bei der Kollision in thermische Energie umgewandelt, sodass ein Gebiet mit einer sehr hohen Energiedichte entsteht. In einem einfachen Model wird dieser Ort als Feuerball beschrieben [Ham00]. Im Feuerball bildet sich ein QGP, in dem sich die Quarks quasi-frei bewegen können. Nach der Kollision beginnt der Feuerball aufgrund des sehr hohen Druckes zu expandieren und abzukühlen. Dieser Vorgang wird als Ausfrieren (*freeze out*) bezeichnet und dauert so lange, bis Dichte und Temperatur für alle Nukleonen unter dem Phasenübergang des QGPs liegen. Es entstehen wieder Hadronen, Leptonen und Photonen, die in alle Richtungen ausgesendet werden. Im ALICE-Experiment können die ausgesendeten Teilchen detektiert werden und mit ihrer Hilfe kann das QGP nachgewiesen und seine Eigenschaften untersucht werden. In der ALICE Spurendriftkammer können die entstehenden geladenen Teilchen detektiert werden. Aufbau und Funktionsweise dieses Detektors werden im folgenden Kapitel näher erläutert wird.

---

<sup>1</sup> *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Large Hadron Collider*

<sup>2</sup> *Relativistic Heavy Ion Collider*

# 3 Die ALICE Spurendriftkammer

## 3.1 Aufbau und Funktionsweise

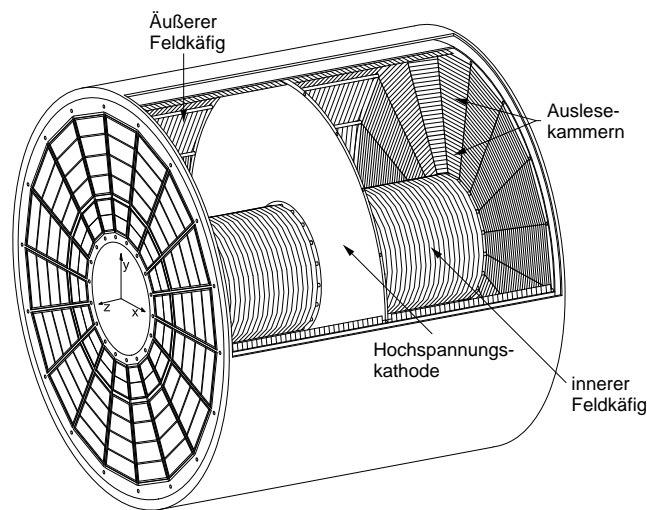


Abbildung 3.1: Aufbau der ALICE TPC [nach Alm10]

Mit Hilfe der im ALICE-Experiment verwendeten Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber* „TPC“) können Spuren elektrisch geladener Teilchen rekonstruiert werden. Des Weiteren können die jeweiligen Impulse der Teilchen und somit auch die Teilchenart bestimmt werden.

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau der TPC schematisch dargestellt. Die TPC weist eine zylindrische Form auf und stellt mit einem Volumen von  $88 \text{ m}^3$  beziehungsweise einer Länge von  $500 \text{ cm}$  die weltweit größte TPC dar [ALI16b, ALI00]. Die TPC besteht hauptsächlich aus dem Feldkäfig, der für ein gleichmäßiges elektrisches Feld innerhalb der TPC sorgt, und den Auslese-kammern (*readout chamber* „ROC“), die zur Detektion der Signale dienen. Zudem ist die TPC aus einer Gas-mischung aus Neon und Kohlenstoffdioxid gefüllt. Dadurch können geladene Teilchen, die bei der Teilchenkollision im Inneren der TPC entstehen und sich durch das Gas bewegen, mit den Hülle-nelektronen der Gasatome wechselwirken und die Atome ionisieren, sodass freie Primärelektronen entstehen. Diese werden durch eine zentral in radialer Richtung positionierte Hochspannungskathode in zwei Driftregionen unterteilt. Das durch die Kathode erzeugte elektrische Feld verläuft parallel zur Längsachse der TPC und trifft senkrecht auf die Auslese-kammern. Als Folge dessen werden die Primärelektronen in Richtung der Auslese-kammern beschleunigt, besitzen jedoch durch Kollisionen mit den Gasmolekülen eine konstante Driftgeschwindigkeit. Die Auslese-kam-



### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

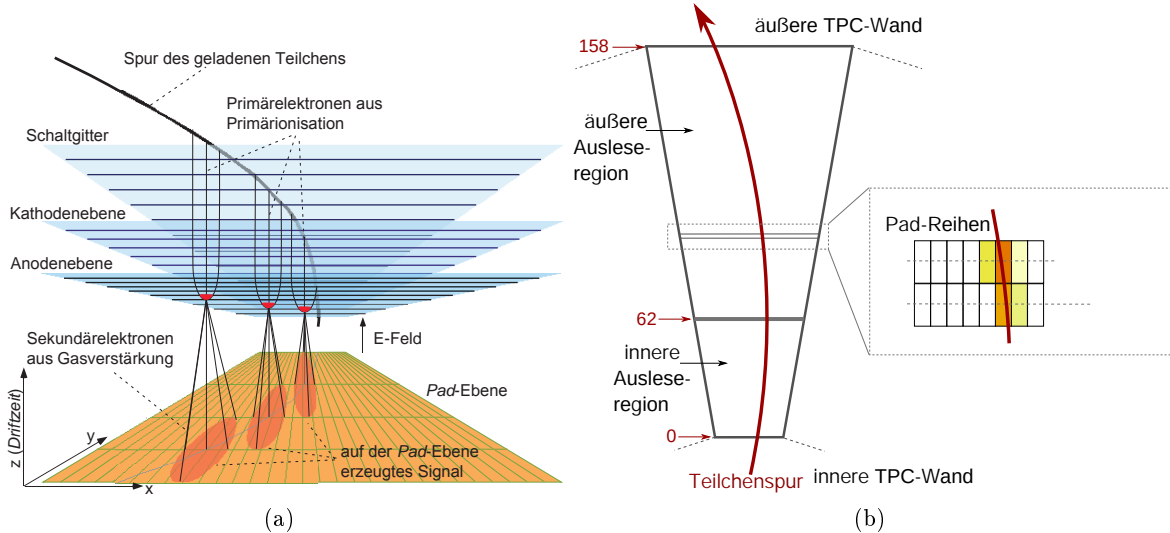


Abbildung 3.2: (a) Drei Drahtebenen und die *Pad*-Ebene der TPC [nach Wie08]  
 (b) Auslese-kammern der TPC [nach Mai11]

mern werden in Abbildung 3.2a gezeigt. Sie befinden sich an den Enden der TPC und setzen sich aus Vieldraht-Proportionalkammern zusammen, die aus drei Drahtebenen bestehen. Diese werden als Schaltgitter, Kathodenebene und Anodenebene bezeichnet. Zusätzlich existiert unterhalb der Drahtebenen noch eine *Pad*-Ebene, die das induzierte Signal der Elektronen detektiert.

Das Schaltgitter, das von den Elektronen zuerst durchquert wird, kann zwischen den Zuständen durchlässig und undurchlässig umgeschaltet werden. Im durchlässigen Zustand können alle Elektronen das Gitter passieren und durch die Anode verstärkt werden. Der Grundzustand des Schaltgitters ist undurchlässig, damit positive Ionen die durch die Gasverstärkung der Anode entstehen, nicht in das Volumen der TPC in Richtung der negativen Kathode gelangen und somit nicht das elektrische Feld in der TPC beeinflussen.

Die Anode beschleunigt die Elektronen, wodurch sie bei ausreichend hoher Geschwindigkeit weitere Atome ionisieren können. Die bei diesen Prozessen erzeugten sekundären Elektronen werden wiederum beschleunigt, sodass sie weitere Atome ionisieren können. Es kommt daher zu einer lawinenartigen Vergrößerung der Primärelektronen und somit zu einer Verstärkung des auf der *Pad*-Ebene gemessenen Signals. Dieser Vorgang wird allgemein als Gasverstärkung bezeichnet.

Die *Pad*-Ebene lässt sich in die innere Ausleseregion (*inner readout chamber* „IROC“) und die äußere Ausleseregion (*outer readout chamber* „OROC“) unterteilen. Abbildung 3.2b zeigt die beiden Ausleseregionen mit der Spur eines Teilchens, welches sich über die *Pad*-Reihen bewegt. Zudem kennzeichnen die rot dargestellten Zahlen die Nummer der jeweiligen *Pad*-Reihe bei der Position des zugehörigen Pfeils. Die OROC besitzt zwei Regionen mit unterschiedlicher *Pad*-Größe. Die innere Region der OROC wird als OROC1 und die äußere Region als OROC2 bezeichnet. Jede der drei *Pad*-Regionen weist eine unterschiedliche Anzahl an *Pad*-Reihen und eine bestimmte *Pad*-Größe auf, wobei die *Pad*-Größe zu äußeren *Pad*-Regionen zunimmt. In Tabelle 3.1 werden die drei *Pad*-Regionen mit ihrer jeweiligen Anzahl an *Pad*-Reihen und der zugehörigen *Pad*-Größe

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

<i>Pad</i> -Region	Anzahl der <i>Pad</i> -Reihen	Größe in mm <sup>2</sup>
IROC	63	4 x 7,5
OROC1	64	6 x 10
OROC2	32	6 x 15

Tabelle 3.1: Eigenschaften der drei *Pad*-Regionen

zusammengefasst.

Im nächsten Kapitel wird erläutert, wie die rohen Messdaten der TPC für physikalische Analysen verwendet werden können und somit aus den gemessenen Ladungen Spuren rekonstruiert werden können.

## 3.2 Cluster und Teilchenspuren

Um die rohen Messdaten der TPC für physikalische Analysen verwenden zu können, werden die Spuren der Teilchen rekonstruiert und in den sogenannten ESD<sup>1</sup> Dateien zusammengefasst [Kal12]. Sonst würde jede Berechnung eine sehr hohe Rechenleistung der dafür verwendeten Computer benötigen. Bei dem ersten Schritt zur Rekonstruktion der Spuren, werden die auf der *Pad*-Ebene gemessenen Ladungen zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst. Anschließend werden mit diesen *Clustern* die Teilchenspuren rekonstruiert.

Um *Cluster* zu bilden, werden die Signale in den rohen Daten jeder *Pad*-Reihe in 5x5-Matrizen untersucht [Nic03]. Diese 5x5-Matrizen werden immer dann gebildet, wenn die von einem *Pad* zum Zeitpunkt  $t_0$  gemessene Ladung einen bestimmten Schwellenwert überschreitet. Dieses *Pad* wird als sogenanntes *Start-Pad* der 5x5-Matrix genutzt. Die 5x5-Matrix setzt sich dann aus dem jeweiligen *Start-Pad* sowie aus jeweils zwei *Pads* links und rechts des *Start-Pads* zusammen. Die 5x5-Matrix speichert die Ladungsinformationen dieser fünf *Pads* bei fünf aufeinanderfolgenden Zeitpunkten ( $t_0$ ,  $t_0 \pm 100$  ns,  $t_0 \pm 200$  ns). Somit enthält sie sowohl eine räumliche als auch eine zeitliche Komponente. Aus allen gebildeten 5x5-Matrizen werden schließlich diejenigen ausgewählt, bei denen die Ladungsinformation des *Start-Pads* einem lokalen Maximum innerhalb der 5x5 Matrix entspricht. Bei diesen handelt es sich um die *Cluster*.

Abbildung 3.3a zeigt vereinfacht drei nebeneinanderliegende *Pads* (blaue Rechtecke) als *Cluster*. Die schwarze Linie symbolisiert eine Teilchenspur und die unterschiedlich großen roten Blöcke unter den *Pads* stehen für die Höhe der in einer Messzeit gemessenen Ladung. Mit der Summe dieser Ladungen wird die totale Ladung  $Q_{tot}$  des *Clusters* festgelegt und mit der größten Ladung die maximale Ladung  $Q_{max}$  des *Clusters* definiert. Der Winkel  $\phi$  entspricht in der Abbildung dem Neigungswinkel mit welchem sich das Teilchen über die *Pad*-Reihe bewegt.

Es kann vorkommen, dass *Cluster* geteilt (*gesplittet*) werden und somit ein Teil der ursprünglichen Ladung vom *Cluster* abgespalten wird. Dies hat folgenden physikalischen Hintergrund: Wenn zwei Teilchenspuren in der TPC überlappen, induzieren sie jeweils eine Gauß-förmige Ladungsverteilung auf die jeweiligen *Pads*, sodass sich beide Ladungsverteilungen zu einer größeren und breiteren Ladungsverteilung addieren und der zugehörige *Cluster* die Ladungen von zwei Teilchenspuren

---

<sup>1</sup> *Event Summary Data*

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

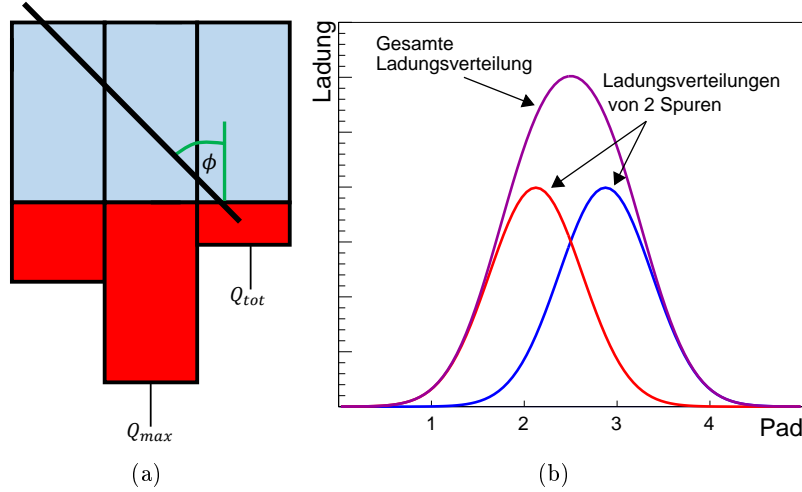


Abbildung 3.3: (a) Die schwarze Linie zeigt eine Teilchenspursdrift die sich mit dem Neigungswinkel  $\phi$  über die *Pad*-Reihe bewegt. Die roten Rechtecke symbolisieren die Höhe der induzierten Ladung auf das jeweilige *Pad* und veranschaulichen die maximale und die totale Ladung des *Clusters*. (b) Die auf *Pads* induzierte Ladungsverteilung zweier überlappender Teilchenspuren (rote und blaue Kurve), die sich zu einer breiteren und größeren Ladungsverteilung überlagern (magentafarbene Kurve)

enthält. Abbildung 3.3b zeigt schematisch den beschriebenen Vorgang. Die rote und blaue Gauß-Funktion stellen die induzierte Ladungsverteilung von jeweils einer Teilchenspursdrift dar, die sich zur magentafarbenen Ladungsverteilung addieren.

Der *Cluster* enthält Ladungen von zwei Spuren, sodass die Ladungsinformationen des *Cluster* korrigiert werden müssen. Im ALICE Analyse-*Framework* werden die Ladungen in einem *Cluster* mit einem Algorithmus, der anhand der Breite der Gauß-Verteilung die Ladungen der beiden einzelnen Teilchenspuren ermittelt, korrigiert. Nach dem *Splitten* wird jedem *Cluster* ein bestimmter Typ zugeordnet, der die Höhe der abgespaltenen Ladung angibt. Ein *Cluster* vom Typ null stellt einen nicht *gesplitteten Cluster* dar. Wird einem *Cluster* beispielsweise der Typ vier zugeordnet, beträgt die Ladung des *gesplitteten Clusters*  $Q_S$  99% von der Ladung des *ungesplitteten Clusters*  $Q_C$ . Der Typ  $T$  eines *gesplitteten Clusters* wird definiert [ALI17d]:

$$T = 100 * \frac{Q_C - Q_S}{Q_C} + 3 \quad (3.1)$$

Abschließend müssen aus den so gefundenen *Clustern* noch die Spuren der zugehörigen Teilchen rekonstruiert werden [Roh12]. Für eine Rekonstruktion einer dreidimensionalen Spur des ursprünglichen Teilchens sind drei Ortskoordinaten erforderlich. Zwei Koordinaten werden aus der Mittelung der gemessenen Signale eines *Clusters* gewonnen. Diese Koordinaten entsprechen einer Projektion der Spur auf die *Pad*-Ebene. Die dritte Koordinate lässt sich mit der konstanten Driftgeschwindigkeit und der Zeit, bei der die Elektronen auf die *Pad*-Ebene treffen, bestimmen. Bei der Rekonstruktion einer Teilchenspursdrift wird als Startpunkt ein *Cluster* gewählt, der in den äußeren *Pad*-Reihen der TPC liegt. Für diesen *Cluster* werden anschließend *Cluster* von weiter innen lie-

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

genden *Pad*-Reihen daraufhin untersucht, ob sie aus derselben Teilchenspur stammen und somit zu einer Spur verbunden werden können. Der Vorgang des Verbindens von *Clustern* zu einer Spur geschieht solange, bis eine Teilchenspur zum primären Vertex, der den Ort der ursprünglichen Teilchenkollision entspricht, rekonstruiert ist. Aufgrund der Anzahl an 159 *Pad*-Reihen kann es somit für eine Spur maximal 159 *Cluster* geben. Zudem liegt in der TPC ein magnetisches Feld parallel zum elektrischen Feld an. Als Folge dessen werden die Flugbahnen der Teilchen durch die Lorentzkraft gekrümmt. Der Radius dieser Krümmung ergibt sich durch Gleichsetzen der Lorentzkraft mit der Zentrifugalkraft und zeigt eine lineare Abhängigkeit des Radius der Krümmung von der Geschwindigkeit beziehungsweise vom Impuls des Teilchens:

$$r = \frac{m\vec{v}}{0,3\vec{B}\sin(\alpha)} \quad (3.2)$$

$r$	Radius der Kreisbahn in m
$m$	Masse des Teilchens in $\text{GeV}/c^2$
$\vec{v}$	Geschwindigkeit des Teilchens in $c$
$\vec{B}$	Magnetfeld in T
$\alpha$	Winkel zwischen der Richtung von $\vec{v}$ und $\vec{B}$

Mit einer Bestimmung des Radius der Flugbahn kann der Impuls des Teilchens bestimmt werden. Mit Hilfe dieses Impulses und der Ladungen in den *Clustern* ist es möglich, die jeweilige Teilchenart zu bestimmen. Die physikalischen Hintergründe werden in den folgenden Kapiteln erklärt.

### 3.3 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

Geladene Teilchen, die Materie durchqueren, können mit den Hüllenelektronen der Atome durch inelastische Stöße über die elektromagnetische Wechselwirkung interagieren und dadurch entweder die Atome anregen oder ionisieren [Kol16, Bet30]. Das Teilchen, welches mit den Elektronen wechselwirkt, wird im Folgenden immer als „das Teilchen“ bezeichnet. Bei der Ionisation wird ein Elektron aus der Hülle des Atomkerns gelöst und kann sich unabhängig vom Atomkern frei bewegen. Die für diesen Vorgang notwendige Energie wird Ionisationsenergie genannt und muss vom Teilchen auf das Elektron abgegeben werden. Bei der Anregung des Atomkerns nimmt ein Hüllenelektron einen energetisch höheren Zustand des Systems an. Dieser Zustand kann durch spontane Emission eines Photons wieder in den Grundzustand zerfallen. In beiden Fällen gibt das Teilchen Energie an das Elektron ab. Für die Höhe der abgegebenen Energie sind neben der Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens auch die Elektronendichte  $N$  und das Mittlere Anregungspotential  $I$  der durchquerten Materie verantwortlich.

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

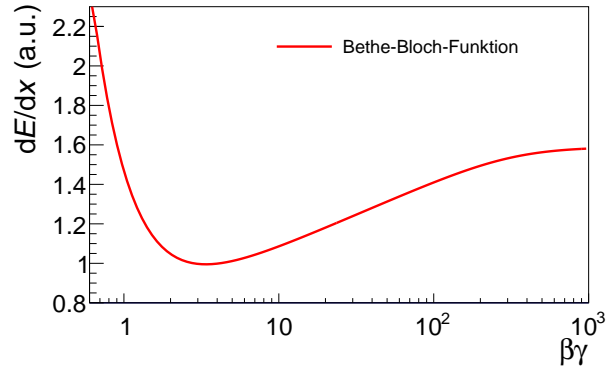


Abbildung 3.4: Mittlerer Energieverlust für geladene Teilchen nach der Bethe-Bloch-Formel als Funktion von  $\beta\gamma$  des Teilchens

Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke ( $dE/dx$ ) wird für geladene Teilchen mit der Masse  $M$  in einem  $\beta\gamma = p/Mc$ -Bereich von ungefähr 0,1 bis 1000 mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4 z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right) \quad (3.3)$$

$e$	Elementarladung
$z$	Ladung des Teilchens
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$\beta = v/c$	Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur Lichtgeschwindigkeit
$\gamma = 1/\left(\sqrt{1-\beta^2}\right)$	Lorentzfaktor
$\delta(\beta)$	Dichtekorrektur für große Werte von $\beta\gamma$

Der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  ist nicht von der Masse des jeweiligen Teilchens abhängig, sodass es zu einem universellen Verlauf der Kurve für alle Teilchen kommt. In Abbildung 3.4 ist der Verlauf der Bethe-Bloch-Funktion gezeigt.

Die Bethe-Bloch-Funktion steigt für Werte, die unter  $\beta\gamma \approx 3$  liegen, proportional zu  $1/\beta^2$  zu niedrigeren Geschwindigkeiten ( $\beta\gamma$ ) an. Der Anstieg zu kleineren Werten der Geschwindigkeit lässt sich damit erklären, dass das Teilchen bei niedrigen Geschwindigkeiten mehr Zeit als ein schnelleres Teilchen pro Wegstrecke hat, um mit den Elektronen der Atome wechselwirken zu können und damit mehr Energie abgeben kann.

Bei einem Wert von  $\beta\gamma \approx 3,6$  beziehungsweise  $\beta \approx 0,95$  erreicht die Bethe-Bloch-Funktion ein relativ breites Minimum. Teilchen in diesem Bereich werden als minimal ionisierend (*Minimum Ionizing Particle* „MIP“) bezeichnet.

Für  $\beta\gamma > 3,6$  beginnt die Bethe-Bloch-Funktion durch den logarithmischen Term langsam an-

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

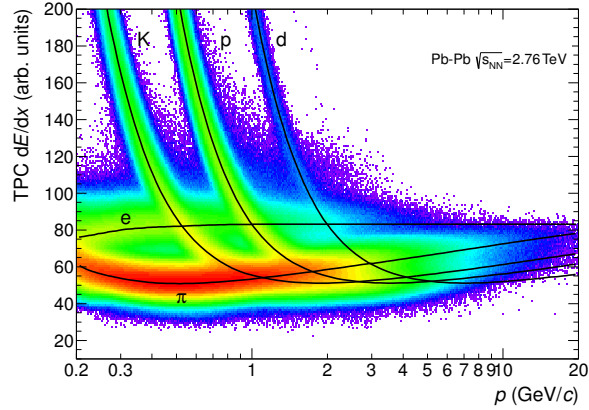


Abbildung 3.5: Der gemessene spezifische Energieverlust negativ geladener Teilchen als Funktion des Impulses mit den erwarteten Verläufen nach der Bethe-Bloch-Parametrisierung (schwarze Kurven) [Abe14]

zusteigen. Dieser Wiederanstieg des Energieverlustes wird durch zwei Effekte bedingt: Bei einem größeren Lorentzfaktor wächst der maximal mögliche Energieübertrag des Teilchens auf das Elektron an. Des Weiteren treten bei Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit relativistische Effekte auf: Bei hohen Geschwindigkeiten des Teilchens wird seine Ladungsdichte durch die Lorentzkontraktion erhöht und somit steigt auch direkt sein transversales elektrisches Feld an. Als Folge dessen wird die Wahrscheinlichkeit größer, dass es zu einer Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und einem Elektron kommt. Das elektrische Feld des Teilchens wird allerdings durch die Atome des Materials abgeschirmt, wodurch der Effekt nicht beliebig groß werden kann. Dies wird in der Bethe-Bloch-Funktion mit der materialabhängigen Dichtekorrektur  $\delta(\beta)$  beschrieben.

Wird die Bethe-Bloch-Funktion nicht mehr in Abhängigkeit von  $\beta\gamma$  sondern vom Impuls dargestellt, wird jeder Wert der Bethe-Bloch-Funktion mit der Masse des Teilchens multipliziert, sodass die Massenunabhängigkeit der Funktion entfällt. Infolgedessen erhält jedes Teilchen eine eigene Impulsskala beziehungsweise Kurve und wird durch diesen spezifischen Energieverlust eindeutig charakterisiert.

Abbildung 3.5 zeigt den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke als Funktion des Impulses. Jedes dort dargestellte Teilchen folgt einem spezifischen Verlauf und ist somit eindeutig identifizierbar. In der TPC wird der Impuls der Teilchen aus dem Radius der Krümmung der Spur bestimmt (vergleiche Kapitel 3.2). Mit Hilfe der in den *Pads* detektierten Signale kann der Energieverlust des jeweiligen Teilchens bestimmt werden. Der Energieverlust unterliegt allerdings Schwankungen und kann somit nicht direkt zur Teilchenidentifizierung genutzt werden. Im folgenden Kapitel werden diese Schwankungen des Energieverlustes näher beschrieben und anschließend erläutert, wie aus den Ladungsinformationen der *Cluster* (vergleiche Kapitel 3.2) auf den spezifischen Energieverlust geschlossen werden kann und somit eine Teilchenidentifizierung durch die TPC ermöglicht wird.

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

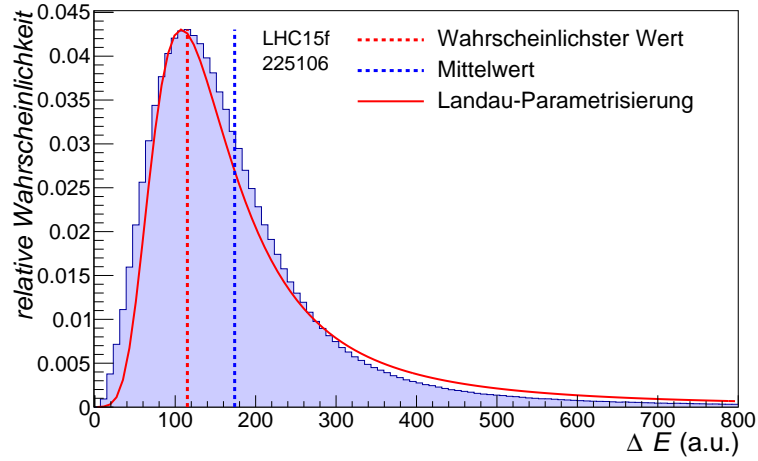


Abbildung 3.6: Die relative Wahrscheinlichkeit als Funktion des Energieverlustes zeigt aufgrund Fluktuationen und seltenen Prozessen mit hohem Energieübertrag eine asymmetrische Verteilung und wird durch die Landauverteilung beschrieben

#### 3.3.1 Fluktuationen des Energieverlustes

Der diskutierte Energieverlust für geladene Teilchen folgt durch statistische Fluktuationen und seltene Prozesse mit hohem Energieübertrag einer asymmetrischen Verteilung [Lan44, Vav57].

Der Energieübertrag auf ein Hüllenelektron bei einem Stoß liegt allgemein zwischen einem minimalen und maximalen Wert. Der minimale Wert ergibt sich aus der Energie, die mindestens aufgebracht werden muss, um ein Atom zu ionisieren oder anzuregen. Die maximale Energie wird bei einem zentralen Stoß vom Teilchen mit einem Hüllenelektron übertragen.

Bei diesen seltenen zentralen Stößen des Teilchens wird der Atomkern ionisiert und das frei werdende Elektron besitzt eine ausreichend hohe Energie, sodass es weitere Atome ionisieren kann. Die hochenergetischen Elektronen werden als Delta-Elektronen bezeichnet und bewirken, dass die Form der Verteilung des Energieverlustes in dünnen Schichten einer Gauß-Funktion mit einem Ausläufer zu größeren Werten des Energieverlustes entspricht. Diese Verteilung wird als Landauverteilung bezeichnet. Abbildung 3.6 zeigt mit experimentellen Werten (LHC15f 225106) und der zugehörigen Landau-Parametrisierung die relative Wahrscheinlichkeit als Funktion des Energieverlustes. In der Landauverteilung entspricht somit der durchschnittliche Wert des Energieverlustes (gestrichelte blaue Linie) nicht dem wahrscheinlichsten Wert (gestrichelte rote Linie) und ist relativ zu diesem nach rechts verschoben. Die Delta-Elektronen und Fluktuationen des Energieverlustes haben für die TPC negative Effekte: Delta-Elektronen können die Ortsauflösung der TPC negativ beeinflussen, da sie sich nicht zwangsläufig entlang der Spur des Teilchens bewegen. Stattdessen können sie sich vom Teilchen entfernen und auf diesem Weg durch Ionisation weitere Sekundärelektronen erzeugen, die von der TPC registriert werden und somit die Rekonstruktion der Spur des Teilchens verfälscht werden kann. Zudem kann der spezifische Energieverlust aufgrund der langen Ausläufer der Landauverteilung nicht durch die Bildung des Mittelwerts der in den *Pads* gemessenen Ladungen einer Spur ermittelt werden.

Im folgenden Kapitel wird die Methode erläutert, wie aus den Ladungen der *Cluster* einer Spur

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

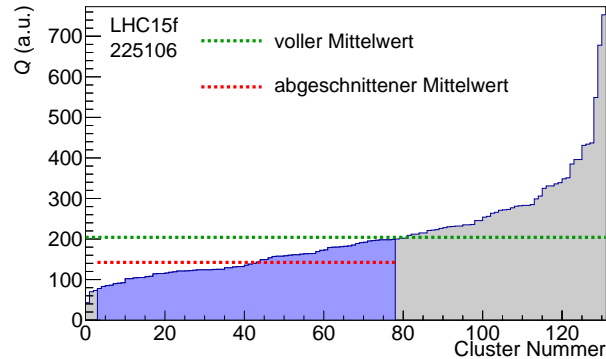


Abbildung 3.7: Die Ladungen der *Cluster* einer Spur nach der Höhe sortiert

der spezifische Energieverlust berechnet wird.

## 3.4 Berechnung des spezifischen Energieverlustes

Im folgenden Kapitel wird erläutert, wie aus den Ladungen der *Cluster* einer Spur der spezifische Energieverlust des jeweiligen Teilchens (TPC  $dE/dx$  Signal) berechnet wird.

Der Wert des Energieverlust von einem Teilchen für eine Wegstrecke  $dx$  ergibt sich unmittelbar aus der Ladung des *Clusters*. Der Wert für den Energieverlust unterliegt gewissen Schwankungen und wird durch die Landauverteilung beschrieben (vergleiche Kapitel 3.3.1). Deshalb gibt der Durchschnittswert aller gemessenen Ladungen einer Spur nicht den wahrscheinlichsten Wert für den Energieverlust eines Teilchens wieder und entspricht somit nicht dem theoretischen Wert aus der Bethe-Bloch-Formel. Dieses Problem wird gelöst, indem die Werte der Ladungen aller *Cluster* einer Teilchenspur nach ihrer Größe sortiert werden. Anschließend werden die oberen 40% und die unteren 2% dieser Verteilung bei der Berechnung des spezifischen Energieverlust vernachlässigt. Dies sorgt dafür, dass die durch seltene Prozesse (Delta-Elektronen) erzeugten hohen Werte des Energieverlustes nicht bei der Berechnung mit einbezogen werden. Anschließend wird aus den verbliebenen Ladungen der sogenannte abgeschnittene Mittelwert gebildet und abschließend verschiedene Korrekturen angewendet. Diese Korrekturen sorgen dafür, dass verschiedene Faktoren wie die *Pad*-Größe, die Gasverstärkung und die Hochspannungskathode zu unterschiedlichen Werten des gemessenen Energieverlust in den *Pads* führen, ausgeglichen werden.

In Abbildung 3.7 ist die Methode zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes anhand der *Cluster*-Ladungen einer Teilchenspur gezeigt: Die einzelnen *Cluster*-Ladungen werden nach ihrer Größe sortiert und die *Pads*, bei denen kein Cluster gefunden wird, werden ignoriert. Anschließend kann aus den Ladungen sowohl der abgeschnittenen Mittelwert (gestrichelte rote Linie) als auch der volle Mittelwert (gestrichelte grüne Linie) bestimmt werden. Wie bereits erwähnt zeigt Abbildung 3.5 den spezifischen Energieverlust als Funktion des Impulses. Neben den bereits erklärten Verläufen der verschiedenen Teilchen, werden dort die mit Hilfe der TPC rekonstruierten Werte des spezifischen Energieverlustes gezeigt.

Jedem *Cluster* kann eine totale und eine maximale Ladung zugeordnet werden (vergleiche Kapitel 3.2), wodurch sich zwei verschiedene Arten des TPC  $dE/dx$  Signals ergeben: Das TPC  $dE/dx$



### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

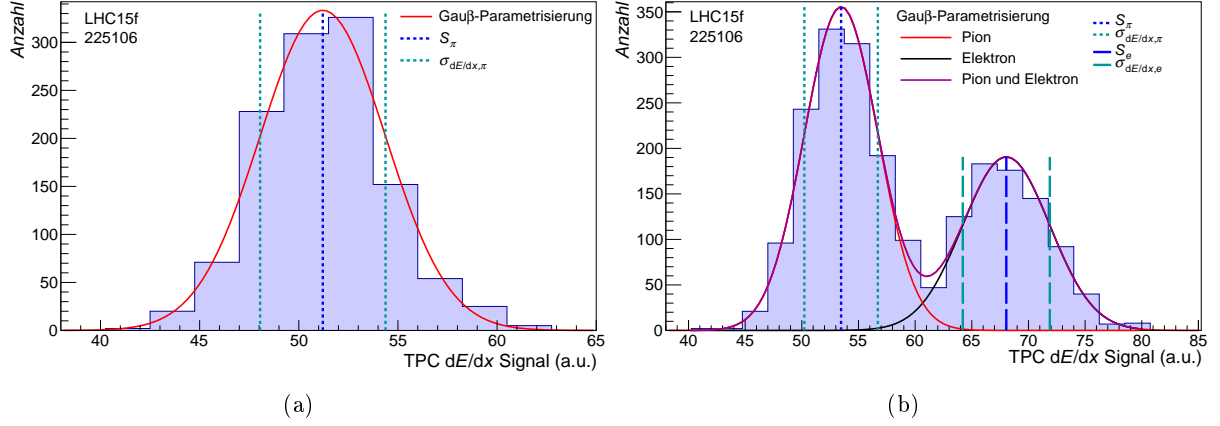


Abbildung 3.8: (a) Gauß-Parametrisierung für Pionen bei einem Impuls von 230 MeV/c, (b) Gauß-Parametrisierungen für Elektronen und Pionen bei einem Impuls von 220 MeV/c

Signal für die totale Ladung und für die maximale Ladung. Außerdem ergeben sich für die drei *Pad*-Regionen jeweils ein TPC  $dE/dx$  Signal.

Im folgenden Kapitel werden zwei Größen vorgestellt, mit deren Hilfe die Qualität der Teilchenidentifizierung durch die TPC bewertet werden kann.

### 3.5 Relative Auflösung und *separation power*

Für die Identifizierung der in der TPC gemessenen Spuren stellen die relative Energieauflösung, die im Folgenden als relative Auflösung bezeichnet wird, und die Unterscheidbarkeit von Teilchen die, sogenannte *separation power*, zwei entscheidende Größen dar [Kal12].

Der Verlauf des TPC  $dE/dx$  Signals einer Teilchensorte weist, durch statistische Fluktuationen und die Auflösung der TPC, eine Gauß-förmige Verteilung des Energieverlustes auf (vergleiche Kapitel 3.3.1). Somit kann der Erwartungswert sowie die Standardabweichung bestimmt werden. Abbildung 3.8a zeigt die Anzahl der identifizierten Pionen bei einem Impuls von ca. 230 MeV/c als Funktion des TPC  $dE/dx$  Signals, wobei die rote Kurve einer Gauß-Parametrisierung an die Werte entspricht. Aus dieser Gauß-Parametrisierung kann mit folgender Formel die relative Auflösung  $\sigma_i^{rel}$  für die Teilchensorte  $i$  berechnet werden:

$$\sigma_i^{rel}(p) = \frac{\sigma_{dE/dx,i}(p)}{S_i(p)} \quad (3.4)$$

$\sigma_{dE/dx,i}(p)$  Energieauflösung einer bestimmten Teilchensorte bei einem Impuls  $p$

$S_i(p)$  Mittlerer Energieverlust einer bestimmten Teilchensorte bei einem Impuls  $p$

Ein niedriger Wert der relativen Auflösung entspricht folglich einer guten Energieauflösung der TPC, wobei typische Werte der relativen Auflösung zwischen fünf und zehn Prozent liegen. Schwankungen der relativen Auflösung sind damit begründet, dass nicht immer identische experimentelle

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

Voraussetzungen herrschen und es dadurch zu Abweichungen der Temperatur, der Gasverstärkung, dem Driftfeld und dem verwendeten Gas kommen kann.

Wie beschrieben, weist das TPC  $dE/dx$  Signal für jede Teilchensorte eine gewisse Breite auf. Dadurch ist es möglich, dass sich zwei TPC  $dE/dx$  Signale verschiedener Teilchensorten überlagern oder nahe beieinander liegen, sodass es schwieriger wird, sie zu unterscheiden und zu identifizieren. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.8b beispielhaft für das TPC  $dE/dx$  Signal von Pionen und Elektronen bei einem Impuls von ca. 220 MeV/c gezeigt. Die rote Gauß-Parametrisierung zeigt die Verteilung der Pionen und die schwarze Gauß-Parametrisierung die entsprechende Verteilung der Elektronen. Die magentafarbene Gauß-Parametrisierung zeigt die Überlagerung beider TPC  $dE/dx$  Signale. Das TPC  $dE/dx$  Signal der Pionen und Elektronen liegt nahe beieinander und überlagert sich teilweise. Die Pionen und Elektronen, die sich im überlagernden Bereich der beiden Gauß-Kurven befinden, können folglich nicht eindeutig einem Teilchen zugeordnet werden. Als Folge dessen wird die Fähigkeit der TPC, Teilchen zu unterscheiden, in dem Bereich geringer. Die Größe des Effektes wird mit der genannten *separation power*  $D_{ij}(p)$  beschrieben, die für zwei verschiedene Teilchen der Sorte  $i$  und  $j$  definiert ist:

$$D_{ij}(p) = \frac{|S_i(p) - S_j(p)|}{\frac{1}{2}(\sigma_{dE/dx,i}(p) + \sigma_{dE/dx,j}(p))} \quad (3.5)$$

Somit wird der Abstand zweier Teilchensorten bezogen auf die Energieauflösung der TPC durch die *separation power* beschrieben.

Im nächsten Kapitel werden abschließend verschiedene Probleme, die bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signal auftreten, diskutiert und mögliche Ursachen erläutert.

## 3.6 Der spezifische Energieverlust von Elektronen und Pionen

Beim TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen treten bei niedrigen Teilchenimpulsen diverse Probleme zutage, die im Folgenden kurz erläutert werden.

In Abbildung 3.9a wird das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen bei Verwendung der maximalen *Cluster*-Ladung und in Abbildung 3.9b bei Verwendung der totalen *Cluster*-Ladung gezeigt (vergleiche Kapitel 3.4). Die schwarz eingezeichnete Kurve zeigt die erwarteten Werte aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung für Elektronen und die rot dargestellte Kurve die entsprechenden Werte für Pionen.

Das TPC  $dE/dx$  Signal der Pionen bei Verwendung der maximalen *Cluster*-Ladung folgt dem erwarteten Verlauf. Demgegenüber werden beim TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen kleinere Abweichungen zu den erwarteten Werten sichtbar, die mit ihrem Impulsbereich in Tabelle 3.2 zusammengefasst werden. Das TPC  $dE/dx$  Signal der totalen *Cluster*-Ladung weicht für Pionen leicht von der Bethe-Bloch-Parametrisierung ab, wohingegen beim TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen deutlich größere Abweichungen zu dem erwarteten Verlauf auftreten (vergleiche wieder Tabelle 3.2). Diese Abweichungen machen sich in einem deutlichen Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals zu niedrigen Impulsen bemerkbar.

In dieser Arbeit werden genauere Ursachen der Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals näher untersucht. Eine mögliche Ursache könnte ein fehlerhaftes *Splitten* von *Clustern* sein, dass im Folgenden

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

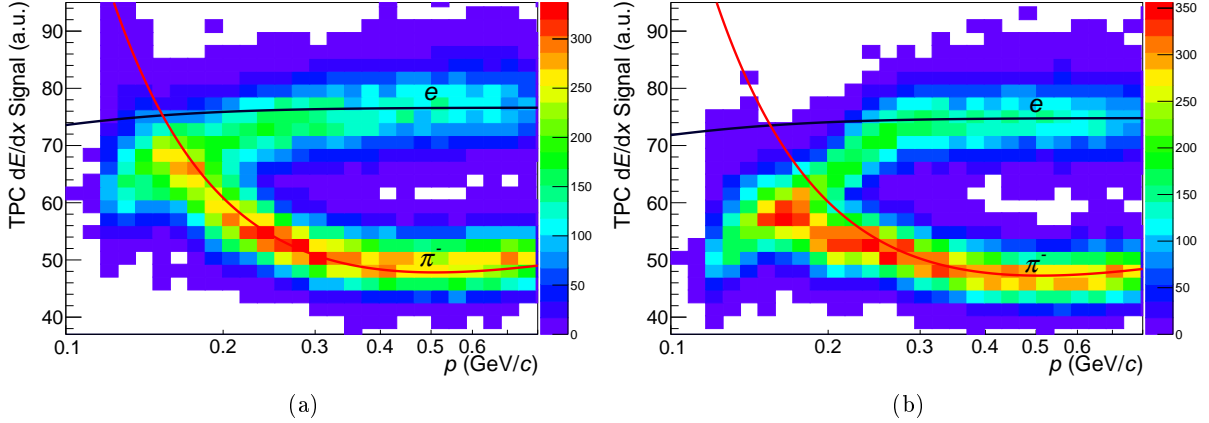


Abbildung 3.9: TPC  $dE/dx$  Signal von Elektronen und Pionen im Vergleich zu den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung für die a) maximale Ladung der *Cluster*, b) totale Ladung der *Cluster*

Art der <i>Cluster</i> -Ladung	Teilchen	Impulsbereich der Abweichungen in MeV/c	maximale Abweichung in a.u.	maximale Abweichung in %
maximale Ladung	Pionen	keine Abweichungen sichtbar	-	-
	Elektronen	300 - 120	10	17
totale Ladung	Pionen	230 - 120	10	15
	Elektronen	260 - 120	20	30

Tabelle 3.2: Abweichungen vom TPC  $dE/dx$  Signal für Elektronen und Pionen bei Verwendung der totalen beziehungsweise maximalen *Cluster*-Ladung

näher beschrieben wird [Wie16]. Der physikalische Hintergrund vom *Splitten* von *Clustern* wird in Kapitel 3.2 erläutert und ist zum Verständnis des fehlerhaften *Splittens* hilfreich. Teilchenspuren bewegen sich in der TPC bei niedrigeren Impulsen unter einem größeren Neigungswinkel  $\phi$  über die *Pad*-Reihen als Teilchenspuren mit größerem Impuls (vergleiche Kapitel 3.2). In Folge dessen verschiebt sich die induzierte Ladung eines Teilchens auf die jeweilige *Pad*-Reihe nach jedem Messintervall. Abbildung 3.10a stellt diesen Vorgang für drei Messzeiten vereinfacht dar. Dort zeigen die drei blauen Gauß-Verteilungen, die sich zu der rot gekennzeichneten addieren, die induzierten Ladungen auf benachbarte *Pads* bei drei aufeinanderfolgenden Messzeiten. Die gesamte Gauß-Verteilung nimmt im Vergleich zu einer Teilchenspur mit einem niedrigen Neigungswinkel eine breitere Verteilung an und besitzt eine ähnliche Form wie die überlagernde Gauß-Verteilung zweier überlappender Teilchenspuren (vergleiche Kapitel 3.2). Der Algorithmus, der im ALICE Analyse-Framework die *Cluster splittet*, erkennt die breitere Ladungsverteilung als eine Verteilung, die von zwei Teilchenspuren induziert wurde und *splittet* den *Cluster* fälschlicherweise, sodass eine zu niedrige Ladung den *Clustern* zugeordnet wird. Als Folge dessen könnte der, im ALICE Analyse-Framework berechnete, spezifische Energieverlust niedrigere Werte aufweisen und somit

### 3 Die ALICE Spurendriftkammer

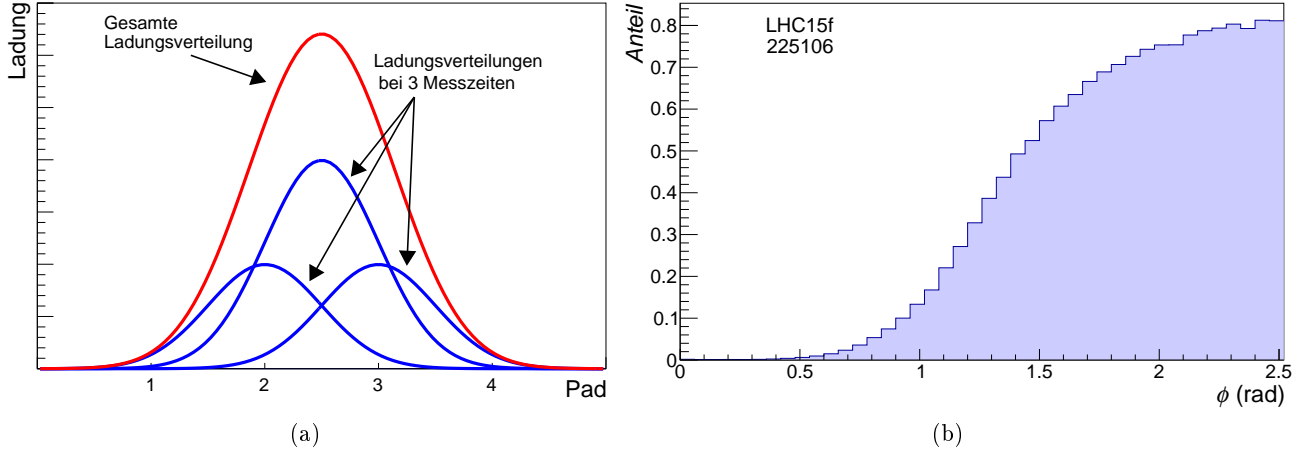


Abbildung 3.10: (a) Gauß-Verteilung der Ladungen in einem *Cluster* bei Teilchenspuren mit einem großen Neigungswinkel  $\phi$ , (b) Anteil an *gesplitteten Clustern* als Funktion vom Neigungswinkel  $\phi$

die Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals zur Bethe-Bloch-Parametrisierung verursachen.

In Abbildung 3.10b ist der Anteil der *gesplitteten Clustern* von den gesamten *Clustern* als Funktion des Neigungswinkels  $\phi$  dargestellt. Der Verlauf dieser Verteilung nimmt die Form einer logistischen Funktion an, mit einer maximalen Anzahl an *gesplitteten Clustern* von 80% bei einem Neigungswinkel  $\phi$  von ca. 2,5 rad, womit das theoretisch beschriebene fehlerhafte *Splitten* von *Clustern* bei einem großen Neigungswinkel mit gemessenen Daten (LHC15f 225106) gezeigt wird.

Im folgenden Teil dieser Arbeit werden die beschriebenen Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signal näher analysiert. Für diese Untersuchungen wird das TPC  $dE/dx$  Signal bei Verwendung der totalen *Cluster*-Ladung betrachtet, da dort sehr starke Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung auftreten (siehe Tabelle 3.2) und es sich somit für eine genauere Analyse eignet. Um die Abweichungen der Werte des TPC  $dE/dx$  Signals untersuchen zu können, müssen zuerst Elektronen und Pionen eindeutig selektiert werden, damit ihr TPC  $dE/dx$  Signal unabhängig voneinander betrachtet werden kann. Anschließend können die selektierten Daten der Elektronen und Pionen näher untersucht werden, sodass verschiedene Korrekturen entwickelt werden können, die die Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals beheben. Die Auswirkungen dieser Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal werden im Anschluss analysiert und mit Hilfe der in Kapitel 3.5 beschriebenen Größen wird die Qualität des jeweiligen TPC  $dE/dx$  Signals bewertet.

# 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

## 4.1 Auswahl der Daten

Die im ALICE-Experiment aufgenommenen Messdaten werden üblicherweise nach dem Jahr und der Periode, in denen sie gemessen werden, gemäß folgendem Schema gespeichert: LHC[Jahr][Periode]. Eine Periode entspricht einem Zeitraum von ungefähr einem Monat. Jede Periode wird wiederum in Messzeiten, *runs*, eingeteilt, die mit einer laufenden Nummer eindeutig zugeordnet werden können. Die Daten, die in der hier vorgestellten Analyse verwendet werden, stammen aus dem Datensatz LHC15, der Periode f und aus dem *run* 225106.

### 4.1.1 Selektion der Pionen und Elektronen

Die untersuchten Messdaten der Pionen werden mit Hilfe von  $\Lambda^0$ ,  $\bar{\Lambda}^0$  und  $K^0$  Zerfällen selektiert:

Mutterteilchen	Tochterteilchen
$\Lambda^0$	$p^+ + \pi^-$
$\bar{\Lambda}^0$	$p^- + \pi^+$
$K^0$	$\pi^+ + \pi^-$

Tabelle 4.1: Zerfallsschema der  $V^0$ -Teilchen [Pat16]

Eine Besonderheit dieser Selektionsmethode kann darin gesehen werden, dass sie anhand von Teilchenimpulsen durchgeführt werden kann und somit durch Messdaten der TPC ermöglicht wird.

Bedingt durch die kurzen Lebenszeiten der Mutterteilchen liegt die Größenordnung ihrer zurückgelegten Strecke im Zentimeterbereich, sodass sie nach ihrem Entstehen in der Teilchenkollision die TPC nicht mehr erreichen können. Stattdessen durchqueren die beiden Tochterteilchen die TPC, in der sie aufgrund ihrer entgegengesetzten elektrischen Ladungen eine V-förmige Spur bilden und somit ihren instabilen Mutterteilchen den Namen „ $V^0$ -Teilchen“ verleihen.

Die in der Analyse verwendeten Messdaten der Elektronen werden mit Hilfe von hochenergetischen Photonen selektiert. Diese Photonen werden im Folgenden als  $V^0$ -Teilchen behandelt, obwohl sie nicht wie das  $\Lambda^0$ ,  $\bar{\Lambda}^0$  und  $K^0$  über die schwache Wechselwirkung zerfallen können. Stattdessen können hochenergetische Photonen ein Elektron-Positron-Paar über Konversion erzeugen, das in der TPC den typischen V-förmigen Verlauf aufweist.

Falls die  $V^0$ -Teilchen die TPC erreichen würden, könnten sie aufgrund ihrer elektrisch neutralen Ladung nicht an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen und somit nicht in der TPC

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

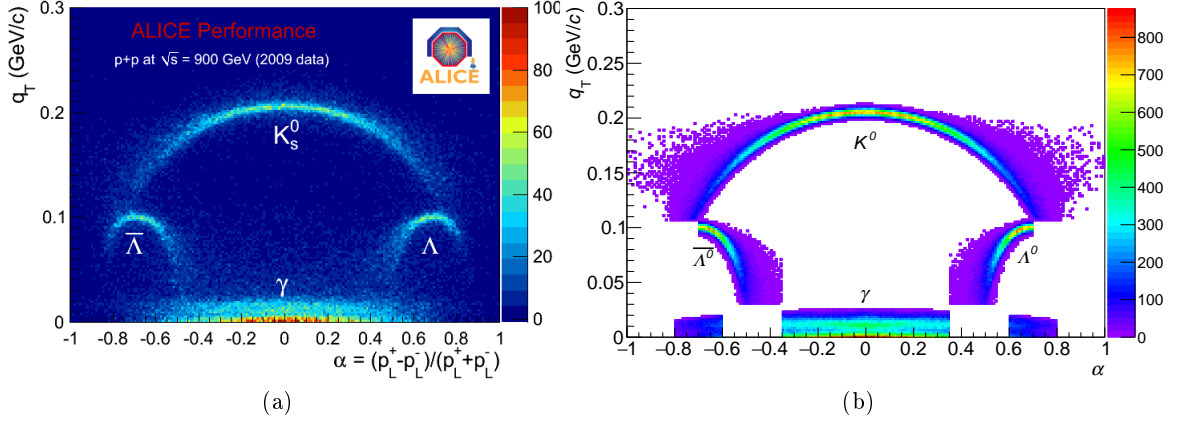


Abbildung 4.1: (a) Armenteros-Podolanski-Plot [Lip12], (b) Armenteros-Podolanski-Plot mit dem die in der Analyse verwendeten Elektronen und Pionen extrahiert werden [Wie16]

detektiert werden.  $V^0$ -Teilchen können jedoch in der TPC anhand ihrer geladenen Tochterteilchen identifiziert werden. Hierzu wird der Viererimpuls des  $V^0$ -Teilchens aus der Summe der Viererimpulse der beiden Tochterteilchen rekonstruiert. Anschließend kann mit Hilfe des Viererimpuls des  $V^0$ -Teilchens auf den Transversalimpuls und Longitudinalimpuls des jeweiligen Tochterteilchens geschlossen werden. Der Transversalimpuls des Tochterteilchens stellt die Komponente des Impulses dar, die senkrecht zum ursprünglichen  $V^0$ -Teilchen steht. Der Longitudinalimpuls  $p_L^+$  des positiv beziehungsweise  $p_L^-$  des negativ geladenen Tochterteilchens beschreibt analog dazu die parallele Komponente. Abbildung 4.1a zeigt den Transversalimpuls  $q_T$  des positiv geladenen Tochterteilchens als Funktion der Zerfallssymmetrie  $\alpha$ .

Die Zerfallssymmetrie definiert, wie symmetrisch sich die beiden Tochterteilchen bezüglich ihres Longitudinalimpulses verhalten und wird wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-} \quad (4.1)$$

Eine so erstellte Darstellung, wird als Armenteros-Podolanski-Plot bezeichnet [Pod53]. In dem Plot liegen die  $V^0$ -Zerfälle auf Ellipsen, die durch die Teilchenmassen und Geschwindigkeiten der Tochterteilchen bestimmt werden [Tho53]. Der Verlauf der verschiedenen Ellipsen für die  $V^0$ -Zerfälle im Armenteros-Podolanski-Plot lässt sich mit Hilfe der Tochterteilchen veranschaulichen: Photonen zerfallen ebenso wie Kaonen in zwei Teilchen gleicher Masse, wodurch die Impulse der Tochterteilchen im Mittel eine gleichmäßige Verteilung annehmen und somit eine symmetrische Zerfallssymmetrie um den Ursprung vorliegt. Das  $\Lambda^0$  und das  $\bar{\Lambda}^0$  zerfallen in ein  $p^\pm$  und ein  $\pi^\mp$ . Bei diesen beiden Zerfällen trägt der Longitudinalimpuls vom  $p^\pm$  einen größeren Anteil, da das  $p^\pm$  eine größere Masse als das  $\pi^\pm$  aufweist. Damit nimmt die Zerfallssymmetrie einen asymmetrischen Verlauf an und die Ellipsen der Zerfälle werden verschoben. Einige Ellipsen überlappen in bestimmten Bereichen, wodurch es nicht mehr möglich wird, die Tochterteilchen einem bestimmten Zerfall zuzuordnen. Aus diesem Grund werden die Tochterteilchen, bei denen die Zuordnung zu ei-

## 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

nem Zerfall nicht eindeutig gegeben ist, ausgeschlossen. Dies wird in Abbildung 4.1b gezeigt. Diese Schnitte werden im ALICE Analyse-*Framework* standardmäßig angewendet. Alle in diesem Plot eingetragenen Zerfälle können folglich ihrem Mutterteilchen zugeordnet werden, sodass anhand des Zerfallsschemas des jeweiligen Mutterteilchens (vergleiche Tabelle 4.1) auf die beiden Tochterteilchen geschlossen werden kann. Des Weiteren weisen die beiden Tochterteilchen aufgrund ihrer entgegengesetzten Ladung in der TPC eine charakteristische Krümmung auf, sodass den beiden Spuren der Tochterteilchen die jeweilige Ladung und somit die Teilchensorte zugeordnet werden kann. Mit dieser Methode können sowohl Elektronen als auch Pionen einzeln und ohne Verunreinigung von anderen Teilchen untersucht werden. Ebenso werden die Daten für die Analyse der Elektronen und Pionen über das ALICE Analyse-*Framework* bereitgestellt [Wie16].

Die Pseudorapidität  $\eta$  entspricht einer Koordinate relativ zur Strahle Achse und ist mit dem Polarwinkel  $\theta$  definiert:  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ . Bei der Analyse werden nur Elektronen und Pionen bei einer Pseudorapidität  $\eta < 0,13$  untersucht, da somit eventuelle Effekte bei größerer Pseudorapidität vernachlässigt werden.

Nachdem die Elektronen und Pionen selektiert sind, werden im folgenden Kapitel ihre Messdaten unabhängig voneinander untersucht und die in Kapitel 3.6 beschriebenen Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals zur Bethe-Bloch-Parametrisierung näher betrachtet.

### 4.2 Analyse des spezifischen Energieverlustes für Elektronen und Pionen

Im folgenden Kapitel wird das TPC  $dE/dx$  Signal der selektierten Elektronen und Pionen (vergleiche Kapitel 4.1.1) in den einzelnen *Pad*-Regionen (siehe Tabelle 3.1) betrachtet und näher untersucht. Hierfür wird im Folgenden, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, stets das TPC  $dE/dx$  Signal der totalen *Cluster*-Ladung verwendet. In Abbildung 4.2a, 4.2c und 4.2e werden die TPC  $dE/dx$  Signale der Elektronen und analog dazu in Abbildung 4.2b, 4.2d und 4.2f die entsprechenden Verläufe der Pionen für die drei verschiedenen *Pad*-Regionen in Abhängigkeit von den Impulsen der jeweiligen Teilchen gezeigt. Die schwarz eingezeichnete Kurve zeigt die erwarteten Werte für die Elektronen aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung und die rote Kurve die entsprechenden Werte der Pionen. Dadurch können die experimentellen mit den erwarteten Werten leicht verglichen werden und Abweichungen zwischen diesen somit sichtbar gemacht werden. Die in Kapitel 3.6 beschriebenen Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals treten in den hier dargestellten Abbildungen nur bei Impulsen  $p < 300$  MeV/ $c$  auf. Der genaue Wert hängt jedoch im Einzelnen von der jeweiligen *Pad*-Region ab. In Tabelle 4.2 wird der Impulsbereich, bei dem Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung auftreten und die Höhe der maximalen Abweichung für die jeweilige *Pad*-Region des jeweiligen Teilchens zusammengefasst. Interessante Aspekte sind hierbei, dass sowohl das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals für die beiden OROC Regionen im Vergleich zur IROC sehr viel stärker ausfällt als auch, dass die Werte des TPC  $dE/dx$  Signals der OROC2 nur bis  $p \approx 180$  MeV/ $c$  reichen. Demgegenüber liegen die niedrigsten Impulse der in der TPC rekonstruierten Elektronen und Pionen in der IROC und OROC1 bei  $p \approx 120$  MeV/ $c$ .

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

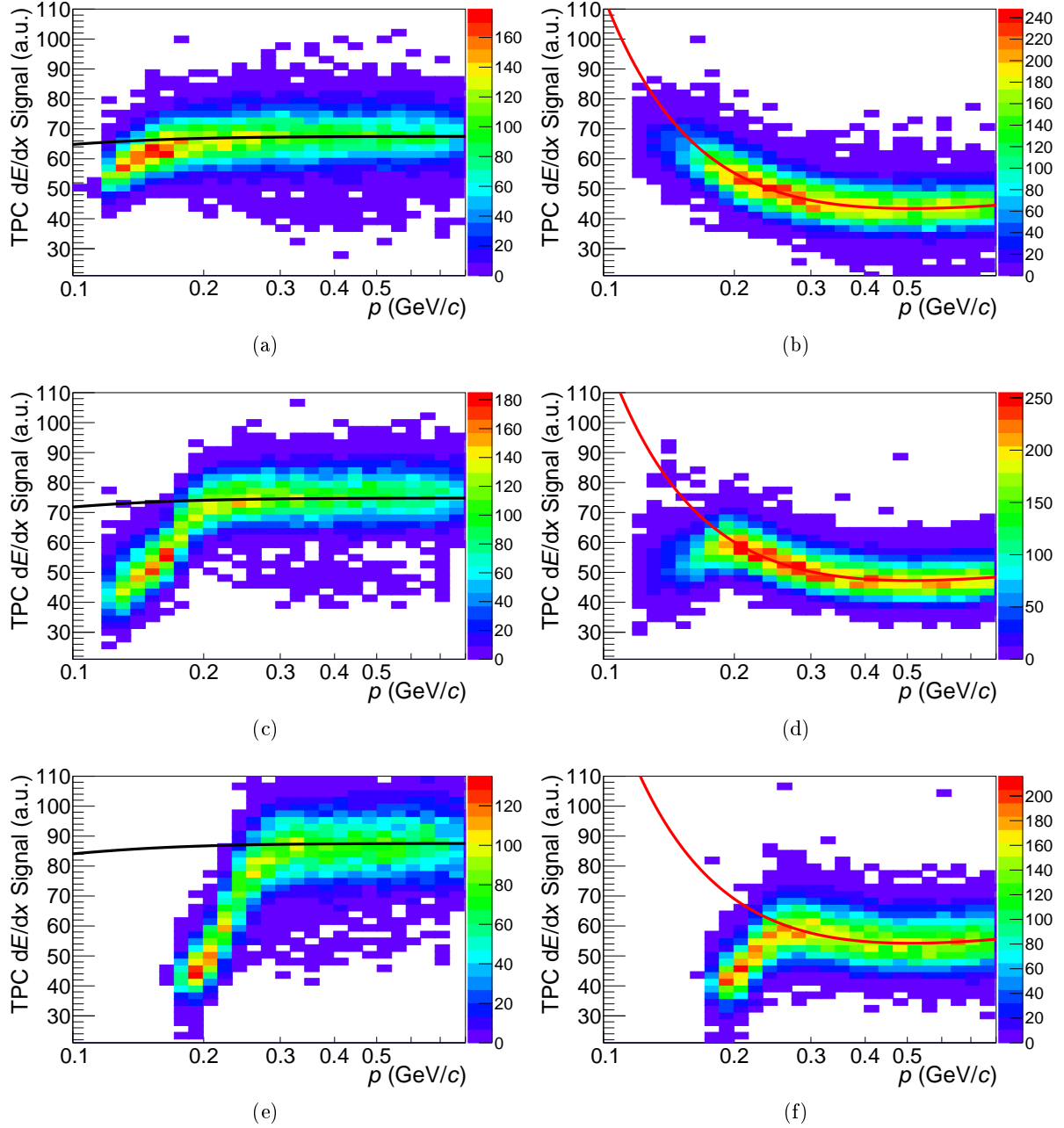


Abbildung 4.2: TPC  $dE/dx$  Signal mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung (schwarze Kurve: Elektronen, rote Kurve: Pionen) in der *Pad*-Region IROC (a), OROC1 (c), OROC2 (e) für Elektronen, IROC (b), OROC1 (d), OROC2 (f) für Pionen



#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

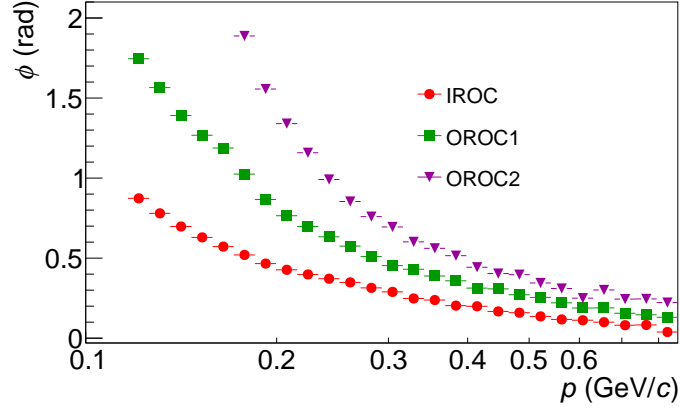


Abbildung 4.3: Mittlere Neigungswinkel  $\phi$  der Teilchen für die verschiedenen *Pad*-Regionen als Funktion des Impulses

Teilchen	<i>Pad</i> -Region	Impulsbereich der Abweichungen in MeV/ <i>c</i>	Maximale Abweichung in a.u.	Maximale prozentuale Abweichung
Elektronen	IROC	170 bis 120	10	15
	OROC1	200 bis 120	30	41
	OROC2	280 bis 180	44	51
Pionen	IROC	160 bis 120	14	17
	OROC1	190 bis 120	36	42
	OROC2	260 bis 180	35	46

Tabelle 4.2: Abweichungen vom TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen in den *Pad*-Regionen von den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung

Die Ursache für diesen Sachverhalt kann wie folgt erklärt werden: Aus Gleichung 3.2 folgt, dass der Radius der Flugbahn eines Teilchens bei niedrigeren Impulsen kleiner wird. Falls der Radius so klein wird, dass sich bei der Berechnung des spezifischen Energieverlustes in einer *Pad*-Region weniger als zehn *Cluster* von einer Spur befinden, wird in dem ALICE Analyse-*Framework* kein Wert für den spezifischen Energieverlust ausgegeben [ALI17c]. Dieser minimale Radius wird mit  $r_{Min}$  bezeichnet. Für Teilchen bei niedriger Pseudorapidität ( $\sin(\alpha) \approx 1$ ) ergibt sich nach Gleichung 3.2 für den Impuls  $p_{tMin}$ :

$$p_{tMin} = 0,3Br_{Min} \quad (4.2)$$

Der Radius  $r_{Min}$  berechnet sich für die OROC2 aus dem Radius der TPC abzüglich der Länge von 22 *Pad*-Reihen der OROC2 ( $(2,5m - 22 * 0,015m)/2 \approx 1,1m$ ). Damit folgt aus Gleichung 4.2 und einem Magnetfeld von 0,5 T, dass der Transversalimpuls bei  $p_{tMin} \approx 165$  MeV/*c* liegt. Für die OROC1 und die IROC ergibt sich entsprechend  $p_{tMin} \approx 110$  MeV/*c* beziehungsweise  $p_{tMin} \approx 75$  MeV/*c*.

In Abbildung 4.3 werden die mittleren Neigungswinkel  $\phi$  (vergleiche Kapitel 3.2) der Teilchen in der jeweiligen *Pad*-Regionen in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt. Es zeigt sich, dass der mittlere Neigungswinkel zu niedrigeren Impulsen hin ansteigt. Dieser Effekt kann mit Hilfe von Gleichung

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

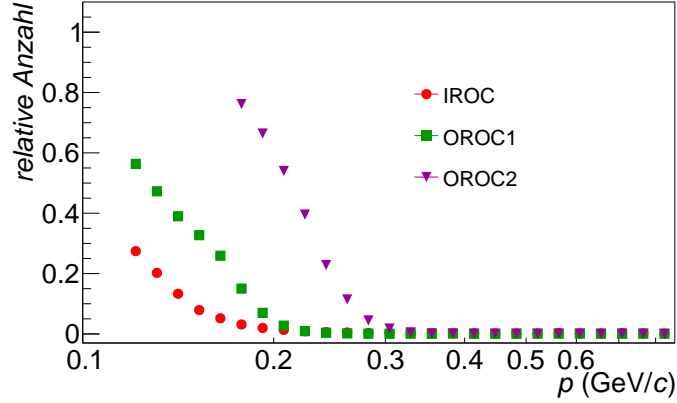


Abbildung 4.4: Relative Anzahl der *gesplitteten Cluster* der Elektronen in der jeweiligen *Pad*-Region als Funktion des Teilchenimpulses

3.2 erklärt werden. Aus dieser Gleichung folgt: Je niedriger der Impuls eines elektrisch geladenen Teilchens ist, welches sich in einem Magnetfeld bewegt, desto stärker wird es abgelenkt. Durch den Vergleich der Winkel in der OROC1 und OROC2 mit den Winkeln in der IROC zeigt sich, dass die Winkel in der OROC1 ungefähr um einen Faktor 2 und die Winkel in der OROC2 um einen Faktor 2,5 bis 3,5 größer ausfallen als in der IROC. Die zu äußeren *Pad*-Regionen größer werdenden Neigungswinkel könnten die Ursache für die unterschiedliche Höhe des Abfallens des TPC  $dE/dx$  Signals darstellen. Des Weiteren liegt der maximale Durchschnittswert des Neigungswinkels in der IROC bei ungefähr 0,9 rad. Der entsprechende Wert der OROC1 liegt hingegen bei etwa 1,8 rad und der Wert der OROC2 bei 1,9 rad. Die maximale Anzahl an *gesplitteten Clustern* aufgrund des Neigungswinkels für die jeweiligen maximalen Winkel betragen in der IROC ca. 10%, in der OROC1 70% und in der OROC2 72% (vergleiche Abbildung 3.10b). Die *gesplitteten Cluster* der beiden OROC Regionen tragen folglich einen größeren Teil zum TPC  $dE/dx$  Signal als die *gesplitteten Cluster* der IROC bei. Daraus lässt sich schließen, dass *gesplittete Cluster* beziehungsweise der Neigungswinkel der Teilchenspuren das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals bei niedrigen Impulsen verursachen könnten.

In Abbildung 4.4 ist für jede *Pad*-Region die relative Anzahl der *gesplitteten Cluster* als Funktion vom Impuls der Elektronen aufgetragen. In der IROC beziehungsweise in der OROC1 steigt die relative Anzahl der *gesplitteten Cluster* in einem Impulsbereich von ca. 200 MeV/c bis 120 MeV/c von ca. 0,1% auf bis zu 30% beziehungsweise 60% an. Der Anstieg der *gesplitteten Cluster* in der OROC2 beginnt im Gegensatz zu den anderen beiden *Pad*-Regionen schon bei Impulsen von 300 MeV/c und steigt hier mit einem Anteil an *gesplitteten Cluster* von bis zu 80% am stärksten an. Im Impulsbereich des Abfallens tragen folglich im Allgemeinen deutlich mehr *gesplittete Cluster* zum TPC  $dE/dx$  Signal bei als bei Teilchenimpulsen, die über dem Impuls des jeweiligen Abfallens liegen.

Im folgenden Kapitel werden auf Basis der genannten möglichen Ursachen für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals drei mögliche Korrekturen vorgestellt, welche die Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung beheben könnten.

### 4.3 Korrekturen zur Behebung des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Das im vorherigen Kapitel diskutierte Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals soll im Folgenden nach Anwendung von drei verschiedenen Korrekturen untersucht werden.

Die Vermutung für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals wird in Kapitel 4.2 dargelegt. Es kann angenommen werden, dass das Abfallen durch *gesplittete Cluster* und somit durch den Algorithmus, der die *Cluster splittet*, ausgelöst wird. Durch das *Splitten* von *Clustern* bei einem hohen Neigungswinkel wird fälschlicherweise ein Teil der Ladung abgespalten (vergleiche Kapitel 3.6), sodass die These für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals darin besteht, dass die zu niedrige Ladung in den fälschlicherweise *gesplitteten Clustern* das Abfallen der Werte des spezifischen Energieverlustes verursacht. Dieser Sachverhalt soll mit Hilfe der Korrekturen überprüft und wenn möglich behoben werden.

Da das fehlerhafte *Splitten* von *Clustern* nur bei großen Neigungswinkeln  $\phi$  auftritt, entfernt die erste Korrekturmethode bei der Berechnung des spezifischen Energieverlustes alle *Cluster*, bei denen der Neigungswinkel einen größeren Wert als  $\phi_c$  aufweist. Der Winkel  $\phi_c$  wird mit Hilfe des maximalen mittleren Neigungswinkels in der IROC mit 1 rad abgeschätzt (vergleiche Abbildung 4.3). In der IROC tritt nur ein sehr geringes Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals auf (siehe Kapitel 4.2), sodass angenommen werden kann, dass Cluster bei denen der Neigungswinkel über 1 rad liegt, problematisch sein könnten. Bei dem Winkel  $\phi_c$  beträgt die maximale Anzahl der *gesplitteten Cluster* aufgrund des Neigungswinkels 13% und bei größeren Winkeln als  $\phi_c$  steigt die Anzahl der *gesplitteten Cluster* logarithmisch an (vergleiche Abbildung 3.10b). Aus den hier gewonnenen Erkenntnissen lässt sich für die erste Korrekturmethode ableiten, dass die Winkel bei denen der Anteil an *gesplitteten Clustern* mehr als ca. 13% beträgt, nicht mehr bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals berücksichtigt werden und somit der Anteil der *gesplitteten Cluster* einen niedrigeren Einfluss auf das TPC  $dE/dx$  Signal besitzt.

Wie zu Beginn dieses Kapitels erläutert, liegt die Vermutung nahe, dass *gesplittete Cluster* das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals verursachen. Infolgedessen modifizieren zwei weitere Korrekturen die Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals, indem sie unmittelbar auf die *gesplitteten Cluster* eingehen.

Die zweite Korrekturmethode entfernt aus der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals alle *gesplitteten Cluster*, sodass diese nicht mehr zum TPC  $dE/dx$  Signal beitragen. Als Folge dessen entfallen im ALICE Analyse-Framework unmittelbar alle möglichen Auswirkungen von dem für das *Splitten* der *Cluster* zugehörigen Algorithmus auf das TPC  $dE/dx$  Signal.

Die dritte Korrekturmethode entfernt im Gegensatz zu den anderen beiden Methoden keine *Cluster*, sondern multipliziert die Ladung, die bei dem *Splitten* der *Cluster* entfernt wird, wieder auf die *Cluster*-Ladung zurück. Hierbei sei angemerkt, dass diese Korrektur als die Beste angesehen wird, vorausgesetzt die abgespaltene Ladung *gesplitteter Cluster* verursacht das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals. Die These hierfür folgt aus der Überlegung, dass das fehlerhafte *Splitten* der *Cluster* durch diese Korrektur rückgängig gemacht wird. Des Weiteren werden bei dieser Korrekturmethode keine *Cluster* bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals vernachlässigt.

Im folgendem Kapitel erfolgt anhand der Auswirkungen der Korrekturen auf die *Cluster* einer einzelnen Teilchenspur ein detaillierterer Einblick auf die Auswirkungen der Korrekturen.

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

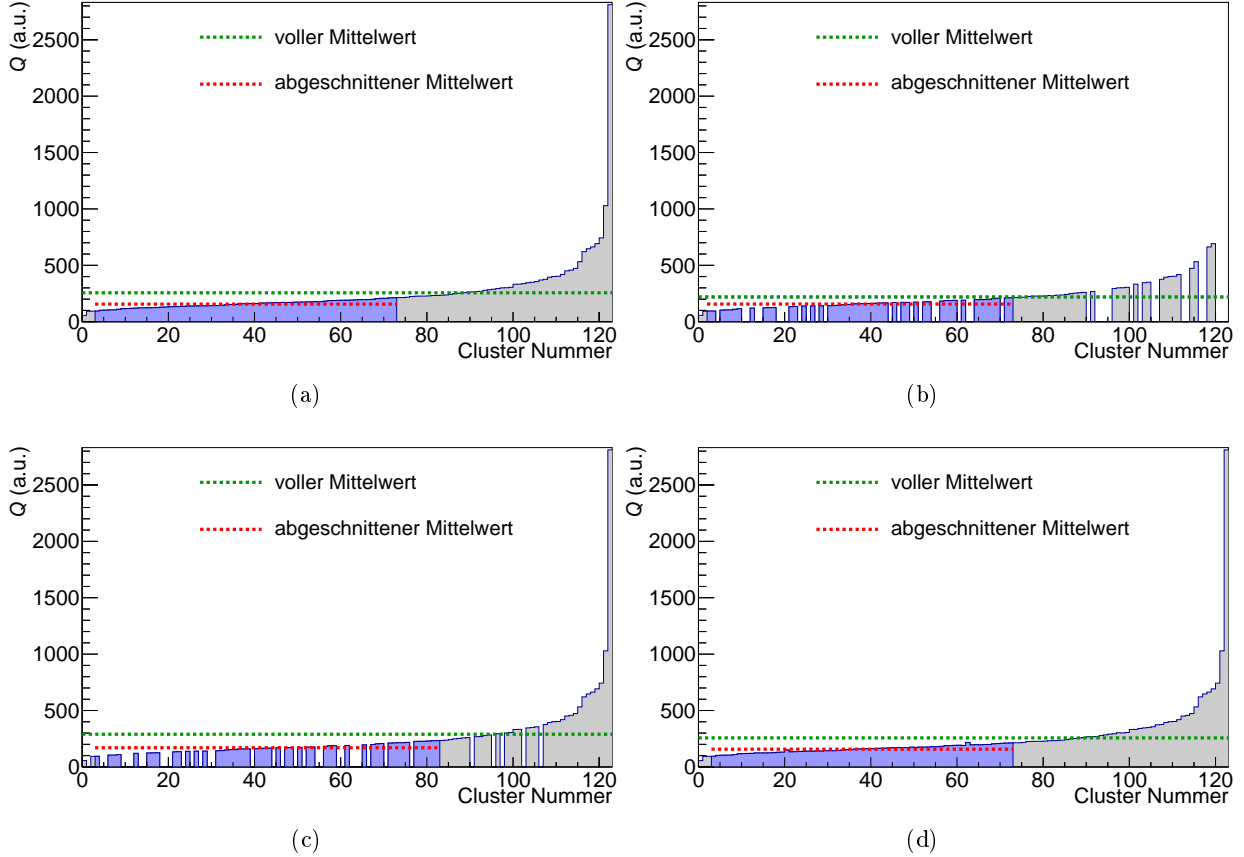


Abbildung 4.5: Die Ladungen ohne Anwendung einer Korrektur werden gezeigt (a). Die Auswirkungen der ersten Korrekturmethode (b), der zweiten Korrekturmethode (c), der dritten Korrekturmethode (d) auf die Ladungen einer Teilchenspur von Elektronen werden zusammen mit dem daraus resultierende vollen (gestrichelte grüne Linie) als auch abgeschnittenen (gestrichelte rote Linie) Mittelwert der Ladungen gezeigt.

### 4.4 Auswirkungen der Korrekturen auf die Ladungen einzelner Spuren

Im folgenden Kapitel werden die Auswirkungen der drei Korrekturen (vergleiche Kapitel 4.3) auf die Berechnung des spezifischen Energieverlustes anhand einer einzelnen Teilchenspur diskutiert. So wird die Wirkungsweise der verschiedenen Korrekturen anschaulich dargestellt und ihre Funktionsfähigkeit überprüft. Hierfür wird eine Teilchenspur ausgewählt, die möglichst viele *gesplittete Cluster* enthält, einen niedrigen Impuls aufweist und deren *Cluster* in allen *Pad*-Regionen enthalten sind. Die im folgenden näher diskutierte Spur, stammt von einem Elektron mit einem Impuls von ca. 168 MeV/c. Die Anzahl der gefundenen *Cluster* beträgt 123 und die Zahl der *gesplitteten Cluster* liegt bei 36.

Abbildung 4.5 zeigt die Ladungen der gefundenen *Cluster* nach ihrer Größe sortiert, wobei in Ab-

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Teilchen	Impuls in MeV/ $c$	Anzahl der <i>Cluster</i>	Anzahl <i>gesplitteter</i> <i>Cluster</i>	abgeschnittener Mittelwert nach Korrektur						
				ohne in a.u.	1 in		2 in		3 in	
				a.u.	a.u.	%	a.u.	%	a.u.	%
Elektron	168	123	36	156	157	+0,6	170	+8,9	157	+0,6
	171	123	26	155	144	-7,1	166	+7,1	156	+0,6
	161	111	33	153	147	-4,1	152	-0,7	154	+0,6
Pion	206	111	31	121	117	-3,3	135	+11,6	122	+0,8
	179	129	28	130	117	-10,0	129	-0,8	131	+0,8
	190	133	29	133	125	-0,6	142	+6,8	134	+0,8

Tabelle 4.3: Auswirkungen der Korrekturen auf den abgeschnittenen Mittelwert einzelner Teilchenspuren

bildung 4.5a keine und in Abbildung 4.5b, 4.5c und 4.5d jeweils eine andere Korrektur auf die Ladungen angewendet wird. Die gestrichelte grüne Linie stellt in den Abbildungen den vollen Mittelwert aller Ladungen dar und die gestrichelte rote Linie zeigt den abgeschnittenen Mittelwert (spezifischen Energieverlust) der Ladungen (vergleiche Kapitel 3.4).

Bei Anwendung der ersten Korrekturmethode fehlen einige Ladungen im Vergleich zur unkorrigierten Verteilung. Für die fehlenden Ladungen muss folglich gelten, dass sich bei den zugehörigen *Pads* das Teilchen mit einem Neigungswinkel  $\phi > 1$  über die entsprechende *Pad*-Reihe bewegt. Als Folge dessen ändert sich unmittelbar sowohl der volle als auch der abgeschnittene Mittelwert der Ladungen. Der für physikalische Analysen wichtigere abgeschnittene Mittelwert, der dem spezifischen Energieverlust entspricht, erhöht sich für diese Teilchenspur von 156 a.u. auf 157 a.u. (+0,6%).

Bei Anwendung der zweiten Korrektur fehlen wie bei der ersten Korrektur einige Ladungen. Für die fehlenden Ladungen gilt, dass der zugehörige *Cluster* gesplittet ist und somit nicht mehr bei der Berechnung des spezifischen Energieverlustes mit einbezogen wird. Der abgeschnittene Mittelwert beträgt in diesem Fall 170 a.u. und erhöht sich somit im Vergleich zum unkorrigierten Mittelwert um 14 a.u. (+9%). Bei Anwendung der dritten Korrekturmethode wird bei den *gesplitteten Clustern* die ursprüngliche Ladung vor dem *Splitten* der *Cluster* wiederhergestellt. Im Vergleich zu den unkorrigierten Ladungen wird jedoch erkennbar, dass die Änderungen der Ladungen durch die dritte Methode nur marginal ausfallen und sich sowohl der abgeschnittene als auch der volle Mittelwert der Ladungen kaum ändert, da bei der Teilchenspur zwar 29% der *Cluster gesplittet* sind, der durchschnittliche Typ (vergleiche Kapitel 3.2) der *gesplitteten Cluster* mit einem Wert von 6 (+3% der ursprünglichen Ladung) allerdings sehr niedrig ausfällt. Als Folge dessen unterscheidet sich im Mittel die ursprüngliche Ladung der *Cluster* nur in einem einstelligen Prozentbereich von den *gesplitteten Clustern*. Für die hier ausgewählte Teilchenspur beträgt der abgeschnittene Mittelwert der Ladungen 157 a.u. und unterscheidet sich somit um 1 a.u. (+0,6%) vom unkorrigierten Mittelwert.

Tabelle 4.3 zeigt für die jeweilige Teilchenspur den Impuls des Teilchens, die Anzahl der *Cluster*, die Anzahl der *gesplitteten Cluster*, den spezifischen Energieverlust nach Anwendung der Korrekturen und die prozentuale Änderung des spezifischen Energieverlust im Vergleich zur Teilchenspur bei der keine Korrektur angewendet wird.

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Nach Anwendung der ersten Korrektur liegt der abgeschnittene Mittelwert tendenziell niedriger als der unkorrigierte Mittelwert. Im Gegensatz dazu, liegen die Werte des abgeschnittenen Mittelwerts nach Anwendung der zweiten Korrektur eher etwas höher. Die dritte Korrektur zeigt eine Erhöhung des abgeschnittenen Mittelwerts um ca. 1 a.u.. Hierbei sei angemerkt, dass die Beobachtungen nicht repräsentativ für alle Teilchenspuren stehen, da nur sechs Teilchenspuren untersucht werden. Vielmehr zeigt sich, dass alle drei Korrekturen den abgeschnittenen Mittelwert, also den spezifischen Energieverlust, für die meisten Teilchenspuren verändern. Die Änderungen fallen für die verschiedenen Methoden und Teilchenspuren unterschiedlich stark aus, sodass angenommen werden kann, dass die Auswirkungen der Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal unterschiedliche Ergebnisse zeigen. Des Weiteren ist zu erwarten, dass sich die relative Auflösung (vergleiche Kapitel 3.5) des TPC  $dE/dx$  Signals bei Anwendung der ersten und zweiten Korrekturmethode ändern wird, da bei diesen Korrekturen weniger *Cluster* bei der Berechnung des spezifischen Energieverlustes verwendet werden. Die niedrigere Statistik kann zu größeren Fluktuationen des spezifischen Energieverlustes einzelner Teilchenspuren führen und somit in einer schlechteren Energieauflösung der TPC resultieren. Zudem verändert sich der mittlere Energieverlust des TPC  $dE/dx$  Signals und trägt zusammen mit der Energieauflösung dazu bei, dass sich die relative Auflösung gemäß Gleichung 3.4 ändert. Es kann angenommen werden, dass die Auswirkungen der dritten Korrekturmethode auf die relative Auflösung nur geringfügig ausfallen, da diese Methode weder die Anzahl der *Cluster* ändert, noch relevante Auswirkungen auf den mittleren Energieverlust der untersuchten Teilchenspuren zeigt.

Neben den Auswirkungen auf die relative Auflösung der ersten beiden Korrekturen werden Änderungen bei der *separation power* (vergleiche Kapitel 3.5) erwartet, da sie nach Gleichung 3.5 unmittelbar mit dem mittleren Energieverlust und der Energieauflösung der TPC zusammenhängt. Die Auswirkungen der dritten Korrekturmethode auf die *separation power* werden nach den vorliegenden Erkenntnissen nur einen verschwindend geringen Einfluss haben, da sie weder den spezifischen Energieverlust bedeutend erhöht noch eine Änderung in der Anzahl der *Cluster* bewirkt.

Im folgenden Kapitel wird nun überprüft, welche Auswirkungen die drei Korrekturen jeweils auf das TPC  $dE/dx$  Signal von Elektronen und Pionen haben.

### 4.5 Durchführung der Korrekturen und Auswertung

Im folgenden Kapitel werden sowohl die Auswirkungen der in den vorigen Abschnitten diskutierten Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal von Elektronen und Pionen analysiert als auch eine Aussage über die Qualität der einzelnen Korrekturen getroffen. Die Qualität der Korrekturen wird anhand der Auswirkungen auf den mittleren Energieverlust, die relative Auflösung und die *separation power* (vergleiche Kapitel 3.5) bewertet. Mit Hilfe dieser drei Größen soll des Weiteren überprüft werden, welche der Korrekturen eine Verbesserung des TPC  $dE/dx$  Signals bei niedrigen Impulsen bewirken kann. Abbildung 4.6 zeigt das Verhältnis der Anzahl der *Cluster* nach Anwendung der ersten beziehungsweise zweiten Korrektur in der jeweiligen *Pad*-Region zur Anzahl der *Cluster* ohne Anwendung einer Korrektur als Funktion des Teilchenimpulses. Die jeweiligen Werte der IROC werden in der Abbildung mit einem Kreis dargestellt, die Werte der OROC1 mit einem Viereck und die Werte der OROC2 mit einem Dreieck. Zudem werden die Werte der

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

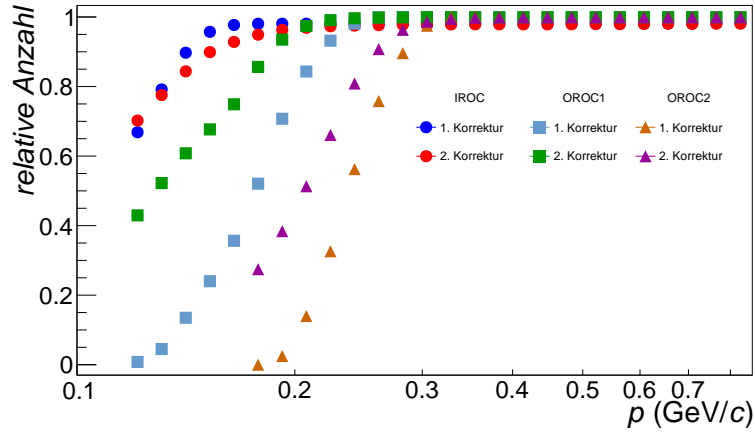


Abbildung 4.6: Die relative Anzahl der *Cluster* in der jeweiligen *Pad*-Region nach Anwendung der ersten beziehungsweise zweiten Korrekturmethode

<i>Pad</i> -Region	Korrektur	Impulsbereich der Auswirkungen in MeV/ <i>c</i>	maximales Abfallen der <i>Cluster</i> in %
IROC	1	$200 < p < 120$	33
	2		30
OROC1	1	$220 < p < 120$	100
	2		57
OROC2	1	$300 < p < 180$	100
	2		73

Tabelle 4.4: Auswirkungen der ersten und zweiten Korrekturmethode auf die relative Anzahl der *Cluster* in der jeweiligen *Pad*-Region

beiden Korrekturen in den verschiedenen *Pad*-Regionen mit unterschiedlichen Farben dargestellt, damit sie besser unterschieden werden können. Die Anzahl der *Cluster* nimmt nach Anwendung der Korrekturen ab  $p = 300$  MeV/*c* zu niedrigeren Impulsen hin stetig ab. Diese Abnahme wird zu äußeren *Pad*-Region hin zunehmend größer und fällt für die erste Korrektur in den beiden äußeren *Pad*-Regionen deutlich höher aus als für die zweite. In Tabelle 4.4 werden die Auswirkungen der beiden Korrekturen auf die relative Anzahl der *Cluster* in der jeweiligen *Pad*-Region zusammengefasst. Hierbei wird sowohl der Impulsbereich, bei dem die relative Anzahl der *Cluster* abnimmt, als auch die prozentuale maximale Höhe des Abfallens der relativen Anzahl der *Cluster* angegeben. In den nächsten drei Abschnitten 4.5.1 bis 4.5.3 werden die Auswirkungen der Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal, den mittleren Energieverlust, die relative Auflösung und die *separation power* in je einer *Pad*-Regionen untersucht.

#### 4.5.1 Analyse der Auswirkungen der Korrekturen auf den spezifischen Energieverlust in der inneren *Pad*-Region

Im Folgenden wird das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen in der IROC nach Anwendung der drei Korrekturen untersucht. Hierzu wird in Abbildung 4.7 das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen für jeweils eine der drei Korrekturen gezeigt. Auf der linken Seite werden die TPC  $dE/dx$  Signale der Elektronen und auf der rechten Seite die TPC  $dE/dx$  Signale der Pionen gezeigt. In den oberen beiden Abbildungen wird die erste Korrekturmethode angewendet, in den mittleren Abbildungen die zweite und in den unteren Abbildungen die dritte Korrekturmethode. Die schwarz eingezeichnete Kurve zeigt die Bethe-Bloch-Parametrisierung der Elektronen und die rot dargestellte Kurve die entsprechende Parametrisierung der Pionen. Für das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen in der IROC ist ein leichtes Abfallen erkennbar (vergleiche Kapitel 4.2), sodass eine Änderung des Verlaufs durch die Korrekturen erwartet wird. Das leichte Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals wird durch die erste Korrektur etwas verbessert. Für Pionen gilt allgemein, dass in der IROC nur leichte Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals von der Bethe-Bloch-Parametrisierung auftreten (vergleiche Kapitel 4.2). Beim TPC  $dE/dx$  Signal der Pionen nach Anwendung der ersten Korrektur zeigt sich, dass die Abweichungen zu den theoretisch erwarteten Werten etwas geringer ausfallen als in dem unkorrigiertem TPC  $dE/dx$  Signal. Die zweite Korrekturmethode bewirkt etwas größere Auswirkungen als die erste Korrektur, wodurch sich das jeweilige TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen weiter der Bethe-Bloch-Parametrisierung annähert. Die dritte Korrekturmethode zeigt im Gegensatz zur ersten und zweiten Korrekturmethode keine Auswirkungen auf das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen, sodass das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals nicht gemindert wird.

Im Folgenden wird nach Anwendung der drei Korrekturen der mittlere Energieverlust, die relative Auflösung und die *separation power* untersucht. Abbildung 4.8a bis 4.8c zeigt die drei genannten Größen als Funktion des Impulses. Allgemein gilt in den dortigen Abbildungen, dass ein roter Kreis die unkorrigierten Werte, ein grünes Viereck die Werte für die erste Korrekturmethode, ein magentafarbenes umgekehrtes Dreieck die Werte für die zweite Korrekturmethode und ein blaues Dreieck die Werte für die dritte Korrekturmethode zeigt. In den Abbildungen 4.8a und 4.8b zeigen die farblich ungefüllten Symbole die jeweiligen Werte der Elektronen und die gefüllten Symbole die jeweiligen Werte der Pionen. Der Impulsbereich ist der Übersichtlichkeit halber so gewählt, dass Auswirkungen der Korrekturen auf die dort dargestellten Werte leicht zu erkennen sind.

Abbildung 4.8a zeigt den mittleren Energieverlust der Elektronen und Pionen für alle drei Korrekturen inklusive den unkorrigierten Werten. Die Auswirkungen der drei Korrekturen auf den mittleren Energieverlust fallen im Vergleich zum unkorrigierten mittleren Energieverlust bei der zweiten Korrekturmethode am größten aus. Die erste Korrektur bewirkt weniger große Auswirkungen auf den mittleren Energieverlust und die dritte Korrekturmethode bewirkt nahezu keine Auswirkungen.



#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

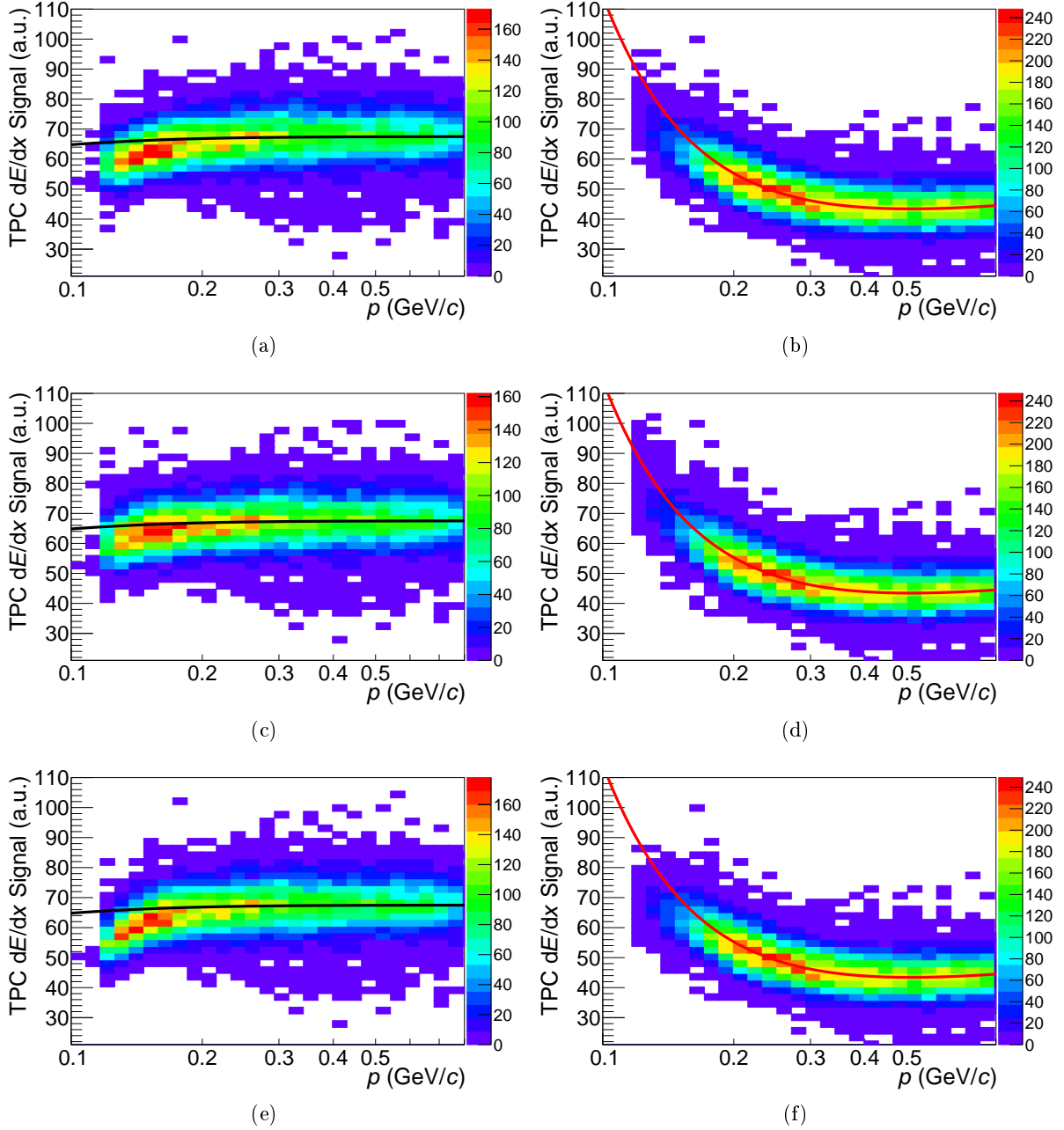


Abbildung 4.7: TPC  $dE/dx$  Signal in der IROC mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung (schwarze Kurve: Elektronen, rote Kurve: Pionen) nach Anwendung der 1. Korrektur (a), 2. Korrektur (c), 3. Korrektur (e) für Elektronen, 1. Korrektur (b), 2. Korrektur (d), 3. Korrektur (f) für Pionen

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

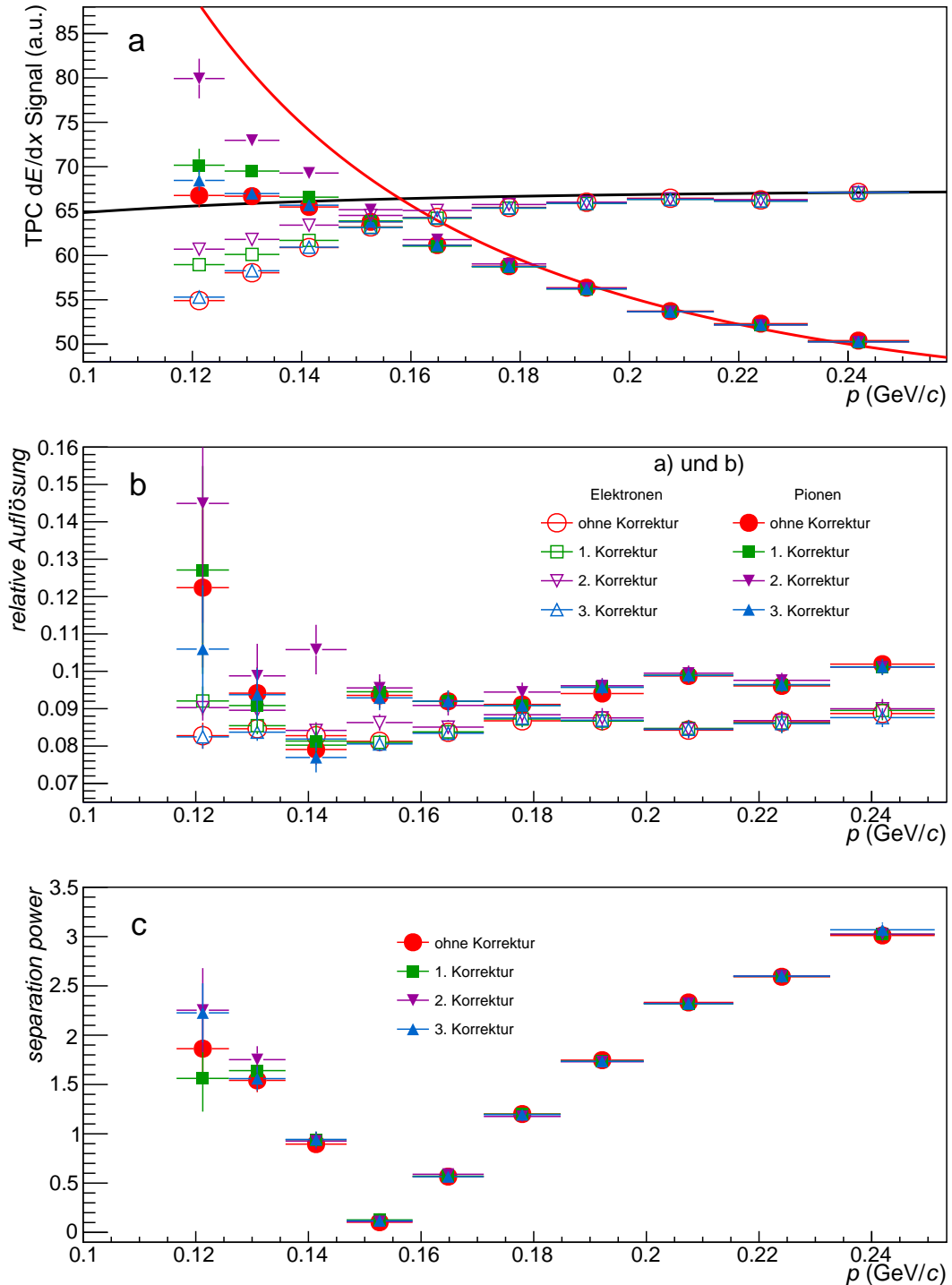


Abbildung 4.8: (a) Das mittlere TPC  $dE/dx$  Signal mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung, (b) die relative Auflösung, (c) die *separation power* der Elektronen und Pionen als Funktion des Impulses vor und nach Anwendung der Korrekturen in der IROC

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Teilchen	Korrektur	Beginn der Abweichung in MeV/c	minimaler Impuls in MeV/c	maximale Abweichung in a.u.	maximale Abweichung in %	Änderung bei 120 MeV/c in %
Elektronen	keine	165	120	-11	-17	-
	1	165	120	-7	-11	+7
	2	165	120	-5	-8	+11
	3	165	120	-11	-17	0
Pionen	keine	165	120	-21	-24	-
	1	165	120	-18	-20	+4
	2	165	120	-8	-9	+19
	3	165	120	-19	-22	+3

Tabelle 4.5: Auswirkungen der Korrekturen auf den mittleren Energieverlust in der IROC

In Tabelle 4.5 wird der Impuls, bei dem Abweichungen vom mittleren Energieverlust zur Bethe-Bloch-Parametrisierung auftreten, der niedrigste Impuls zu dem der mittlere Energieverlust reicht, die maximale Abweichung vom mittleren Energieverlust zur Bethe-Bloch-Parametrisierung und die im Vergleich zum unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal prozentuale Erhöhung des mittleren Energieverlustes bei  $p = 120$  MeV/c gezeigt. Die relative Auflösung der Elektronen und Pionen wird in Abbildung 4.8b als Funktion des Impulses gezeigt. Die Werte der relativen Auflösung liegen bei Impulsen  $p < 160$  MeV/c für die erste und zweite Korrekturmethode tendenziell etwas höher als die unkorrigierten Werte der relativen Auflösung. Bei der zweiten Korrekturmethode existiert bei  $p = 140$  MeV/c jedoch eine Ausnahmen, bei welcher der Wert der relativen Auflösung um bis zu ca. 30% höher als die relative Auflösung des unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signals liegt. Zudem weist dieser Wert einen relativ großen Fehler ( $\pm 6$  %) auf und ist somit nicht unbedingt aussagekräftig. Des Weiteren weisen die Werte der relativen Auflösung von Pionen bei  $p = 120$  MeV/c große Ungenauigkeiten von ca.  $\pm 22\%$  auf, sodass sie im Folgenden nicht weiter beachtet werden. Die Ergebnisse für die ersten beiden Korrekturen fallen hierbei nicht überraschend aus, da sie die Anzahl der *Cluster* verringern (vergleiche Kapitel 4.3). Dadurch kann es höhere Fluktuationen des Energieverlustes geben, womit die relative Auflösung schlechter werden kann. Die Änderungen gegenüber den unkorrigierten Werten der relativen Auflösung fallen in der IROC nur sehr gering aus, da die erste und zweite Korrekturmethode maximal je ca. 30% der ursprünglichen *Cluster* entfernt. Daraus folgt, dass die Statistik für die erste und zweite Korrekturmethode noch ausreichend groß ist, sodass die Änderungen der relativen Auflösungen mit wenigen Ausnahmen kaum sichtbar ausfallen. Die dritte Korrekturmethode zeigt erwartungsgemäß gegenüber dem unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal keine Auswirkungen auf die relative Auflösung, da durch sie die Anzahl der *Cluster* nicht geändert wird.

In Tabelle 4.6 wird der maximale Wert der relativen Auflösung, der höchste Impuls, bei dem eine erste Änderung im Vergleich zum unkorrigierten Wert auftritt, und die maximale prozentuale Erhöhung gegenüber der unkorrigierten relativen Auflösung zusammengefasst.

Abbildung 4.8c zeigt die *separation power* der Elektronen und Pionen als Funktion des Impulses. Bei Impulsen  $p > 300$  MeV/c (in der Abbildung nicht sichtbar) beträgt die *separation power* etwa vier und fällt von  $p \approx 300$  MeV/c bis  $p \approx 150$  MeV/c auf fast null ab. Bei Impulsen von  $p \approx 150$

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Teilchen	Korrektur	maximaler Wert	Beginn der Auswirkungen in MeV/c	maximale Änderung in %
Elektronen	keine	0,089	-	-
	1	0,091	120	+12
	2	0,09	150	+7
	3	0,089	keine erkennbar	-
Pionen	keine	0,101	-	-
	1	0,101	keine erkennbar	-
	2	0,106	140	+45
	3	0,101	keine erkennbar	-

Tabelle 4.6: Auswirkungen der Korrekturen auf die relative Auflösung in der IROC

MeV/c bis  $p \approx 120$  MeV/c beginnt die *separation power* wieder anzusteigen. Dieser Verlauf kann damit begründet werden, dass die TPC  $dE/dx$  Signale der Elektronen und Pionen bei  $p \approx 150$  MeV/c überlappen, womit die *separation power* nach Gleichung 3.5 unmittelbar gegen null tendiert. Für die drei Korrekturen ändert sich bei Berücksichtigung der Genauigkeit der einzelnen Werte die *separation power* im Gegensatz zur relativen Auflösung nicht. Dieser Sachverhalt lässt sich damit erklären, dass die relative Auflösung für die erste und zweite Korrekturmethode leicht größere Werte annimmt, jedoch die Differenz des mittleren Energieverlustes von Elektronen zu Pionen auch etwas ansteigt. Das Verhältnis aus beiden Größen ergibt nach Gleichung 3.5 die *separation power*, womit sie sich bei einem leichten Ansteigen des Zählers und Nenners kaum ändert. Für die verschiedenen Korrekturen bei Anwendung auf das TPC  $dE/dx$  Signal in der IROC kann zusammengefasst werden, dass sich bei der ersten und zweiten Korrekturmethode das Abfallen bei Impulsen  $p < 160$  MeV/c verbessert, die relative Auflösung allerdings etwas schlechter wird und die *separation power* unverändert bleibt. Die dritte Korrekturmethode weist weder Auswirkungen auf den mittleren Energieverlust noch auf die relative Auflösung oder die *separation power* auf. Im nächsten Abschnitt werden die Auswirkungen der Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal in der OROC1 untersucht.

#### 4.5.2 Analyse der Auswirkungen der Korrekturen auf den spezifischen Energieverlust in der ersten äußeren *Pad*-Region

Im Folgenden werden die Auswirkungen der drei Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal der OROC1 von Elektronen und Pionen analysiert. Analog zu Abbildung 4.7 zeigt Abbildung 4.9 das jeweilige TPC  $dE/dx$  Signal der OROC1. Bei Anwendung der ersten Korrekturmethode fällt das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals von Elektronen deutlich schwächer aus als im unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal. Das leichte Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals von Pionen tritt nach Anwendung der ersten Korrektur bei Impulsen  $p < 190$  MeV/c (vergleiche Kapitel 4.2) nicht mehr auf und der Verlauf entspricht annähernd den Werten der Bethe-Bloch-Parametrisierung. Das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen nach Anwendung der zweiten Korrekturmethode weist ähnlich wie bei der ersten Korrektur deutlich niedrigere Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung auf. Bei Anwendung der dritten Korrekturmethode finden im Gegensatz zu den anderen beiden

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Teilchen	Korrektur	Beginn der Abweichung in MeV/c	minimaler Impuls in MeV/c	maximale Abweichung in a.u.	maximale Abweichung in %	Änderung bei 150 MeV/c in %
Elektronen	keine	190	120	-31	-42	-
	1	180	120	-13	-18	+17
	2	180	140	-11	-15	+24
	3	190	120	-30	-41	0
Pionen	keine	180	120	-45	-47	-
	1	165	140	-16	-19	+17
	2	165	130	-11	-14	+24
	3	180	120	-45	-47	0

Tabelle 4.7: Auswirkungen der Korrekturen auf den mittleren Energieverlust in der OROCI

Korrekturen keine Änderungen des TPC  $dE/dx$  Signals statt.

Analog zu Abschnitt 4.5.1 wird der mittlere Energieverlust, die relative Auflösung und die *separation power* nach Anwendung der drei Korrekturen untersucht. Abbildung 4.10a bis 4.10c zeigt analog zu Abbildung 4.8 die drei genannten Größen als Funktion des Impulses. Der mittlere Energieverlust von Elektronen und Pionen ändert sich im Vergleich zum unkorrigierten mittleren Energieverlust bei Impulsen  $p < 200$  MeV/c. Dieser Impulsbereich entspricht den Impulsen in dem das unkorrigierte TPC  $dE/dx$  Signal abfällt (vergleiche Kapitel 4.2). Somit wird deutlich, dass die beiden Korrekturen die Berechnung des spezifischen Energieverlustes nur in dem problematischen Bereich modifizieren. Zudem werden die Auswirkungen der Korrekturen zu niedrigeren Impulsen hin zunehmend größer. Diese Beobachtung deckt sich damit, dass der Neigungswinkel  $\phi$  der Teilchenspuren beziehungsweise die Anzahl der *gesplitteten Cluster* zu niedrigen Impulsen hin zunehmen (vergleiche Kapitel 4.2) und die beiden Korrekturen von eben diesen Größen abhängig sind. Ferner liegen bei Anwendung der ersten Korrekturmethode die niedrigsten Werte des mittleren Energieverlustes bei  $p \approx 140$  MeV/c und nicht beim Wert des unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signals, der sich bei  $p \approx 120$  MeV/c befindet. Diese Beobachtung kann damit erklärt werden, dass durch die erste Korrekturmethode bei Impulsen  $p < 140$  MeV/c die Anzahl der *Cluster* um bis zu 95% verringert wird (vergleiche Abbildung 4.6), wodurch kein aussagekräftiger mittlerer Energieverlust mehr berechnet werden kann. Bei einem Impuls von  $p \approx 140$  MeV/c beträgt die Anzahl der *Cluster* ungefähr 15% von der ursprünglichen Anzahl womit die Statistik bedeutend verringert wird, sodass eine starke Schwankung der Werte hinzukommt. Darüber hinaus gilt für die dritte Korrekturmethode, dass sie nahezu keine Auswirkungen auf den mittleren Energieverlust von Elektronen und Pionen ausübt.

In Tabelle 4.7 wird für jede Korrekturmethode der Beginn der Abweichung des mittleren Energieverlustes zur Bethe-Bloch-Parametrisierung, der niedrigste Impuls zu dem der mittlere Energieverlust reicht, die maximale und prozentuale Abweichung zur Bethe-Bloch-Parametrisierung und ein Vergleich vom korrigierten zum unkorrigierten mittleren Energieverlust bei  $p \approx 150$  MeV/c dargestellt.

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

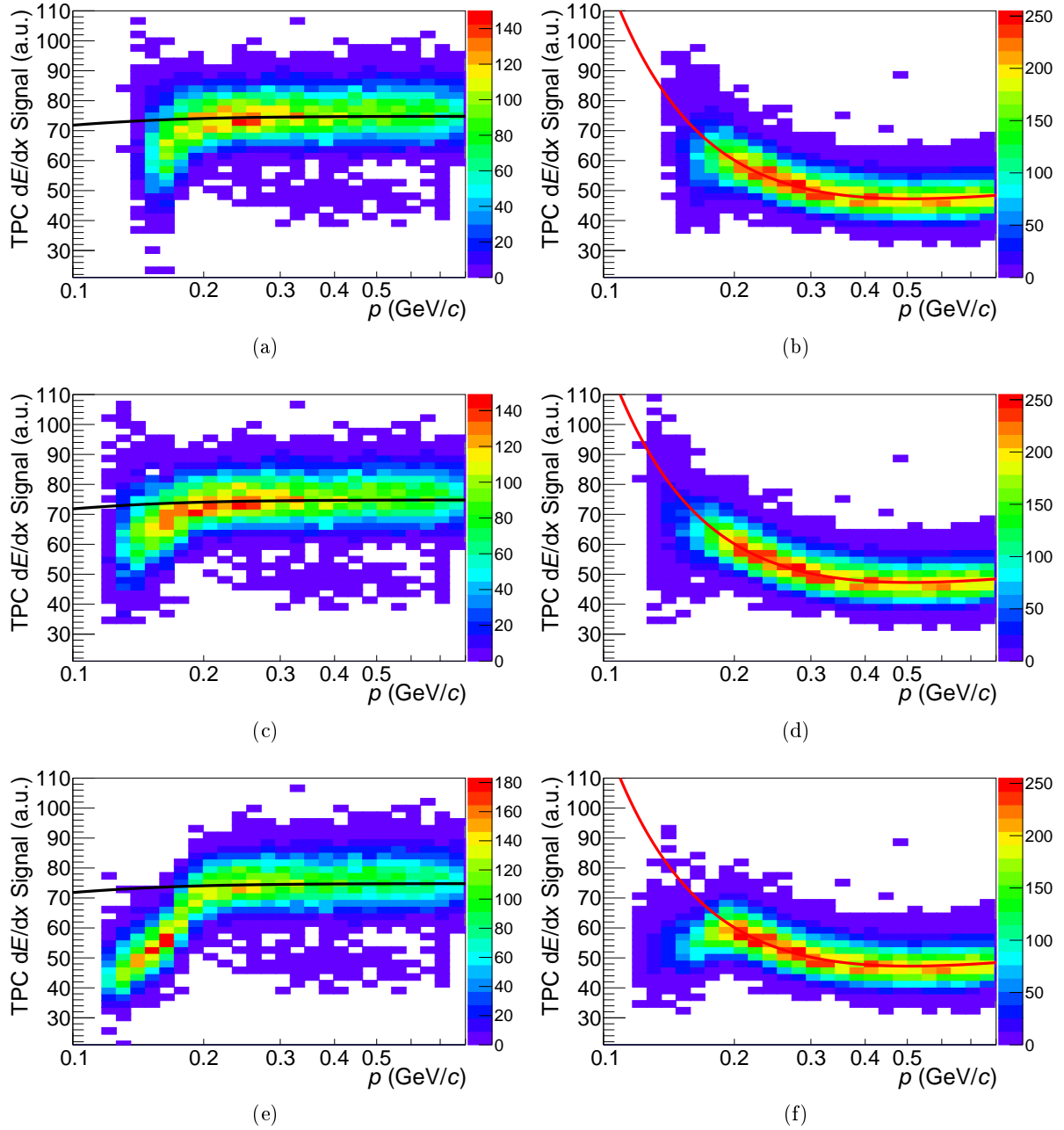


Abbildung 4.9: TPC  $dE/dx$  Signal in der OROC1 mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung (schwarze Kurve: Elektronen, rote Kurve: Pionen) nach Anwendung der 1. Korrektur (a), 2. Korrektur (c), 3. Korrektur (e) für Elektronen, 1. Korrektur (b), 2. Korrektur (d), 3. Korrektur (f) für Pionen

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

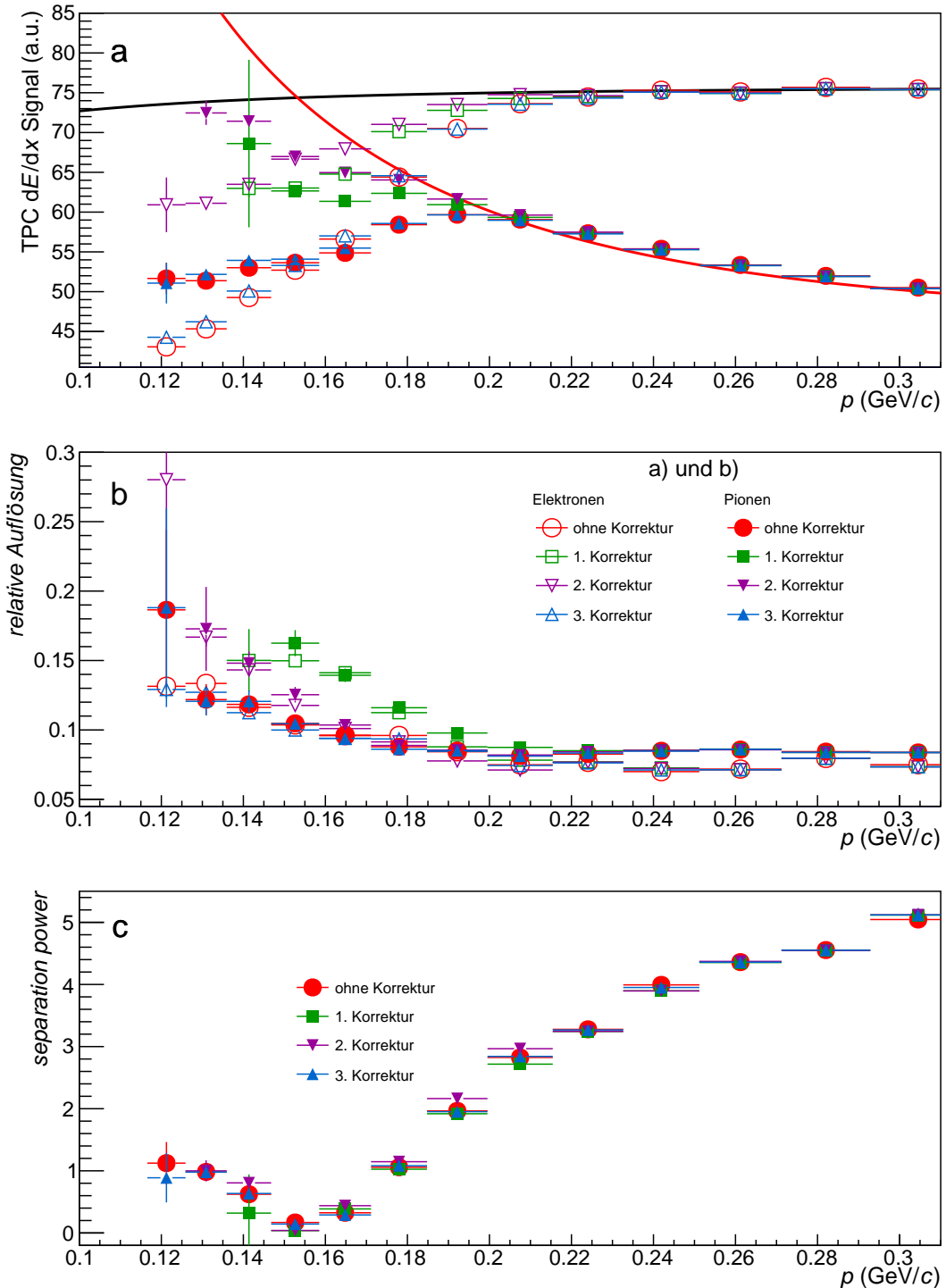


Abbildung 4.10: (a) Das mittlere TPC  $dE/dx$  Signal mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung, (b) die relative Auflösung, (c) die *separation power* der Elektronen und Pionen als Funktion des Impulses vor und nach Anwendung der Korrekturen in der OROC1

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Teilchen	Korrektur	maximaler Wert	Beginn der Auswirkungen in MeV/c	maximale Änderung in %	Änderung bei 150 MeV/c in %
Elektronen	keine	0,135	-	-	-
	1	0,15	180	+50	+43
	2	0,17	150	+30	+14
	3	0,135	keine erkennbar	0	0
Pionen	keine	0,12	-	-	-
	1	0,16	190	+45	+52
	2	0,15	140	+40	+24
	3	0,12	keine erkennbar	0	0

Tabelle 4.8: Auswirkungen der Korrekturen auf die relative Auflösung in der OROC1

Die relative Auflösung nach Anwendung der drei Korrekturen wird in Abbildung 4.10b als Funktion des Impulses gezeigt. Die relative Auflösung liegt bei Impulsen  $p > 200$  MeV/c zwischen 0,08 bis 0,1 und steigt von  $p = 200$  MeV/c zu niedrigeren Impulsen näherungsweise linear an, wobei der Anstieg für die verschiedenen Korrekturen unterschiedlich stark ausfällt. Bei Anwendung der dritten Korrekturmethode treten keine Unterschiede zur relativen Auflösung des unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signals auf. Für die zweite Korrekturmethode zeigen sich im Vergleich zu den unkorrigierten Werten bei Impulsen von ca.  $p < 170$  MeV/c leicht höhere Werte der relativen Auflösung. Im Vergleich zur zweiten Korrektur fallen die Auswirkungen bei Anwendung der ersten Korrektur größer aus und beginnen bei höheren Impulsen Unterschiede zu zeigen.

Für jede der drei Korrekturen wird in Tabelle 4.8 der maximale Wert der relativen Auflösung, der Impuls bei dem Abweichungen zum unkorrigierten Wert auftreten, die maximale prozentuale Änderung gegenüber dem unkorrigierten Wert und die prozentuale Änderung der relativen Auflösung bei  $p \approx 150$  MeV/c zusammengefasst.

Die *separation power* wird in Abbildung 4.10 gezeigt und weist einen ähnlichen Verlauf wie in der IROC auf (vergleiche Abbildung 4.8c). Allgemein bewirken die Korrekturen nahezu keine Auswirkungen auf die *separation power*. Bei der ersten Korrekturmethode nimmt die *separation power* nur noch bis  $p \approx 140$  MeV/c Werte an, da der spezifische Energieverlust für diese Korrektur bei  $p < 140$  MeV/c nicht mehr bestimmbar wird (siehe oben). Zusammenfassend ergeben sich für die Auswirkungen der Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal der OROC1, dass die erste und zweite Korrektur das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals zur Bethe-Bloch-Parametrisierung deutlich verbessern, sodass die Höhe des Abfallens im Vergleich zum unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal halbiert wird. Demgegenüber wird jedoch die relative Auflösung um bis zu 60% schlechter. Die *separation power* bleibt jedoch weitestgehend unverändert. Die dritte Korrekturmethode bewirkt insgesamt einen kaum sichtbaren Unterschied zum unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal. Zudem treten bei dieser Korrektur keine Änderungen der relativen Auflösung oder der *separation power* auf. Im nächsten Abschnitt werden die Auswirkungen der drei Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal der OROC2 analysiert.



### 4.5.3 Analyse der Auswirkungen der Korrekturen auf den spezifischen Energieverlust in der zweiten äußeren *Pad*-Region

Im Folgenden werden die Auswirkungen der drei Korrekturen auf das TPC  $dE/dx$  Signal der OROC2 von Elektronen und Pionen analysiert. Analog zu Abbildung 4.7 zeigt Abbildung 4.11 das jeweilige TPC  $dE/dx$  Signal der OROC2. Bei Anwendung der ersten Korrekturmethode fällt das starke Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals der Elektronen wesentlich geringer aus als im unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal. Das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals fällt etwa genauso groß aus wie nach Anwendung der ersten Korrektur in der OROC1 und wird somit im direkten Vergleich mit dem unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal um deutlich mehr als die Hälfte verringert. Das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals der Pionen verschwindet nach Anwendung der ersten Korrektur, wodurch es sich dem erwarteten Verlauf aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung annähert. Bei Anwendung der zweiten Korrektur auf das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen und Pionen werden ähnliche Auswirkungen wie bei der ersten Korrektur bewirkt, womit das Abfallen des jeweiligen das TPC  $dE/dx$  Signals deutlich verbessert wird. Die dritte Korrekturmethode zeigt, wie bei den vorherigen Analysen der IROC und OROC1 (siehe Abschnitt 4.5.1 und 4.5.2), sowohl für das TPC  $dE/dx$  Signal der Elektronen als auch für das TPC  $dE/dx$  Signal der Pionen keine sichtbaren Auswirkungen.

Im Folgenden wird auch hier der mittlere Energieverlust, die relative Auflösung und die *separation power* nach Anwendung der drei Korrekturen untersucht. Abbildung 4.12a bis 4.12c zeigt analog zu Abbildung 4.8 die drei genannten Größen. Die erste und zweite Korrektur bewirken bei Impulsen  $p < 300$  MeV/ $c$  Änderungen gegenüber dem unkorrigierten mittleren Energieverlust. Diese Beobachtung deckt sich mit der Tatsache, dass bei diesen Impulsen der Neigungswinkel  $\phi$  von 0.7 rad auf bis zu 1,9 rad beziehungsweise die relative Anzahl *gesplitted Cluster* auf bis zu ca. 70% ansteigt (vergleiche Kapitel 4.2). Der niedrigste Impuls des mittleren Energieverlustes nach Anwendung der ersten Korrekturmethode liegt bei  $p \approx 225$  MeV/ $c$ . Dieser Sachverhalt lässt sich damit begründen, dass bei dieser Korrektur über 95% der *Cluster* bei Impulsen  $p < 225$  MeV/ $c$  vernachlässigt werden (vergleiche Kapitel 4.5). Bei der zweiten Korrekturmethode reichen die niedrigsten Impulse bis zu ca.  $p = 190$  MeV/ $c$ , da durch diese Korrekturmethode weniger *Cluster* (ca. 70%) als bei der ersten Korrektur wegfallen (vergleiche 4.2). Bei der dritten Korrekturmethode werden alle *Cluster* bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals berücksichtigt, womit der niedrigste Impuls bei  $p = 180$  MeV/ $c$  liegt.

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

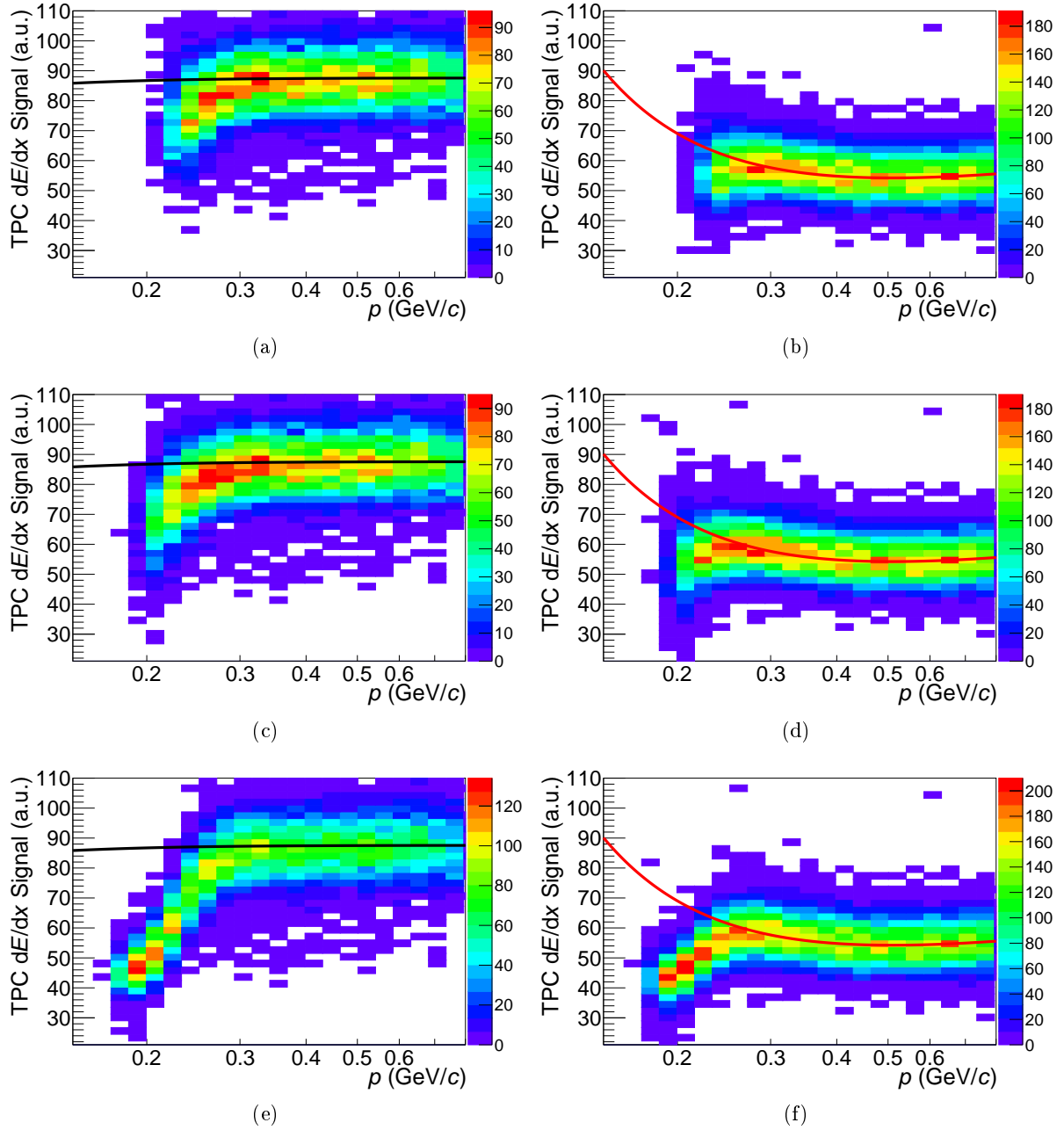


Abbildung 4.11: TPC  $dE/dx$  Signal in der OROC2 mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung (schwarze Kurve: Elektronen, rote Kurve: Pionen) nach Anwendung der 1. Korrektur (a), 2. Korrektur (c), 3. Korrektur (e) für Elektronen, 1. Korrektur (b), 2. Korrektur (d), 3. Korrektur (f) für Pionen

4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

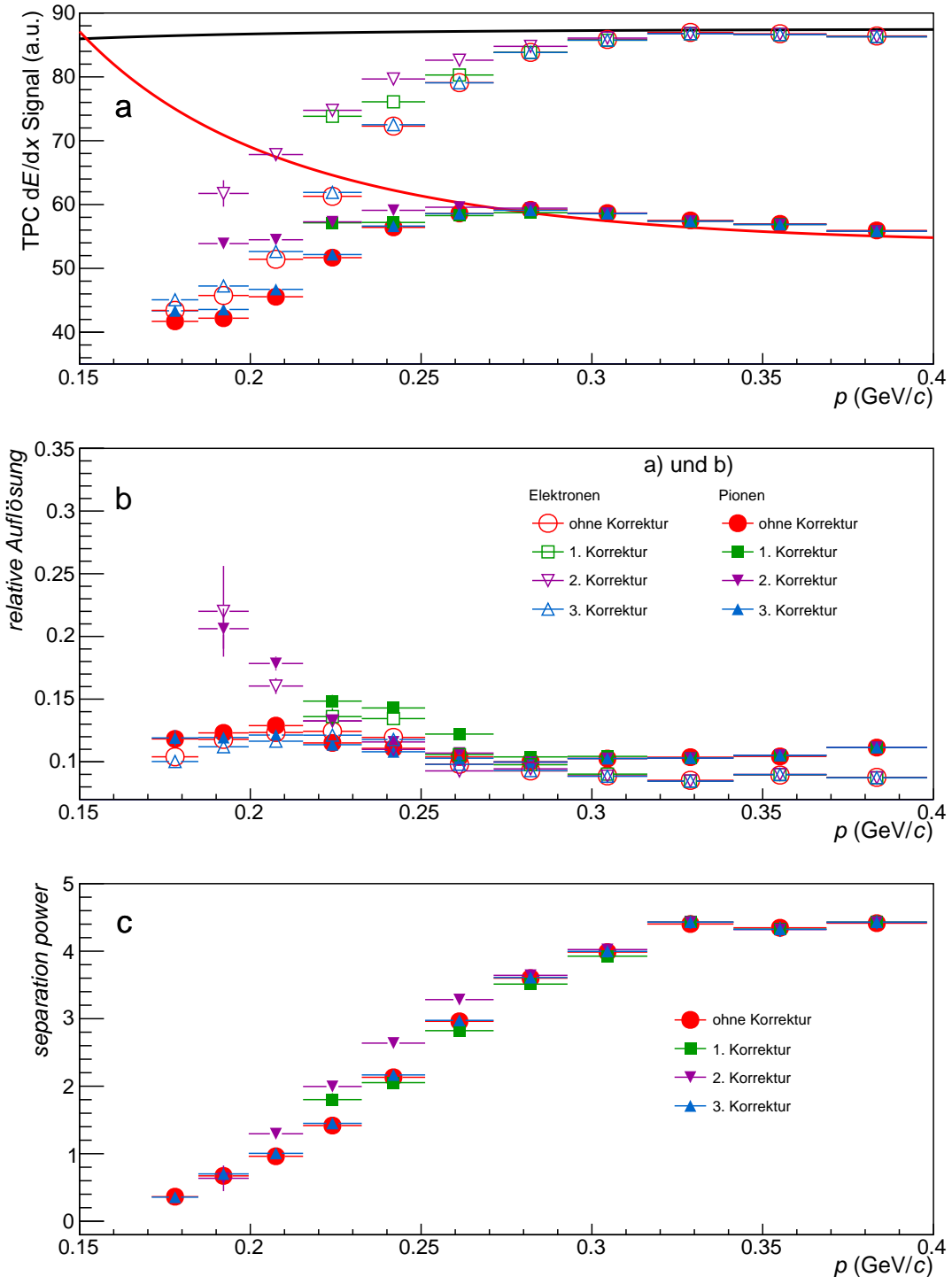


Abbildung 4.12: (a) Das mittlere TPC  $dE/dx$  Signal mit den Werten aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung, (b) die relative Auflösung, (c) die *separation power* der Elektronen und Pionen als Funktion des Impulses vor und nach Anwendung der Korrekturen in der OROC2

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

Teilchen	Korrektur	Beginn der Abweichung in MeV/c	minimaler Impuls in MeV/c	maximale Abweichung in a.u.	maximale Abweichung in %	Änderung bei 225 MeV/c in %
Elektronen	keine	280	180	-42	-49	-
	1	280	210	-12	-15	+19
	2	280	190	-24	-28	+21
	3	280	180	-41	-48	0
Pionen	keine	240	180	-33	-44	-
	1	240	210	-7	-11	+10
	2	240	190	-17	-24	+10
	3	240	180	-31	-41	0

Tabelle 4.9: Auswirkungen der Korrekturen auf den mittleren Energieverlust in der OROC2

Teilchen	Korrektur	maximaler Wert	Beginn der Auswirkungen in MeV/c	maximale Änderung in %	Änderung bei 225 MeV/c in %
Elektronen	keine	0,125	-	-	-
	1	0,14	240	+12	+8
	2	0,22	225	+80	+4
	3	0,12	-	-4	0
Pionen	keine	0,13	-	-	-
	1	0,15	260	+32	+30
	2	0,21	225	+70	+13
	3	0,12	-	-8	0

Tabelle 4.10: Auswirkungen der Korrekturen auf die relative Auflösung in der OROC2

In Tabelle 4.9 wird bei der jeweiligen Korrekturmethode der Impuls bei dem erste Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung auftreten, der niedrigste Impuls, die maximale Abweichung zur Bethe-Bloch-Parametrisierung und die prozentuale Erhöhung im Vergleich zum unkorrigierten Wert bei  $p = 225 \text{ MeV}/c$  zusammengefasst. Abbildung 4.12b zeigt die relative Auflösung des TPC  $dE/dx$  Signals als Funktion des Impulses. Die erste und zweite Korrekturmethode bewirken eine deutliche Verschlechterung der relativen Auflösung gegenüber der unkorrigierten relativen Auflösung. Zudem liegen die Werte der relativen Auflösung der Elektronen etwas niedriger als die der Pionen. Die dritte Korrekturmethode zeigt wie in der IROC und OROC1 keine Auswirkungen auf die relative Auflösung und die relative Auflösung liegt im Bereich des Abfallens zwischen 0,1 bis 0,13 und unterscheidet sich damit nicht wesentlich von der relativen Auflösung bei Impulsen  $p > 300 \text{ MeV}/c$  bei denen das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals nicht auftritt. In Tabelle 4.10 wird für jede Korrekturmethode der maximale Wert der relativen Auflösung, der Impuls bei dem Änderungen gegenüber dem unkorrigierten Wert auftreten, die maximale prozentuale Änderung und die prozentuale Änderung bei  $p = 225 \text{ MeV}/c$  zusammengefasst.

Die *separation power* der OROC2 ist in Abbildung 4.12c als Funktion des Impulses gezeigt und

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

folgt einem ähnlichen Verlauf wie in der OROC1 (vergleiche Abbildung 4.10), wobei sich ihre Werte jedoch etwas niedriger befinden. Der Verlauf der *separation power* fällt allgemein bei Impulsen  $p < 320 \text{ MeV}/c$  linear von 4 auf ca. 0,5 ab. Allerdings liegen einige Werte der *separation power* für die zweite Korrekturmethode bei einigen Impulsen um bis zu ca. 40% höher als die unkorrigierten Werte. Bei der ersten Korrektur erhöht sich die *separation power* im Vergleich zur unkorrigierten *separation power* nur bei  $p \approx 225 \text{ MeV}/c$  um ca. 30%.

Zusammenfassend gelten für die Auswirkungen der ersten und zweiten Korrekturmethode auf das TPC  $dE/dx$  Signal der OROC2, dass der mittlere Energieverlust sowohl für Elektronen als auch für Pionen deutlich näher an den Werten der Bethe-Bloch-Parametrisierung liegt. Dadurch wird jedoch die relative Auflösung um bis zu 50% schlechter. Die Auswirkungen auf die *separation power* fallen in der OROC2 im Vergleich zur IROC und OROC1 am größten aus und sie steigt für einige Werte sogar um bis zu 40% an. Die dritte Korrekturmethode bewirkt wie schon bei der IROC und OROC1 keine Auswirkungen auf die drei untersuchten Größen.

Im folgenden Kapitel wird abschließend untersucht, ob standardmäßige Korrekturen (vergleiche 3.4), die bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals verwendet werden, Auswirkung auf das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals zeigen.

### 4.6 Deaktivierung standardmäßig ausgeführter Korrekturen

Im folgenden Kapitel wird überprüft, ob standardmäßige Korrekturen (vergleiche Kapitel 3.4), die bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals angewendet werden, Auswirkungen auf das in Kapitel 4.2 beschriebene Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals haben.

Bei der Berechnung des spezifischen Energieverlustes werden acht verschiedene Korrekturen eingesetzt [Wie16]. Fünf der Korrekturen verschieben das gesamte TPC  $dE/dx$  Signal gleichmäßig zu höheren beziehungsweise niedrigeren Werten. Diese Korrekturen können folglich keine Auswirkungen auf das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals ausüben und sind somit für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signal nicht relevant. Drei der Korrekturen, die im Folgenden näher beschrieben werden, erhöhen beziehungsweise erniedrigen das TPC  $dE/dx$  Signal in Abhängigkeit von verschiedenen Größen. Im ALICE Analyse-*Framework* werden diese als *corrPos*, *corrDipAngle* und *corrDipAngleAbs* bezeichnet. Bei der Deaktivierung der beiden letzten, die den spezifischen Energieverlust bei großer Pseudorapidität  $\eta$  korrigieren, werden keine Auswirkungen auf das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals erwartet, da in dieser Arbeit nur Teilchen bei niedriger Pseudorapidität  $\eta$  untersucht werden (vergleiche Kapitel 4.1).

Die Korrektur *corrPos* berücksichtigt unter anderem Ladungen in *Clustern*, die unter einem bestimmten Schwellenwert liegen und somit von der Elektronik unterdrückt werden. Außerdem wird der spezifischen Energieverlust bei Teilchenspuren mit einem großen Neigungswinkeln  $\phi$  korrigiert, da Teilchen bei größeren Neigungswinkeln eine größere Strecke über die *Pads* zurücklegen und dadurch mehr Elektronen auf die *Pads* induzieren als Teilchen bei niedrigeren Neigungswinkeln. In Abbildung 4.13 werden die jeweiligen TPC  $dE/dx$  Signale der Elektronen und Pionen in den drei *Pad*-Regionen nach Deaktivierung der Korrektur *corrPos* als Funktion des Impulses gezeigt. Die Abbildungen auf der linken Seite zeigen die jeweiligen TPC  $dE/dx$  Signale der Elektronen in der jeweiligen *Pad*-Region und die Abbildungen auf der rechten Seite die entsprechenden TPC  $dE/dx$  Signale der Pionen. Allgemein wird das TPC  $dE/dx$  Signal im Vergleich zum TPC  $dE/dx$  Signal

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

<i>Pad</i> -Region	Verlauf des TPC $dE/dx$ Signals der Elektronen	Impulsbereich in MeV/ $c$
IROC	folgt dem erwarteten Verlauf	800 - 120
OROC1	folgt dem erwarteten Verlauf	800 - 320
	Ansteigen um +20%	320 - 200
	Abfallen um -20%	200 - 120
OROC2	folgt dem erwarteten Verlauf	800 - 400
	Ansteigen um +13%	400 - 240
	Abfallen um -30%	280 - 180

<i>Pad</i> -Region	Verlauf des TPC $dE/dx$ Signals der Pionen	Impulsbereich in MeV/ $c$
IROC	folgt dem erwarteten Verlauf	800 - 120
OROC1	folgt dem erwarteten Verlauf	800 - 120
OROC2	folgt dem erwarteten Verlauf	800 - 240
	Abfallen um -20%	240 - 180

Tabelle 4.11: Der Verlauf des TPC  $dE/dx$  Signals in der jeweiligen *Pad*-Region nach Deaktivierung der Korrektur *corrPos* für Elektronen (oben) und für Pionen (unten)

bei dem die Korrektur *corrPos* verwendet wird zu höheren Werten verschoben (vergleiche Abbildung 4.2). Das TPC  $dE/dx$  Signal für Elektronen und Pionen folgt in der IROC und für Pionen in der OROC1 scheinbar der Bethe-Bloch-Kurve. In der OROC1 für Elektronen und in der OROC2 für Elektronen und Pionen folgt das jeweilige TPC  $dE/dx$  Signal einen nach der Bethe-Bloch-Kurve unerwarteten Verlauf, der sich in einem Abfallen der Werte bemerkbar macht. Das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals fällt bei Deaktivierung der Korrektur *corrPos* deutlich geringer aus als bei Anwendung selbiger Korrektur (vergleiche 4.2). In Tabelle 4.11 werden die wichtigsten Merkmale der Verläufe des jeweiligen TPC  $dE/dx$  Signals gegenüber dem Verlauf der Bethe-Bloch-Funktion der Elektronen (oben) und für Pionen (unten) zusammengefasst. Die Auswirkungen, die sich bei Deaktivierung der Korrektur *corrPos* ergeben, werden jedoch nicht weiter untersucht, sondern zeigen auf, dass die Ursachen des in Kapitel 4.2 beschriebenen Abfallens des TPC  $dE/dx$  Signals bei niedrigen Impulsen noch weiteren Nachforschungen bedarf und es neben *gesplitteten Clustern* noch andere Gründe für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals existieren können.

#### 4 Analyse des spezifischen Energieverlustes bei niedrigen Impulsen

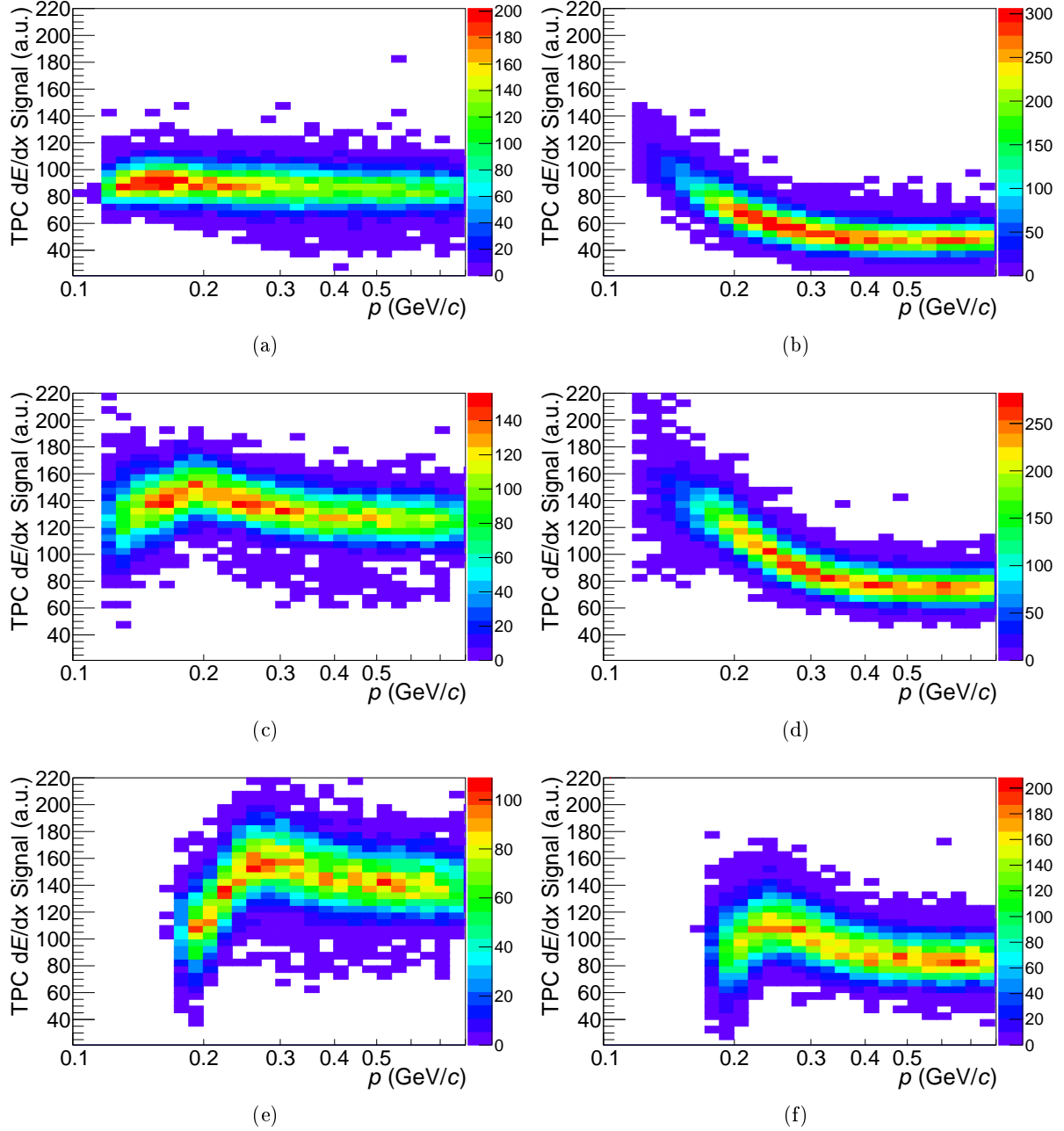


Abbildung 4.13: TPC  $dE/dx$  Signal nach Deaktivierung der Korrektur *CorrPos*: Für Elektronen in der IROC (a), OROC1 (c), OROC2 (e), für Pionen in der IROC (b), OROC1 (d), OROC2 (f)

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden Abweichungen des TPC  $dE/dx$  Signals von Elektronen und Pionen bei niedrigen Impulsen von einer Bethe-Bloch-Parametrisierung untersucht.

Die Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung machen sich in einem Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals zu niedrigen Impulsen bemerkbar und werden zu den äußeren *Pad*-Regionen hin größer. Die mögliche Ursache für das Abfallen wird mit fälschlicherweise *gesplitteten Clustern* bei niedrigen Impulsen begründet. Auf dieser Basis werden drei verschiedene Korrekturen entwickelt. Die erste Korrektur beruht auf der Erkenntnis, dass bei einem zunehmenden Neigungswinkel von Teilchenspuren mehr *Cluster gesplittet* werden. Die erste Korrektur entfernt die *Cluster*, bei denen der Neigungswinkel über einem bestimmten Wert  $\phi_c$  liegt, sodass diese nicht mehr bei Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signal mit einbezogen werden. Die zweite Korrekturmethode entfernt bei der Berechnung des TPC  $dE/dx$  Signals alle *gesplitteten Cluster*. Die dritte Korrekturmethode entfernt im Gegensatz zu den anderen beiden Korrekturen keine *Cluster*, sondern stellt die ursprüngliche Ladung der *Cluster* vor dem *Splitten* wieder her.

Die Auswirkungen der ersten beiden Korrekturen bewirken für das TPC  $dE/dx$  Signal eine Annäherung zur Bethe-Bloch-Parametrisierung, womit es sehr wahrscheinlich wird, dass *gesplittete Cluster* eine mögliche Ursache für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals darstellen. Ein Nachteil dieser beiden Methoden liegt in einer Verschlechterung der relativen Auflösung der TPC, wobei jedoch die *separation power* kaum Änderungen zeigt. Die dritte Korrekturmethode bewirkt sowohl für das TPC  $dE/dx$  Signal als auch für die relative Auflösung und für die *separation power* nahezu keine Auswirkungen gegenüber dem unkorrigierten TPC  $dE/dx$  Signal.

Die Auswirkungen der ersten und zweiten Korrekturmethode auf das das TPC  $dE/dx$  Signal unterstützen die anfangs vermutete These für die Ursachen der Abweichungen zur Bethe-Bloch-Parametrisierung. Die dritte Korrekturmethode steht der These allerdings entgegen, da sie nahezu keine Auswirkungen zeigt. Die Ursachen für das Abfallen des TPC  $dE/dx$  Signals sollten noch näher untersucht werden. Ein möglicher Ansatz wäre das *Splitten* von *Clustern* im ALICE Analyse-Framework zu deaktivieren. Als Folge dessen treten fälschlicherweise *gesplittete Cluster* nicht mehr auf und können somit keine Auswirkungen auf das TPC  $dE/dx$  Signal haben.



## 6 Literaturverzeichnis

- [Dem13] W. Demtröder, Experimentalphysik 4, Springer Spektrum, 2013.
- [Pov14] B. Povh, Teilchen und Kerne, Springer Spektrum, 2014.
- [Yag05] K. Yagi, Quark-Gluon Plasma, Cambridge University Press, 2005.
- [ALI16a] ALICE Website,  
<http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter1/results.html>,  
aufgerufen am 10.11.2016.
- [Bro16] Brookhaven National Laboratory Website,  
<https://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>, aufgerufen am 10.11.2016.
- [Mai11] A. Maire, Ph.D. Thesis, „Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE“, 2011.
- [Sch12] J. Schukraft, „Heavy-ion physics with the ALICE experiment at the CERN Large Hadron Collider“, Philosophical Transactions of the Royal Society A, Volume 370, 2012.
- [Ham00] S. Hamieh et al., „Quark-Gluon Plasma Fireball“, Phys. Rev. C, 2000.
- [Kol16] H. Kolanoski, Teilchendetektoren, Springer Spektrum, 2016.
- [Bet30] H. A. Bethe, „Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie“, Annalen der Physik, vol. 397, Issue 3, Wiley, 1930.
- [Abe14] The ALICE Collaboration, B. Abelev et al., „Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC“, International Journal of Modern Physics A, Volume 29, 2014.
- [Lan44] L. Landau, „On the energy loss of fast particles by ionization“, Journal of Physics-USSR, Volume 8, 1944.
- [Vav57] P.V. Vavilov, „Ionization losses of high-energy heavy particles“, Soviet Physics JETP, Volume 5, 1957.

## 6 Literaturverzeichnis

- [Alm10] J. Alme et al., „The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 622, 2010.
- [ALI16b] ALICE Website,  
[http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2\\_TPC.html](http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_TPC.html),  
aufgerufen am 12.12.2016.
- [ALI00] ALICE Collaboration, „ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber“, 2000.
- [Wie08] J. Wiechula, Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften, „Commissioning and Calibration of the ALICE-TPC“, 2008.
- [Nic03] A. Nicolaucig, M. Ivanov, M. Mattavelli, „Lossy compression of TPC data and trajectory tracking efficiency for the ALICE experiment“, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 500, 2003.
- [Roh12] D. Rohr et al., „ALICE HLT TPC Tracking of Pb-Pb Events on GPUs“, Journal of Physics: Conference Series, Volume 396, Part 1, 2012.
- [ALI17c] ALIRoot Quelltext, „/TPC/TPCrec/AliTPCseed.cxx“, Zeile 1467,  
aufgerufen am 03.01.2017.
- [Kal12] A. Kalweit, Doctoral Thesis, „Production of light flavor hadrons and anti-nuclei at the LHC“, 2012.
- [Pod53] J. Podolanski, R. Armenteros, „Analysis of V-events“, Philosophical Magazine 45, 1953.
- [Pat16] C. Patrignani et al., Particle Physics Booklet, 2016.

## 6 Literaturverzeichnis

- [Tho53] R.W. Thomson, A.V. Buskirk, H.O. Cohn, C.J. Harzmark, R.H. Rediker, „The disintegration schemes of neutral V-particles“, 3rd International Cosmic Ray Conference, 1953.
- [TAC08] The ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., „The ALICE experiment at the CERN LHC“, Journal of Instrumentation Volume 3, 2008.
- [Wie16] J. Wiechula, *private Kommunikation*, 2016.
- [Lip12] C. Lippmann, „Particle Identification“, Nuclear Instruments and Methods, A666, 2012.
- [ALI17d] ALICE Analyse-*Framework*

## Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei allen, die mich während meiner Bachelorarbeit unterstützt haben. Außerdem bedanke ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und für das angenehme Arbeitsklima. Besonders bedanken möchte ich mich bei Herr Prof. Dr. Henner Büsching, der es mir ermöglicht hat meine Bachelorarbeit in der Arbeitsgruppe vom IKF zu schreiben. Ebenfalls bedanke ich mich bei Herr Dr. Jens Wiechula, der mich bei meiner Bachelorarbeit betreut hat und immer geduldig meine Fragen beantwortet hat. Zudem bedanke ich mich bei ihm für seine Korrekturen und Anmerkungen zu meiner Bachelorarbeit. Ein besonderer Dank gilt auch Herr Prof. Dr. Harald Appelshäuser, der sich als Zweitgutachter zur Verfügung gestellt hat. Des Weiteren möchte ich mich herzlich bei meinen Arbeitskollegen Joshua König, Lucas Westermann, Andrea Hornung, Rene Schach, Mario Krüger und Hendrik Schulte bedanken, da sie immer für ein gutes Arbeitsklima im Büro gesorgt haben.

# Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig 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.

Frankfurt am Main, 03.02.2017

Matthias Kleiner