

Messung von Lepton-Paaren aus Meson-Zerfällen in den Hadronexperimenten NA49 und STAR

Diplomarbeit
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Jens Berger

aus Frankfurt

Frankfurt am Main 1998

Zusammenfassung

Die in ultra-relativistischen Schwerionenkollisionen erreichten Dichten und Temperaturen führen möglicherweise zu einem Übergang der hochangeregten Kernmaterie in eine partonische Phase ohne Einschluß der Quarks und Gluonen. Dieser Zustand wird Quark-Gluon Plasma genannt. Die Existenz dieses Plasmas vor einem Phasenübergang in ein Hadrongas versucht man in einer Reihe von Experimenten unter anderem an den Kernforschungszentren CERN in Genf/Schweiz und Brookhaven National Laboratory (BNL) auf Long Island/USA nachzuweisen.

Aufgrund theoretischer Modelle wird erwartet, daß Signaturen eines solchen Zustandes das Verhältnis der Pion- zu Baryonen-Produktion und die Produktion von Teilchen, die Strange-Quarks enthalten, sein könnten. Nach diesen Signalen sucht man im hadronischen Endzustand des Systems. Das *Fixed-Target*-Experiment NA49 untersucht Blei-Blei Kollisionen bei einer Strahlenergie von 158 GeV/c pro Nukleon. Das Experiment zeichnet sich durch seine große Detektorakzeptanz für geladene Teilchen verbunden mit einer präzisen Impulsmessung aus. Ähnliche Merkmale weist auch das momentan im Aufbau befindliche *Collider*-Experiment STAR am BNL auf. Hier sollen ab 1999 Kollisionen von Gold Kernen bei Energien von 100 GeV/c pro Nukleon analysiert werden. Die hohe Akzeptanz und die gute Impulsbestimmung der produzierten Teilchen zeichnen die Experimente als hervorragende Meßinstrumente für den hadronischen Endzustand aus.

Andere Observablen, von denen man sich Aufschluß über die Reaktionsdynamik einer ultra-relativistischen Schwerionenkollisionen erhofft, sind Vektormesonen, die kurz nach oder sogar noch im Reaktionsvolumen der Kollision in ein Lepton-Paar zerfallen. Der Vorteil hierbei ist, daß die Zerfallsteilchen (Elektronen oder Myonen) mit anderen Teilchen nur elektromagnetisch wechselwirken. Deswegen können sie ohne Wechselwirkung mit den umgebenden Hadronen die Reaktionszone verlassen. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in Leptonen ist allerdings 10^{-4} -mal niedriger als für den in Hadronen.

Im NA49-Experiment, das auf die Erfassung des hadronischen Endzustandes optimiert ist, ist es aufgrund des hohen Untergrundes an Hadronen nicht trivial, die Lepton-Paare aus dem Zerfall von Vektormesonen zu selektieren.

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, zu untersuchen, wie gut eine Identifikation von Elektronen bzw. Positronen im NA49-Experiment möglich ist. Es konnte die Effizienz der Selektion von Elektron-Positron-Paaren aus dem Zerfall von ϕ -Mesonen abgeschätzt und die Kontamination der Lepton-Kandidaten durch Hadronen ermittelt werden. Danach wurde ein Signal zu Untergrund Verhältnis für das Signal des ϕ -Mesons im Invariante-Masse-Spektrum abgeschätzt. Aus den mit dem NA49 Experiment gewonnenen Erkenntnissen konnten Vorschläge zur Optimierung der Messung von Lepton-Paaren aus Vektormesonen im zukünftigen STAR-Experiment gemacht werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Kernmaterie in extremen Zuständen am SPS und RHIC	1
2	Nachweis seltener Prozesse in Kern-Kern Kollisionen	5
2.1	Produktion des ϕ -Mesons	6
2.1.1	$\phi \rightarrow K^+ K^-$	6
2.1.2	$\phi \rightarrow e^+ e^-$	9
2.2	Simulation von leptonischen Zerfällen des ϕ -Mesons	9
2.2.1	Datenorientierte Monte-Carlo Simulation	10
2.2.2	Simulation nach dem VENUS-Modell	12
2.3	Optimierung der Datenerfassung und der Triggerkriterien im STAR-Experiment	16
3	Leptonspuren im NA49-Experiment	21
3.1	Konzeption des Experimentes	22
3.2	Aufbau von Spurendriftkammern	24
3.3	Funktionsweise einer Spurendriftkammer	26
3.4	Spezifischer Energieverlust geladener Teilchen in einem Zählgas	28
4	Selektion von $e^+ e^-$-Spuren	33
4.1	3D-Rekonstruktion der Spurtrajektorien	33
4.2	Reduktion der Daten	36
4.3	Selektion der Daten	37
4.4	Identifikation der Elektronen und Positronen	42
4.5	Globale Teilchenidentifizierung	45
4.6	Erweiterte Qualitätskriterien	50
4.7	Kontamination der selektierten Kandidaten mit Pionen	53
4.8	Effizienz	56
4.9	Sensibilität der Schranke	57
4.10	Ergebnisse und Diskussion	59
5	Vektormesonen in NA49	61
5.1	Invariante-Masse-Spektren I	62

5.1.1	Signal- und Untergrundspektren	62
5.1.2	Spektren nach Subtraktion des Untergrundes	66
5.2	Invariante-Masse-Spektren II	69
5.3	Invariante-Masse-Spektren III	72
5.4	Ergebnisse der Interpretation der Invariante-Masse-Spektren	74
A	Anhang	75
A.1	Gruppe I	77
A.2	Gruppe II	87
A.3	Gruppe III	97
	Tabellenverzeichnis	107
	Abbildungsverzeichnis	112
	Literaturverzeichnis	113

1 Kernmaterie in extremen Zuständen am SPS und RHIC

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Formulierung der Gesetze, welche die Wechselwirkungen zwischen den kleinsten Bausteinen der Materie, den Elementarteilchen, beschreiben. Die dominierende Kraft zwischen Quarks ist die starke Wechselwirkung. Vergleicht man diese Kraft zwischen zwei Quarks mit der elektromagnetischen Kraft zwischen zwei elektrischen Ladungen, so zeigt sich ein vollkommen anderes Verhalten. Anstelle des Photons, das im elektromagnetischen Falle ausgetauscht wird, vermitteln acht verschiedene Vektorteilchen - die Gluonen - die starke Wechselwirkung. Ein weiterer wesentlicher Unterschied besteht darin, daß die elektromagnetische Kraft mit zunehmenden Abstand geringer wird, die starke Kraft hingegen wächst an. Dieser Umstand hat zur Folge, daß Quarks nicht isoliert beobachtet werden (confinement). Quarks treten also stets gebunden auf, entweder zu zweien in Mesonen oder zu dreien in Baryonen. Damit ist es möglich, die Vielzahl der beobachteten Hadronen auf Kombinationen aus nur sechs verschiedenen Teilchen zurückzuführen. Entsprechend der elektrischen Ladung führt man in der Analyse der starken Wechselwirkung einen weiteren Freiheitsgrad ein: die Farbe. Damit wird auch die Beobachtung von Baryonen erklärbar, die aus drei Quarks mit der gleichen Flavor-Quantenzahl aufgebaut sind ($\Delta^{++}(\text{uuu})$, $\Omega^{--}(\text{sss})$). Diese Baryonen sind Fermionen und sollten durch eine antisymmetrische Wellenfunktion beschrieben werden. In einem Quarkmodell ohne Farbe sind die Eigenfunktionen jedoch völlig symmetrisch, erst die Einführung des neuen Freiheitsgrades führt aus diesem Dilemma.

Die Theorie, in der man die Phänomene der starken Wechselwirkung zu beschreiben versucht, nennt man Quantenchromodynamik (QCD). Sie wurde nach dem Vorbild der Quantenelektrodynamik aufgestellt, einer Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, die überaus erfolgreich experimentell bestätigt werden konnte. Obwohl bereits viele Messungen das Konzept der QCD stützen, zeigen erst die Analysen der Experimente an den Schwerionenbeschleunigern CERN-SPS und RHIC, wie weit diese Theorie eine angemessene Beschreibung der starken Wechselwirkung in einem Bereich liefert, wo die Kopplungskonstante den Wert 1 erreicht. Bei diesen Abständen sind perturbative

Lösungsansätze der QCD nicht mehr zulässig. Die Kenntnis der starken Wechselwirkung gerade in diesem Fall würde aber helfen, den Einschluß der Quarks in Hadronen zu erklären.

In Kollisionen schwerer ultrarelativistischer Ionen erwartet man gemäß Berechnungen der Gitter-QCD eine derart hohe Energiedichte, daß der Quarkeinschluß aufbricht (deconfinement) und ein Plasma entsteht, in dem sich Quarks und Gluonen frei bewegen: das Quark-Gluon Plasma. Den Phasenübergang von solch einem Plasma in ein Hadrongas versucht man in Experimenten schließlich nachzuweisen.

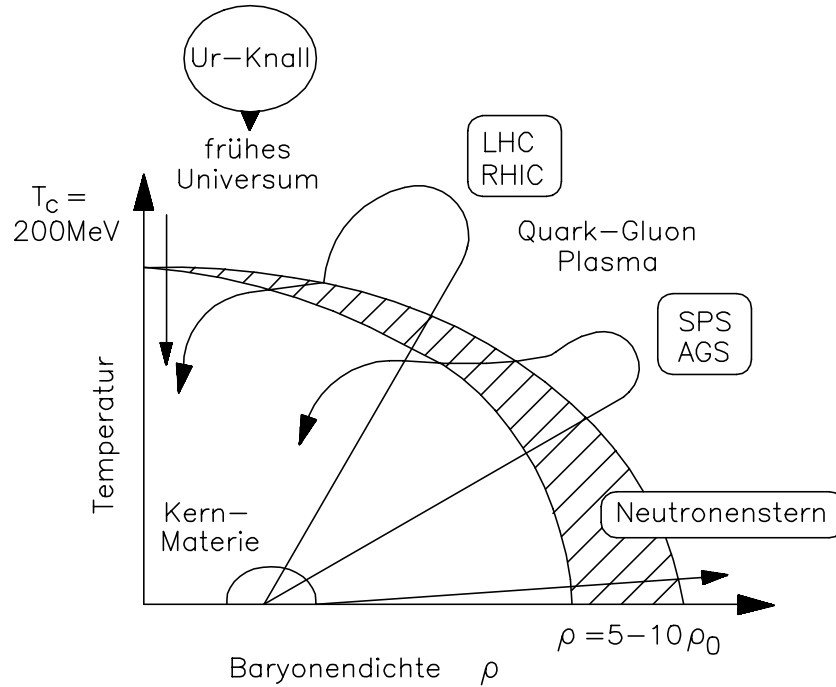


Abbildung 1.1 Phasendiagramm zum Übergang von hadronischer Materie in ein Quark-Gluon-Plasma als Funktion der Baryondichte und Temperatur.

Es wird davon ausgegangen, Indizien für die Existenz eines auf einer kurzen Zeitskala equilibrierten partonischen Systems gefunden zu haben. So lassen sich das Verhältnis der Pion- zu Baryon-Produktion - ein Maß für die Entropie - und die Strangeness-Produktion, die im Vergleich zu Nukleon-Nukleon Kollisionen erhöht ist, nur unzureichend in Hadrongas-Modellen beschreiben. Dieser Umstand legt die Interpretation nahe, daß kurzzeitig ein Quark-Gluon Plasma ausgebildet wurde [Gaź95a, Gaź95b]. Daneben werden direkte Signaturen eines solchen Zustandes diskutiert, dazu zählt beispielsweise unterdrückte Produktion des J/Ψ -Teilchens. Das J/Ψ -Teilchen entsteht wegen seiner großen Masse von $3096.9 \text{ MeV}/c^2$ in einer frühen Phase der Reaktion. Denn nur in den Anfangsphasen steht genügend Energie zur Erzeugung solch schwerer Teilchen zur Verfügung. Wenn sich aber ein $c\bar{c}$ -Paar in einer QGP-Umgebung bewegt, so wird es durch die frei beweglichen Farbladungen aufgelöst und führt nicht zur Bildung eines

J/Ψ -Teilchens. Diesen Effekt beobachtet man als Unterdrückung der J/Ψ -Produktion [Mat86]. Dieses Phänomen untersucht man beispielsweise im NA50-Experiment, in dem der Zerfall des J/Ψ in ein Myon-Paar detektiert wird.

Zwischen solchen Signalen aus der frühen Phase der Reaktion und dem hadronischen Endzustand der Reaktion stehen die Vektormesonen. Sie können Informationen über den Zustand des Systems vor dem chemischen und kinetischen *freeze-out* liefern.

Damit stellen Vektormesonen, die in ein Lepton-Paar zerfallen, eine interessante Observable dar. Sie können als Sonden für die Reaktionsdynamik benutzt werden [Aga96]. Weil die Leptonen mit anderen Teilchen nur elektromagnetisch wechselwirken, können sie ohne Wechselwirkung mit den umgebenen Hadronen der Reaktionszone die dichte Region des Feuerballs, verlassen. Besonders interessant ist die Beobachtung von kurzlebigen Vektormesonen, wie beispielsweise des ρ -Mesons. Durch Korrelationsanalysen [App98, Fli98] wurde die Größe des Feuerballs einer Schwerion-Kollision auf 5 fm bis 10 fm bestimmt. Das ρ -Meson hat eine Lebensdauer von $c\tau \approx 1,33$ fm/c. Das heißt, es kann innerhalb des Feuerballs in ein Lepton-Paar zerfallen, welches ohne weitere starke Wechselwirkung mit den Hadronen das Reaktionsvolumen verlassen kann. Damit ist das ρ -Meson mit seiner kurzen Lebensdauer besonders gut als Sonde geeignet, um Informationen aus dem Reaktionsvolumen herauszutragen. Die ω - und ϕ -Mesonen weisen eine wesentlich längere Lebensdauer auf : $c\tau_\omega \approx 23,7$ fm/c bzw. $c\tau_\phi \approx 45,1$ fm/c. Je kurzlebiger die Vektormesonen sind, um so breiter sind Ihre Massenverteilungen, daraus folgt für längerlebige Teilchen eine schlechte Identifikation im Massenspektrum. Theoretische Betrachtungen ergeben, daß für ρ -, ω - und ϕ -Mesonen in der Umgebung großer Dichten eine Massenverschiebung bzw. eine Verbreiterung der Masseverteilungen zu erwarten ist [Ko96, Wa97].

Das NA45-Experiment (CERES) am CERN ermöglicht die Messung von ρ -, ω - und ϕ -Mesonen über ihren Elektron-Positron Zerfall. Die Messungen zeigen eine Überhöhung des Massenspektrums gegenüber allen hadronischen Quellen. Dieses Phänomen kann interpretiert werden als eine Restauration der chiralen Symmetrie, ein Effekt, der sich vermutlich in einer frühen Phase einer Schwerionenkollision zeigt.

Beim STAR-Experiment am RHIC-Beschleuniger stehen etwa 10 mal höhere Energien zur Verfügung. Bei der Analyse der dort untersuchten Kollisionen werden zusätzlich harte Streuprozesse wichtig: beispielsweise können in Parton-Parton-Stößen mit großen Impulsüberträgen Jets entstehen, die ihrerseits als Sonden der umgebenden heißen Kernmaterie nutzbar sind [Sta92].

Aus dem im Vorstehenden umrissenen Hintergrund ergibt sich das Ziel dieser Arbeit. Es besteht in der Beantwortung der Frage, ob eine Messung von Lepton-Paaren in Hadronexperimenten möglich ist. Das NA49-Experiment am CERN wurde ursprünglich auf den Nachweis von Hadronen ausgelegt, auch der Schwerpunkt des im Aufbau befindlichen STAR-Experimentes am RHIC liegt auf der Beobachtung hadronischer Observablen. Daneben besteht aber unter gewissen Einschränkungen die Möglichkeit, Leptonen zu identifizieren. Diese Möglichkeit wird in Kapitel 2 unter den Aspekten der Akzep-

tanz der Detektoren und der erreichbaren Ereignisraten in den Experimenten diskutiert. Diese Betrachtungen konzentrieren sich auf das ϕ -Meson, da dieses im NA49-Experiment in seinem Kaon-Zerfallskanal bereits vermessen wurde. Bezüglich des STAR-Experimentes wird eine Optimierung der Datenerfassung und des Triggersystems hinsichtlich der Messung von Leptonpaaren vorgestellt. In Kapitel 3 wird auf den Aufbau des NA49-Experimentes und auf die Funktionsweise der zentralen Detektoren eingegangen. Damit sind die Voraussetzungen geschaffen, um in Kapitel 4 den Prozeß der Selektion vorzustellen. Insbesondere werden die Kriterien diskutiert, nach denen ein Teilchen als Elektron bzw. Positron identifiziert wird. Zu dieser Problematik zählt auch die Kontamination der Leptonkandidaten durch Hadronen. Es wird gezeigt werden, daß unter den gegebenen Bedingungen eine hinreichend gute Trennung der Elektronen von den weitaus zahlreicheren Hadronen möglich ist. In Kapitel 5 schließlich werden die Invariante-Masse-Spektren vorgestellt und diskutiert.

2 Nachweis seltener Prozesse in Kern-Kern Kollisionen

Die Experimente NA49 und STAR an den Beschleunigern SPS bzw. RHIC zeichnen sich durch ihre große Akzeptanz für geladene Teilchen verbunden mit einer präzisen Ortsmessung und einer guten Impulsauflösung aus. Dieses Konzept ermöglicht das Studium von schwachen Zerfällen, 2-Teilchen Korrelationen und Fluktuationen innerhalb einzelner Ereignisse.

Der Nachteil in der Auslegung dieser Experimente liegt in der relativ geringen Ereignisrate (bei NA49 ≈ 1 Hz) und der großen Datenmenge pro Ereignis (NA49 ≈ 10 Mbyte) [Nan98]. Damit beschränkt sich die Nachweismöglichkeit auf solche Observable, die mit einem großen Wirkungsquerschnitt produziert werden.

Es existieren aber auch kurzlebige Vektormesonen (ρ -, ω -, ϕ -Teilchen), die zwar in starken Prozessen häufig produziert werden, die aber selten in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Der Vorteil des Nachweises in diesem Zerfallskanal liegt darin, daß die Leptonen die Reaktionsvolumen ohne Wechselwirkung verlassen können und somit Informationen über den Zustand der Kernmaterie vor dem Zerfallszeitpunkt des Vektormesons übertragen können. Dieser liegt beim ρ -Meson mit seiner Lebensdauer $c\tau \approx 1,33$ fm/c in der frühen heißen Phase des Systems, in der man das Vorliegen eines Quark-Gluon-Plasma erwartet.

Im CERES Experiment am CERN-SPS Beschleuniger, das speziell auf den Nachweis von Leptonpaaren im Massenbereich $0,2 \leq m_{ee} \leq 1,5$ GeV/c² ausgelegt ist, weist man einen signifikanten Überschuß relativ zu allen bekannten hadronischen Quellen, der Elektron-Positron-Produktion in zentralen Schwefel-Blei- und Blei-Gold-Kollisionen bei SPS-Energien nach [Aga96]. Allerdings ist es im CERES-Experiment nicht möglich, aufgrund der schlechten Massenauflösung von ca. 10% ω - oder ϕ -Resonanzen aufzulösen. Damit bleiben Versuche, die Überhöhung durch Verschiebung oder Verbreiterung der Vektormesonmassen zu erklären, unbefriedigt. In der Planung des CERES-Experimentes ist eine Verbesserung der Impulsauflösung und eine Erhöhung der Rate für die Strahlzeit 1998 vorgesehen.

Damit stellt sich die Frage, ob Hadronexperimente wie NA49 oder STAR in der

Lage sind, Leptonpaare, die aus Vektormesonen stammen, zu detektieren. Bei RHIC-Energien erscheint es denkbar, das schwere J/ψ -Meson in seinen Elektron-Positron-Kanal nachzuweisen [Sta92].

Im Folgenden wird diskutiert, ob und unter welchen Bedingungen ein Leptonnachweis im NA49- bzw. STAR-Experiment möglich ist. Zunächst muß dazu die Frage beantwortet werden, ob die Akzeptanz und die Ereignisrate prinzipiell ausreichen, die seltenen Zerfälle zu detektieren. Anschließend muß gezeigt werden, daß die Leptonen in Anwesenheit vieler Hadronen eindeutig identifiziert werden können. Der Untergrund aus fehlidentifizierten Hadronen und der kombinatorische Positronen-Elektronen-Untergrund aus γ -Konversionen und Dalitz-Zerfällen bestimmen das Signal zu Untergrund-Verhältnis. Die Größe dieses Verhältnisses diktiert schließlich die erforderliche Anzahl von Ereignissen. An Hand dieser Untersuchung läßt sich planen, ob und wodurch im STAR-Experiment bei hohen Ereignisraten die Identifikation von Lepton-Paaren optimierbar ist. Dies kann z.B. mit Hilfe der Detektion und Selektion der Lepton-Paare in Echtzeit geschehen. Damit kann man das Datenvolumen auf die potentiellen Leptonenspurten beschränken. Eine andere Möglichkeit liegt in der Datenkomprimierung durch spezielle angepaßte Modelle, mit denen die Daten für die spätere Auswertung gespeichert werden können.

2.1 Produktion des ϕ -Mesons

Das ϕ -Meson wurde bereits in seinem K^+K^- -Zerfallskanal im Experiment NA49 nachgewiesen. Somit sind Multiplizität und Verteilung im Phasenraum bekannt. Diese Ergebnisse dienen als Grundlage für Vergleiche und Simulationen.

2.1.1 $\phi \rightarrow K^+ K^-$

Das ϕ -Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 49,1% in ein K^+K^- -Paar. Die in einer Blei-Blei-Kollision bei 158 GeV/c pro Nukleon entstehenden etwa 7 ϕ -Mesonen zerfallen in etwa 3 K^+K^- -Paare.

Bei dem Zefall des ϕ -Mesons in ein K^+K^- -Paar ist der in kinetische Energie umgewandelte Anteil der Masse sehr gering, so daß die entstandenen Kaonen, bei nicht zu kleinen Impulsen des ϕ -Mesons, nahezu in der Richtung des ϕ -Mesons weiterfliegen. Die K^+K^- -Paare aus ϕ -Mesonen mit Rapiditäten größer drei ($y_\phi := \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z} > 3$) bevölkern daher weitgehend die Vorwärtshemisphäre. Das NA49-Experiment deckt mit seinen Detektoren einen weiten Bereich der Vorwärtshemisphäre ab. Damit läßt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von ungefähr 50% für K^+K^- -Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons erreichen.

Insgesamt entstehen etwa 120 Kaonen (K^+, K^-, K^0) bei einer Blei-Blei-Kollision. Die

Kaonen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons können nicht von den anderen Kaonen unterschieden werden. Es ergibt sich so ein Verhältnis von Signal zu Untergrund von etwa 0,05. Das in ein K^+K^- -Paar zerfallene ϕ -Meson wird mittels seiner invarianten Masse nachgewiesen. Dazu wird für alle möglichen Kombinationen aus positiven und negativen Kaonen die invariante Masse nach der Formel (2.1) berechnet:

$$m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (2.1)$$

Aus den Energien E_1, E_2 und Impulsen $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ der beiden Teilchen wird die invariante Masse m_{inv} eines hypothetischen Elternteilchens berechnet. Trägt man die Häufigkeit der Kaonen-Paare als Funktion der invarianten Masse auf, so hebt sich die ϕ -Mesonen-Resonanz deutlich vom Hintergrund ab. Die Kaonen, die nicht aus dem Zerfall des ϕ -Mesons stammen, erzeugen den Hintergrund; dieser kann aber rekonstruiert und abgezogen werden.

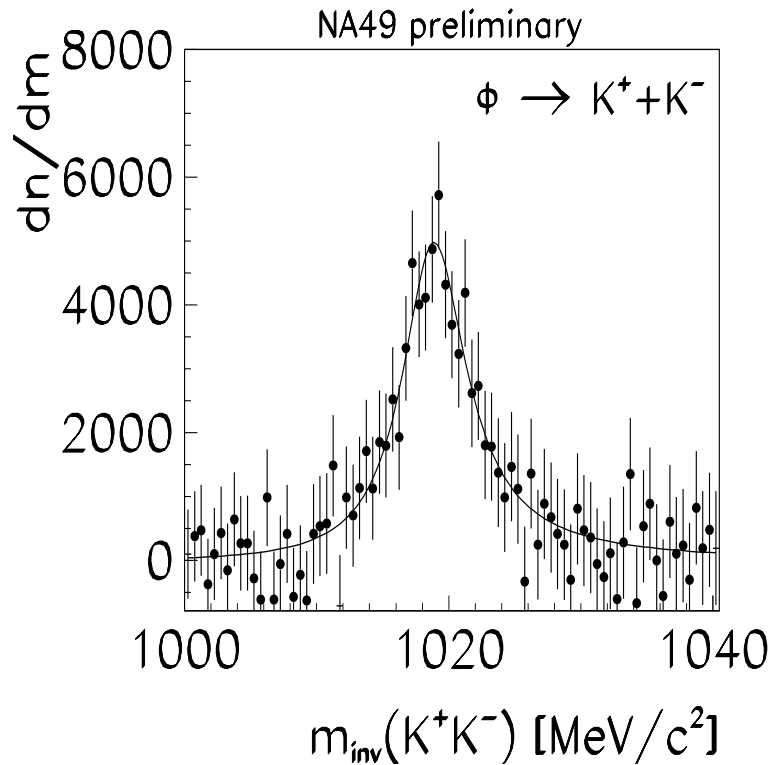


Abbildung 2.1 Signal des ϕ -Mesons in der invariante Masse nach Abzug des Untergrundes [Moc97].

Abbildung (2.1) zeigt das Spektrum der invarianten Masse nach Subtraktion des Untergrundes im Bereich der Masse des ϕ -Mesons. Ein klares Signal ist sichtbar. Daraus läßt sich eine Masse von $1019,0 \text{ MeV}/c^2 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2$ bestimmen. Dieser Wert ist verträglich mit dem Literaturwert ($m_\phi = 1019,413 \pm 0,008 \text{ MeV}/c^2$ $\Gamma_\phi = 4,43 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$). Die Breite der Verteilung $5,9 \text{ MeV}/c^2 \pm 0,7 \text{ MeV}/c^2$ entspricht der natürlichen Breite gefaltet mit der experimentellen Auflösung von etwa $1 \text{ GeV}/c$ die in NA49 erreicht wird [Moc97].

Abschließend läßt sich feststellen, daß im NA49-Experiment ϕ -Mesonen über der Zerfall in K^+K^- -Paare gemessen wurden. Es ist weder eine deutliche Verbreiterung noch eine Veränderung der invarianten Masse des ϕ -Mesons in diesem Zerfallskanal erkennbar. Das ϕ -Meson läßt sich in unterschiedlichen Bereichen der Rapidität und des Transversalimpulses rekonstruieren. Die daraus resultierenden Transversalimpulsmassen- (m_T) und Rapiditätsspektren (y) sind in Abbildung (2.2) gezeigt. An das m_T -Spektrum kann ein inverser Steigungsparameter von etwa 300 MeV angepaßt werden dies entspricht der "Temperatur" der Kernmaterie zu dem Zeitpunkt, an dem die Mesonen das Reaktionsvolumen verlassen. Die Integration des Rapiditätsspektrums ergibt eine Multiplizität für das ϕ -Meson von etwa 7 Mesonen pro Ereignis [Püh98].

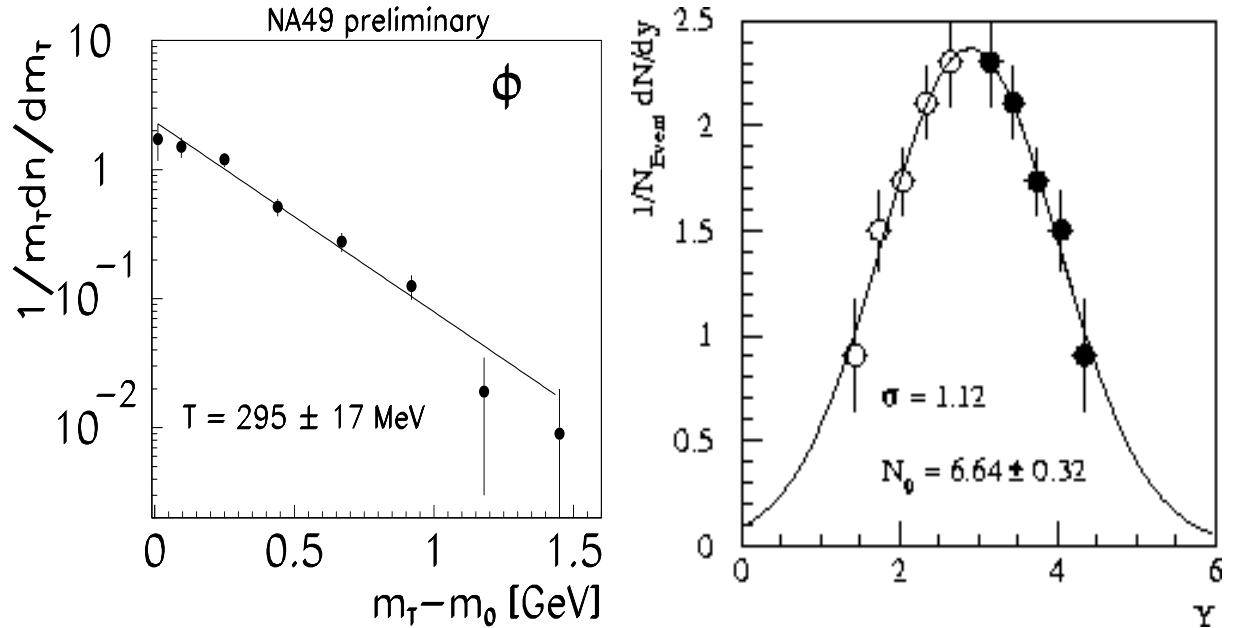


Abbildung 2.2 Links: Verteilung der transversalen Masse der ϕ -Mesonen. Rechts: Rapiditätsverteilung der ϕ -Mesonen, extrapoliert auf den gesamten Bereich des Transversalimpulses.

2.1.2 $\phi \rightarrow e^+ e^-$

In vorherigen Abschnitt wurde das ϕ -Meson durch die Messung der durch seinen Zerfall entstandenen K^+K^- -Paare nachgewiesen. Ein anderer Zerfallskanal des ϕ -Mesons ist der Zerfall in e^+e^- -Paare. Die Wahrscheinlichkeit dieses Zerfalls ist um Größenordnungen geringer als der Zerfall in K^+K^- -Paare. Die Wahrscheinlichkeit, daß das ϕ -Meson in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt, beträgt etwa 3×10^{-4} . Das bedeutet, daß in 10000 Ereignissen mit einer mittleren Anzahl von etwa 7 ϕ -Mesonen pro Ereignis dieser Zerfall ca. 21 mal zu erwarten ist. Um die Detektorakzeptanz für Elektronen-Positron Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons zu ermitteln und herauszufinden, ob die Identifizierung dieser Elektronen-Positron Paare mit einer hinreichenden Effizienz möglich ist, wurden Simulationen durchgeführt.

2.2 Simulation von leptonischen Zerfällen des ϕ -Mesons

NA49 und STAR sind Experimente, die auf die Erfassung des hadronischen Endzustandes einer Kern-Kern-Kollision ausgelegt sind. Zur Selektion von Elektronen bzw. Positronen kann in diesen Experimenten der mittlere Energieverlust der Teilchen beim Durchgang durch das Zählgas einer TPC oder die aus den Flugzeitdetektoren ermittelte Masse eines Teilchens verwendet werden. In STAR besteht zusätzlich die Möglichkeit der Selektion durch das EMC (elektromagnetisches Kalorimeter).

Um einen Überblick darüber zu gewinnen, ob Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons unter den gegebenen Bedingungen zu beobachten sind, wurden Simulationen durchgeführt.

Die Simulationen sollten Aufschluß über folgende Aspekte geben:

- Verteilung der Elektron-Positron-Paare im Impulsraum.
- Durch Kenntnis der Verteilung der Elektron-Positron-Paare im Impulsraum und der Geometrie der Detektoren kann die Akzeptanz abgeschätzt werden.
- Ermittlung der Kontamination der selektierten Kandidaten durch Hadronen.
- Anzahl der Kandidaten, die pro Ereignis selektiert werden.
- Abschätzen des Untergrundes durch Elektronen und Positronen, die durch γ -Zerfall, Dalitz-Zerfall, Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial erzeugt werden.

Zwei Simulationen, denen das NA49 Experiment zugrunde liegt, wurden durchgeführt. In beiden Simulationen wurden als Detektoren nur die TPCs betrachtet. Die Flugzeitwände wurden wegen ihrer kleinen Akzeptanz nicht berücksichtigt.

2.2.1 Datenorientierte Monte-Carlo Simulation

Zunächst wurde eine Monte-Carlo Simulation durchgeführt. Dabei wurde von der Rapiditäts- und Transversalimpuls-Verteilungen der ϕ -Mesonen ausgegangen, die über den Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+ K^-$ gemessen wurden. Die simulierten ϕ -Mesonen wurden zufällig gemäß dieser Verteilung angeordnet, um dann entsprechend ihrer Zerfallskinetik in e^+e^- -Paare zu zerfallen. So konnte die Detektorakzeptanz und die Verteilung der Elektronen und Positronen im Impulsraum simuliert werden.

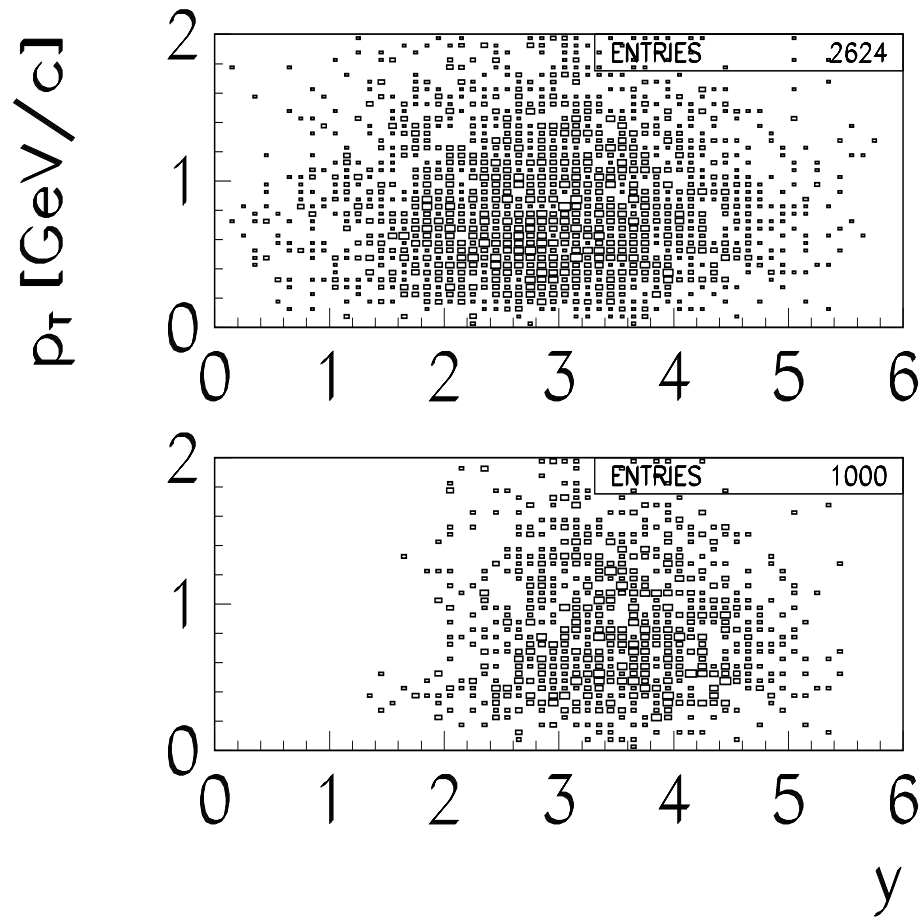


Abbildung 2.3 Monte-Carlo Simulation. Transversalimpuls aufgetragen gegen Rapidität.
Oben: Alle erzeugten Teilchen.
Unten: Teilchen im Akzeptanzbereich des Detektors.

Abbildung(2.3) zeigt einerseits die Verteilung des transversalen Impulses aufgetragen gegen die Rapidität der erzeugten ϕ -Mesonen und andererseits diejenigen, deren Zer-

fallsteilchen, d.h. sowohl das Elektron als auch das Positron in den Detektoren mit hinreichend vielen Messungen des spezifischen Energieverlustes nachgewiesen werden. Die so ermittelte geometrische Akzeptanz beträgt ca. 40%.

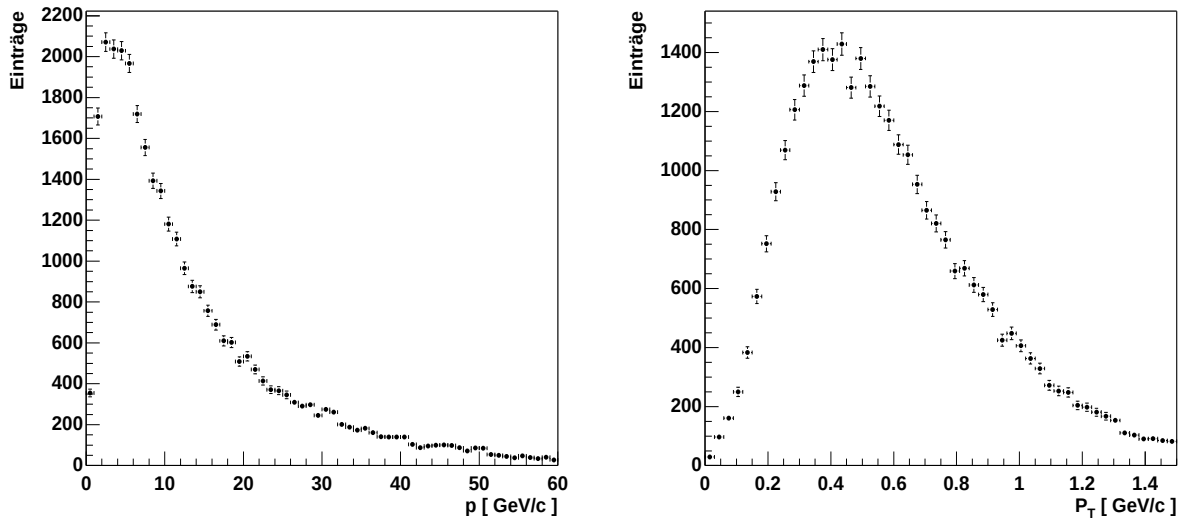


Abbildung 2.4 Monte-Carlo Simulation.

Links: Impulsverteilung der Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons.
 Rechts: Verteilung des transversalen Impulses der Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons.

Abbildung (2.4) zeigt, daß nach der Monte-Carlo Simulation die meisten Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons im Impulsbereich kleiner 30 GeV/c liegen. Das Maximum der Transversalimpulsverteilung liegt bei 0,4 GeV/c, der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ liegt bei 0,57 GeV/c.

2.2.2 Simulation nach dem VENUS-Modell

Um Aufschluß über die Kontamination der selektierten Elektronen und Positronen unter anderem durch Hadronen zu bekommen, mußte eine detailliertere Simulation verwendet werden. Hierzu wurde eine Simulation¹ nach dem VENUS-Modell durchgeführt [Wer89]. Das VENUS-Modell liefert als Ereignis-Simulator die Phasenraumverteilung aller Teilchen, die bei einer Kern-Kern-Kollision entstehen. Nachdem die Verteilungen aller Teilchenspezies vorliegen, wird das Verhalten der Teilchen in den Detektoren mit dem Programmpaket GEANT simuliert [Gea87]. Die Simulation des spezifischen Energieverlustes wurde durch eine Parametrisierung nach Brian Lasiuk vorgenommen [Las97]. So war es möglich, Spektren des mittleren Energieverlustes der Teilchen zu gewinnen. Diese konnten dann zur Teilchenidentifikation verwendet werden.

Als Qualitätskriterien wurden folgende Bedingungen an die Spuren gestellt:

- Impuls $p < 40 \text{ GeV}/c$.
- Abstand der Spuren vom Hauptvertex in der Targetebene $< 5 \text{ cm}$ in horizontaler Richtung und $< 2 \text{ cm}$ in vertikaler Richtung.
- Mindestens 20 Cluster in VTPC1, VTPC2 und MTPC.

So konnte ermittelt werden, welche Teilchen durch die angewandten Kriterien selektiert wurden.

Die Verteilungen des Impulses (Abbildung (2.5) links) und des transversalen Impulses (Abbildung (2.5) rechts) ähneln den Verteilungen der auf den Daten basierenden Monte-Carlo-Simulation (siehe Abbildung (2.4)). In dieser Simulation war auch eine Abschätzung der Anzahl der durch die Detektoren gegangenen Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons möglich (Abbildung (2.6)). Die meisten Elektronen und Positronen werden in der VTPC1 detektiert. Die Anzahl der selektierten Teilchen und das Verhältnis der unterschiedlichen selektierten Teilchen zueinander, sind in Tabelle (2.1) aufgeführt.

¹Die Simulation nach dem VENUS-Modell und die anschleissende Detektorsimulation mit GEANT wurde von von Thomas Ullrich an der YALE-University in New Haven,CT USA durchgeführt.

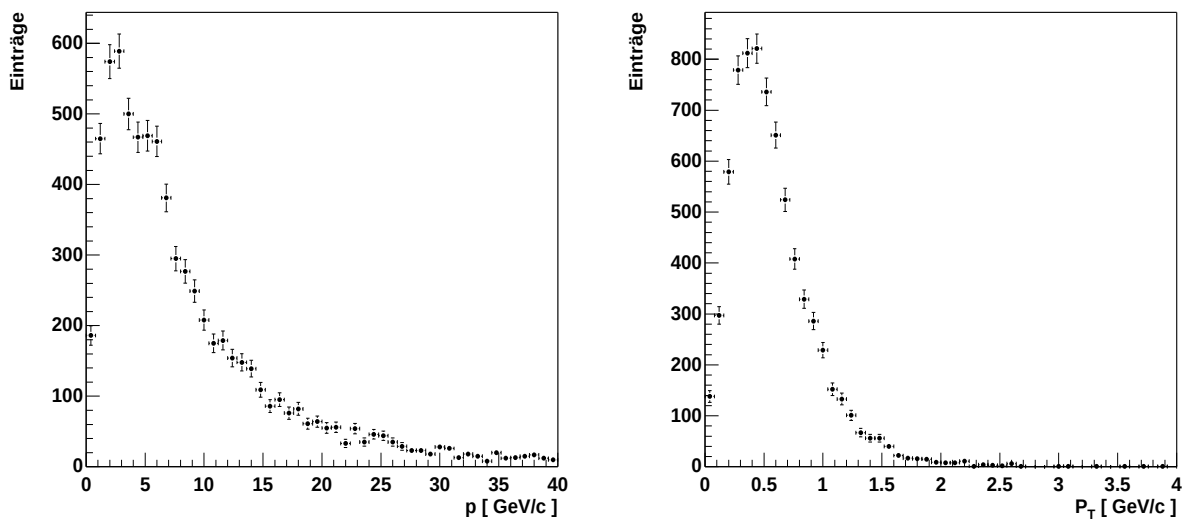


Abbildung 2.5 VENUS Modell.

Links: Impulsverteilung der Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons.
 Rechts: Verteilung des transversalen Impulses der Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons.

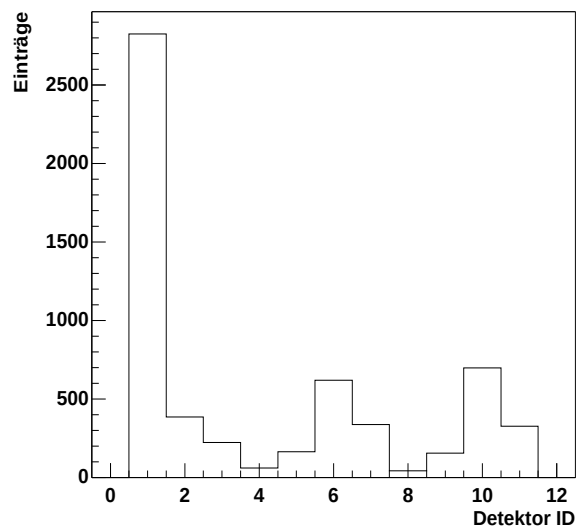


Abbildung 2.6 Anzahl der durch die Detektoren gegangenen Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons, aufgetragen über die Detektor ID. (Die Zuordnung zwischen ID und Detektor ist gemäss der GEANT Definition – ID=1=VTPC1 ; ID=2=VTPC2 ; ID=3=MTPCL ; ID=4=MTPCR)

$\langle -dE/dx \rangle$ Selektion	$e^+ + e^-$	h	h + e	h/(h + e)
$W_{St.}$	4,96	6,39	11,36	0,563
$W_{St.} \ \& \ p_{min}$	4,79	3,69	8,48	0,435
$W_{St.} * 0,95 \ \& \ p_{max}$	5,38	28,86	34,24	0,843
$W_{St.} * 1,05 \ \& \ p_{max}$	3,39	0,43	3,82	0,113

Tabelle 2.1 Die mittlere Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis und Verhältnis der selektierten Teilchen zueinander für verschiedene Selektionskriterien. Nach dem VENUS-Modell und der GEANT-Detektorsimulation. Alle Werte auf ein Ereignis normiert.

Die Spaltenüberschriften der Tabelle sind wie folgt zu verstehen:

$\langle -dE/dx \rangle$ Selektion: Die für die Selektion der Kandidaten durch den spezifischen mittleren Energieverlust verwendeten Kriterien. Standardwert der Schranke = $W_{St.}$.

$e^+ + e^-$: Anzahl der selektierten Elektronen und Positronen.

h: Anzahl der selektierten Hadronen.

h + e: Anzahl der selektierten Hadronen + Elektronen und Positronen (= Anzahl der Kandidaten).

h/(h + e): Verhältnis von Hadronen und Hadronen + Elektronen und Positronen dies entspricht der Kontamination der Kandidaten durch Hadronen.

Das Selektionskriterium für die Teilchen war, neben den oben erwähnten Qualitätskriterien, die untere Schranke im Spektrum des mittleren Energieverlustes (auf die Methodik wird in Kapitel 4.4 eingegangen).

Als untere Schranke wurde der Schnittpunkt zwischen der Pionen- und Elektron-Verteilungen definiert. Im weiteren wird diese Wahl als Standardwert bezeichnet. In Tabelle (2.1) wird der Standardwert der Schranke als $W_{St.}$ bezeichnet. Der Wert der Schranke wurde um 5% im Spektrum des simulierten mittleren Energieverlustes variiert, um die Sensitivität der Teilchenanzahl auf die Wahl des Schrankenwertes zu bestimmen. Für den Standardwert ergibt sich als mittlere Anzahl der selektierten Teilchen ≈ 12 bei einem Verhältnis zwischen Hadronen und Hadronen + Elektronen und Positronen von 0,56; dies entspricht einer Kontamination von ca. 56% Hadronen in selektierten Kandidaten. Diese Werte steigen stark an, wenn die Schranke um 5% zu niedrigeren Werten verschoben wird und fallen stark ab, wenn die Schranke um 5% zu höheren Werten verschoben wird. Da das Maximum der Impulsverteilung der Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons im Bereich zwischen 1 GeV/c und 20 GeV/c liegt (Abbildung (2.5)) und die Positronen bzw. Elektronen bei hohen Impulsen im Spektrum des mittleren Energieverlustes immer weniger unterscheidbar von Pionen werden, wurde die mittlere Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis und das Verhältnis der selektierten Teilchen zueinander nach Verwerfen von Teilchen mit einem Impuls größer

20 GeV/c ermittelt. Wenn der Standardwert für die Schranke gesetzt wird verringert sich die Anzahl der selektierten Teilchen auf etwa 9. Die Kontamination der Kandidaten durch Hadronen verringert sich auf ca. 43%. Für die weiteren Untersuchungen orientierte man sich an den Werten, die sich nach Verwerfen von Teilchen mit einem Impuls < 20 GeV/c ergaben. Nach dieser Simulation hängen die Werte für die mittlere Anzahl der selektierten Teilchen und dem Verhältnis zwischen Hadronen und Kandidaten sehr stark von dem Wert der Schranke ab. Deswegen müssen die Auflösung maximiert und die systematischen Fehler minimiert werden. Wird von den Standardwerten der Schranke und einer Beschränkung auf Teilchen mit Impulsen größer 20 GeV/c ausgegangen, so sind im Mittel 56,5% der Teilchen Elektronen; dies entspricht etwa 5 Spuren pro Ereignis. Nach Akzeptanz- und Effizienzbetrachtungen erwartet man etwa 0,03 Elektronen und Positronen, die aus dem Zerfall des ϕ -Mesons stammen. Daraus läßt sich abschätzen, daß keinesfalls mehr als 0,5 Elektron und Positronen aus Zerfällen von Vektormesonen beobachtet werden können.

So kann bereits in der Simulation geschlossen werden, daß zusätzlich zum Untergrund aus Hadronen ein erheblicher Untergrund an Elektronen und Positronen, vorhanden ist.

2.3 Optimierung der Datenerfassung und der Triggerkriterien im STAR-Experiment

Die Erfahrungen die im Rahmen des NA49-Experimentes gesammelt wurden, um Leptonen zu identifizieren, sollen in das STAR-Experiment eingebracht werden. Dort soll die Möglichkeit geschaffen werden, nur seltene Zerfälle zu registrieren oder Ereignisse zu selektieren, in denen solche stattfinden.

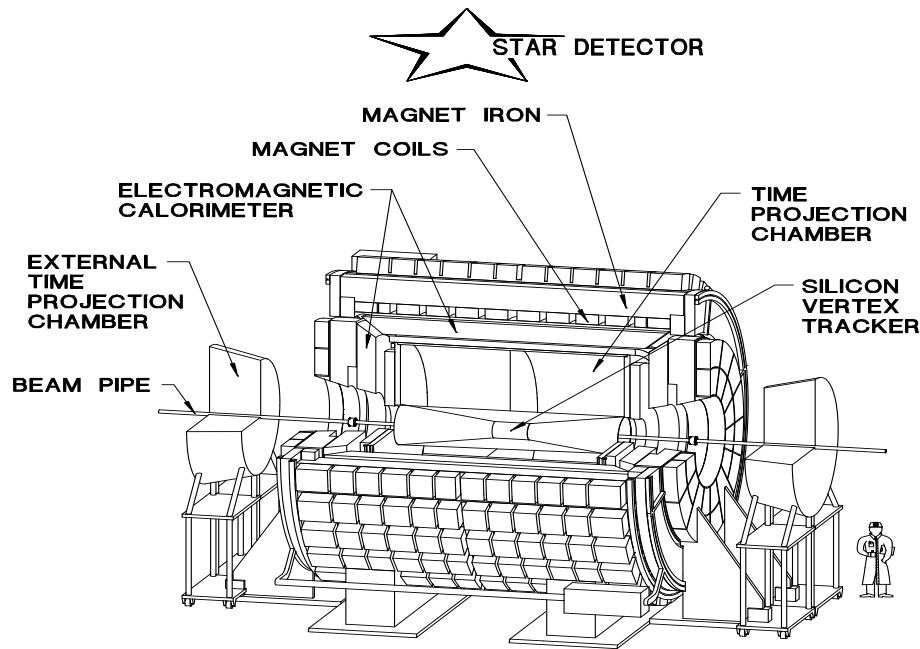


Abbildung 2.7 STAR Experiment. Von beiden Seiten kommt ein Strahl von Gold Kernen mit einer Energie von 100 GeV/c pro Nucleon. In der Mitte des Detektors werden die Kerne zur Kollision gebracht.

Abbildung (2.7) zeigt den experimentellen Aufbau. Der wesentliche Unterschied zum Experiment NA49 besteht darin, daß es sich bei dem STAR Experiment um ein *Collider*-Experiment handelt. Das heißt, daß von beiden Seiten des Detektors ein Strahl mit Kernen kommt. In der Mitte des Detektors werden die Kerne zur Kollision gebracht. Der wesentliche Bestandteil des Experiments ist neben dem Magneten die Spurendriftkammer (Time Projection Chamber). Im Bereich hoher Teilchendichten nahe des Interaktionsvertex ist zusätzlich zur Spurendriftkammer ein Silikon-Drift-Detektor angebracht. Außerdem befindet sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (EM Calorimeter) um die Spurendriftkammern. Rund um die Spurendriftkammern sind Flugzeitdetektoren geplant. Alle Detektoren des STAR-Experiments können mit einer Rate von 100 Hz ausgelesen werden. Aufgrund des Datenvolumens von etwa 20 Mbyte pro Ereignis ist aber nur eine Aufzeichnungsrate von etwa 1 Hz möglich.

Zur Steigerung der Ereignisrate bestehen zwei Möglichkeiten:

- Durch eine Ereigniserkennung in Echtzeit können bestimmte Ereignisse oder Teilchen selektiert werden.
- Die Kompression der Rohdateninformationen verringert die Datenmenge pro Ereignis, die an ein Speichermedium weitergeleitet werden muß.

Wie sich eine durch Selektion oder Kompression erreichte Ereignisrate von etwa 100 pro Ereignis für die Messung von Leptonenpaaren nutzen läßt, soll im Anschluß diskutiert werden.

Ausgehend von Simulationen im Rahmen des NA49-Experimentes und den in den nächsten Kapiteln vorgestellten Untersuchungen der NA49 Daten ist mit mehreren Elektronen und Positronen pro Ereignis zu rechnen. Gelänge es, die Kandidaten innerhalb 10 msec zu erkennen und die Rohdateninformation dieser Spuren effizient zu komprimieren, so wäre es möglich, die 100 Hz Datenrate zu nutzen, ohne durch die Aufzeichnungsbandbreite limitiert zu sein.

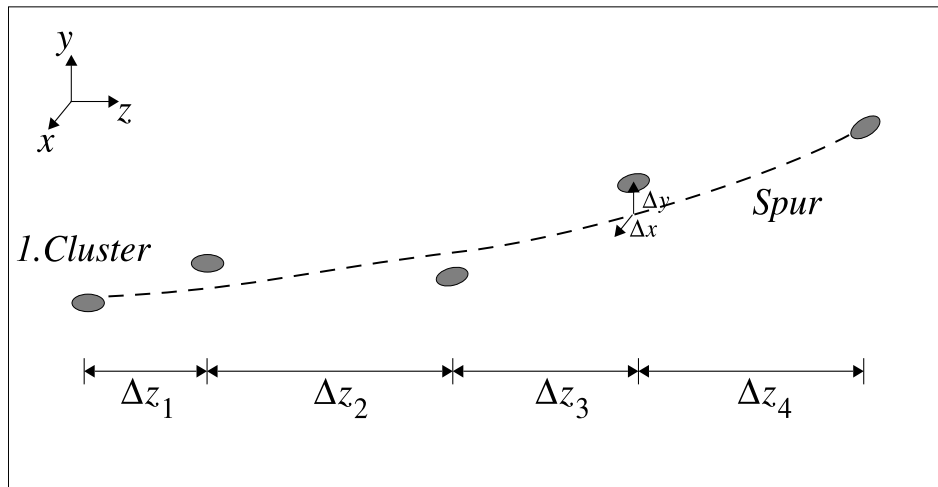


Abbildung 2.8 Cluster entlang einer Trajektorie eines geladenen Teilchen beim Durchgang durch eine Spurendriftkammer. Die Position und Ladung der Cluster wird durch die Abweichungen der einzelnen Cluster vom Spurmodell beschrieben.

Die Voraussetzung für ein solches Konzept ist es, innerhalb 10 msec ein Ereignis zu analysieren. Das bedeutet, den kompletten in Kapitel 4.1 dargestellten Rekonstruktionsprozeß der Raumpunkte-Bestimmung, des Spurfindens und der Selektion von Elektronen und Positronen anhand ihres mittleren spezifischen Energieverlustes im Zählgas einer TPC (siehe Kapitel 4.3) in Echtzeit durchzuführen. Um möglichst wenig Information zu verlieren und doch alle Spurinformatoren, die eine aufwendige Offline-Auswertung benötigt, zu speichern, muß ein komprimiertes Datenformat definiert werden.

Die Idee hierbei ist, jede gefundene Spur zu modellieren und nur Abweichungen der Messungen vom Modell zu speichern. Dieses Modell beruht darauf, eine Spur lokal durch eine Helix zu beschreiben, die durch die Schwerpunkte der Ladungscluster definiert wird.

Die Cluster selbst werden durch Abweichung von einem Protocluster, der für die Spur typisch ist, repräsentiert (siehe Abbildung (2.8)). Gespeichert werden jeweils nur differentielle Größen, d.h. die Abweichungen der Cluster-Schwerpunkte von der Helix und die Abweichungen der gemeinsamen Cluster vom Cluster-Modell. Diese Größen werden gemäß der erreichten Detektorauflösung quantisiert, wobei der Dynamikbereich nicht-linear aufgeteilt wird [Ber96].

Das Konzept, Cluster mit Positionsinformationen und Ladungsinformation komprimiert zu speichern, hat in der Form von "Minipoints" Eingang in die NA49 Auswertekette gefunden. Hier wurde als Spurmodell die einzelnen Impulskomponenten der Spur und der Mittelwert der einzelnen Ladungscluster entlang der Spur berechnet. Die Abweichungen der Ladungen der einzelnen Cluster von diesem Mittelwert und der Abstand der einzelnen Cluster zueinander (Δz) wurde abgespeichert.

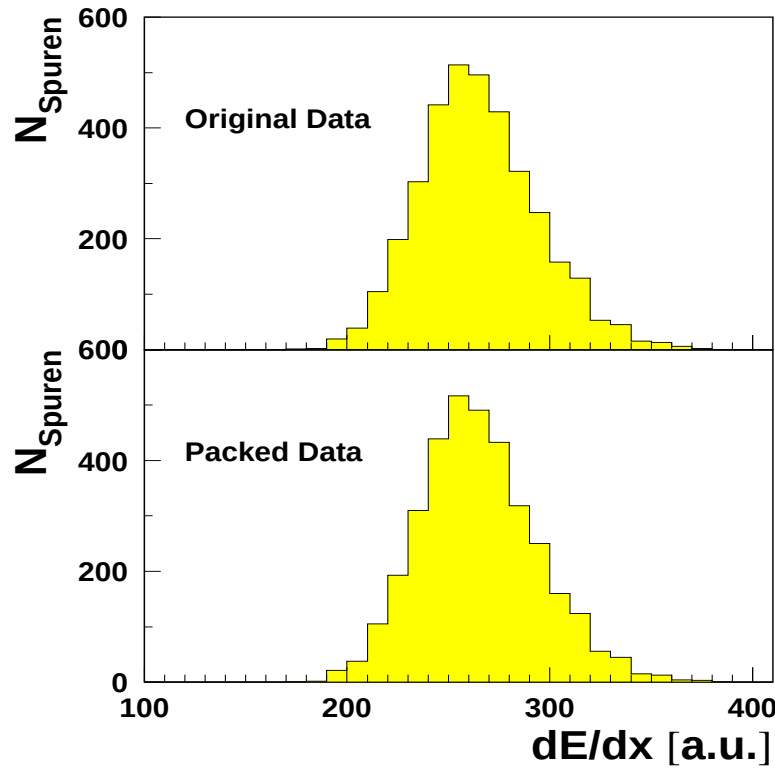


Abbildung 2.9 Oben: Verteilung des berechneten mittleren Energieverlustes (arbiträre Einheiten) mit den originalen Daten der Clusterladungen.
Unten: Verteilung des berechneten mittleren Energieverlustes (arbiträre Einheiten) nach Komprimierung und Dekomprimierung der Clusterladungen durch "Minipoints"

Der Nachteil dieser Methode war, daß zur Rekonstruktion eine erhebliche Rechenzeit zur Wiederherstellung des Spurmodells nötig war, da als abgespeicherte Information der Spuren nur die Impulskomponenten zur Verfügung standen. Durch die Impulskomponenten und durch die Kenntnis des Magnetfeldes ist zwar das Spurmodell wiederherstellbar, die Berechnungen sind aber inklusive aller Magnetfeldkorrekturen langwierig.

Es wurde die Erfahrung gemacht, daß ein solches Spurmodell für inakzeptable Rechenzeiten bei der Rekonstruktion sorgt. Abhilfe kann ein vereinfachtes Spurmodell z.B. eine Helix oder Kreisgleichungen für gekrümmte und Geraden für gerade Spuren, sein. Hierbei ist es nur wichtig, daß das gewählte Spurmodell so genau ist, daß die Unterschiede zwischen den Cluster-Parametern und den Spurparametern nicht die Grenze des zur Verfügung stehenden Dynamikbereiches übersteigen.

Der gewählte Dynamikbereich der "Minipoints" war ausreichend für das verwendete Spurmodell. Abbildung (2.9) zeigt die Verteilung des berechneten mittleren spezifischen Energieverlustes der Teilchen vor und nach der Datenkomprimierung. Es sind nur marginale Unterschiede in der Form des Spektrums zu erkennen.

Ursprünglich war die Idee, den mittleren Energieverlust der Teilchen durch die Minipointinformationen zu berechnen. Damit wären auch nachträgliche Korrekturen für die Berechnung des mittleren spezifischen Energieverlustes möglich gewesen. Diese Vorhaben mußte aber wegen den langen Rechenzeiten, die zur Rekonstruktion der Ladungsinformation nötig war, verworfen werden.

3 Leptonspuren im NA49-Experiment

Seit 1994 steht am CERN-SPS ein Blei-Ionen Strahl mit einer Energie von 158 GeV/Nukleon zur Verfügung. In zentralen $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ -Kollisionen bei diesen Energien wird im Zentrum der Kollision die kurzfristige Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas (QGP) erwartet. Dieses zerfällt über einen Phasenübergang in eine hadronische Phase. Solch ein Phasenübergang könnte von starken Fluktuationen begleitet werden. Daher setzte man sich bei der Planung des Experimentes NA49 das Ziel, einzelne Ereignisse untersuchen zu können. Bei zentralen Kern-Kern-Kollision werden mehr als 2000 Hadronen produziert, davon tragen etwa 1500 elektrische Ladung. Diese hohe Anzahl von geladenen Hadronen ermöglicht die statistisch signifikante Bestimmung von Observablen auf der Basis einzelner Ereignisse. Deshalb kann bereits ein einzelnes Ereignis darauf untersucht werden, ob die Materie im Zentrum der Kollision einen Phasenübergang durchlaufen hat und damit zur Klasse der seltenen Ereignisse gehört. Für die Einzelereignis-Analyse ist es notwendig, möglichst den gesamten hadronischen Endzustand für jedes Ereignis zu erfassen. Die dafür notwendige große Akzeptanz - ca. 60% der produzierten geladenen Teilchen werden detektiert - erweist sich für den effizienten Nachweis von Elektron-Positron-Paaren aus Zerfällen des ϕ - oder ω -Mesons als entscheidend.

Aus oben angeführten Anforderungen ergibt sich die Wahl von Spurendriftkammern (engl.: Time Projection Chamber, TPC) als zentrale Spurdetektoren. Spurendriftkammern zeichnen sich durch folgende Merkmale aus:

- Dreidimensionale digitale Rauminformation, deren Granularität bei der Auslegung über weite Bereiche an die experimentellen Erfordernissen angepaßt werden können.
- Großes aktives Detektorvolumen bei geringen Sekundärwechselwirkungen.

Der Nachteil von Spurendriftkammern ist eine niedrige Ausleserate. Außerdem wird, abhängig von der Kanalzahl, ein recht großes Datenvolumen erzeugt.

3.1 Konzeption des Experimentes

Abbildung (3.1) zeigt den Experimentaufbau im Überblick:

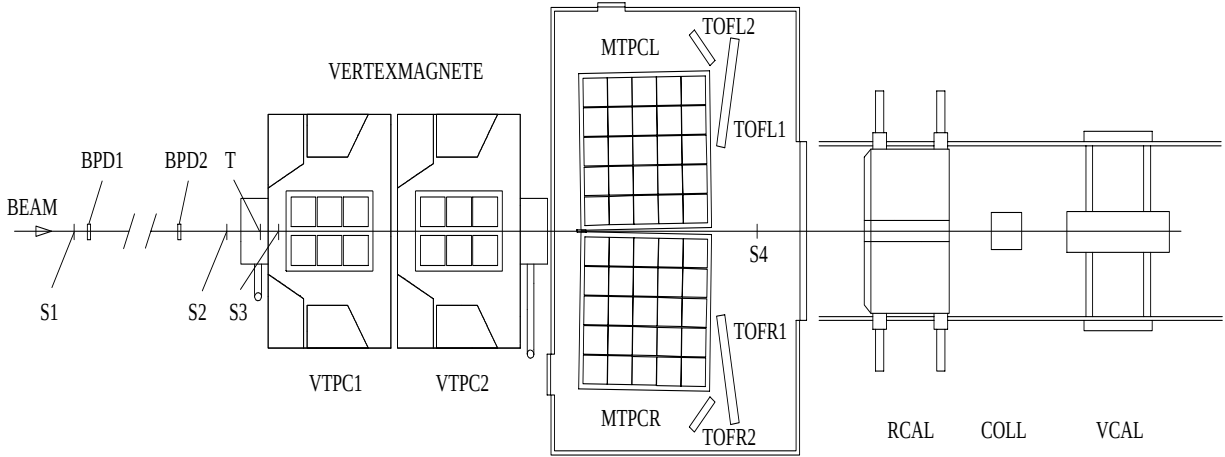


Abbildung 3.1 Das NA49-Experiment im Überblick. Die Strahlrichtung führt in dieser Darstellung von links (*upstream*) nach rechts (*downstream*).

In Abbildung (3.1) kommt der Pb-Strahl vom CERN-SPS von links und trifft auf das Target, eine Bleifolie mit einer Massenbelegung von 224 mg/cm^2 . Vor und hinter dem Target befinden sich Zähler und Szintillatoren, welche die Position des Strahles vermessen bzw. als Trigger dienen. Die Impulsbestimmung erfolgt durch das Ablenken geladener Teilchen im homogenen Dipolfeld der beiden supraleitenden Vertexmagnete. Zur Aufzeichnung der geladenen Teilchenspuren dienen vier große Spurendriftkammern, die Vertex TPCs (**VTPC1** und **VTPC2**) direkt im inneren der beiden Magnete und die beiden TPCs außerhalb des Magnetfeldes (**MTPCL**(links) und **MTPCR**(rechts)). Während die beiden Vertex TPCs zur Aufzeichnung der durch die Magnetfelder proportional der Ladung und dem Impuls der Teilchen gekrümmten Spuren optimiert wurden, sind die MTPCs auf die Teilchenidentifikation durch Mehrfachmessung der spezifischen Ionisation geladener Teilchen im Kammergas ausgelegt. Die Flugzeit-Wände (**T**ime of **F**light-Detektoren) ergänzen in einem kleinen Akzeptanzbereich die Teilchenidentifikation. Das Prinzip der Flugzeitmessung beruht darauf, daß anhand der gemessenen Flugzeit und der bekannten Strecke die Teilchengeschwindigkeit ermittelt wird. Über den in den TPCs ermittelten Impuls kann nun die Masse der Teilchen errechnet werden. Als Trigger dient ein Vetokalorimeter. Durch die kleine Akzeptanz des Vetokalorimeters detektiert es im wesentlichen nur Projektilspektatoren, das sind die Teilchen, die nicht an der Kollision teilgenommen haben. Findet ein zentraler Stoß statt, so ist am Vetokalorimeter nur ein kleines Signal meßbar. Das Signal des Vetokalorimeters ist umgekehrt proportional zur Zentralität des Stoßes. Durch das Festlegen einer Signalschwelle wird auf bestimmte Stoßparameter getriggert. Das Ringkalorimeter kann bei einer bestimmten Targetkonfiguration (Target hinter den MTPCs) zur Messung des transversalen Energieflusses

verwendet werden.

Für die weiteren Kapitel ist die Kenntnis des in NA49 verwendeten Koordinatensystems von Bedeutung. Abbildung (3.2) links zeigt die Orientierung des internen Detektor- sowie des externen NA49-Koordinatensystems. Die Achse in Richtung der Strahlführung ist mit (z), die horizontale Koordinate mit (x) und die vertikale Richtung mit (y) bezeichnet. In Abbildung (3.2) in der Mitte ist das verwendete Koordinatensystem mit den verwendeten Impulskomponenten p_x , p_y und p_z dargestellt. Aus den Impulskomponenten leitet sich auch der Azimutwinkel Θ und der Polarwinkel Θ ab (Abbildung (3.2) rechts).

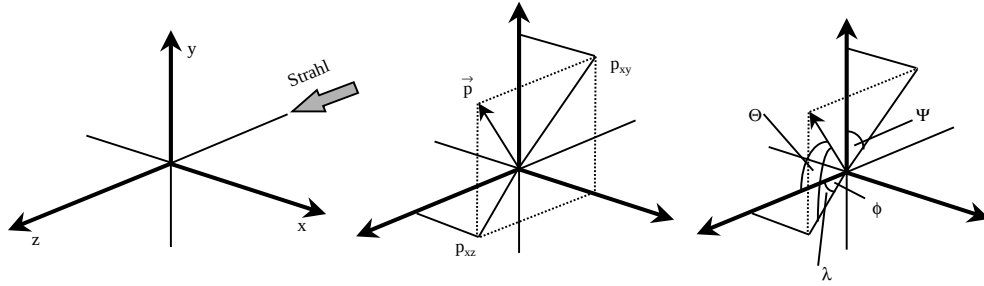


Abbildung 3.2 Orientierung des internen Detektor- sowie des externen NA49-Koordinatensystem (links) mit den verwendeten (mitte) Impuls- und (rechts) Winkelkomponenten.

3.2 Aufbau von Spurendriftkammern

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, Elektronen und Positronen aus den erzeugten Teilchen einer Blei-Blei Kollisionen zu selektieren. Es wurde dafür ausschließlich die Teilchenidentifikation durch Mehrfachmessung des spezifischen Energieverlustes geladener Teilchen im Kammergas von Spurendriftkammern verwendet. Daher soll in diesem Kapitel die Funktionsweise der Spurendriftkammern erläutert werden [Gün98, App98, Moc97].

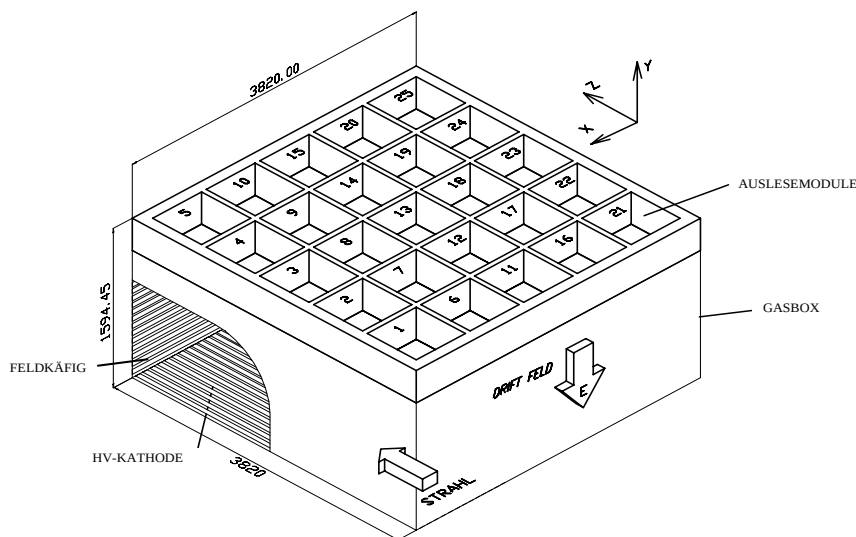


Abbildung 3.3 Schematischer Aufbau einer MTPC: Dargestellt ist die Gasbox mit Feldkäfig und der Tragrahmen mit Auslesemodulen.

Wie Abbildung (3.3) zeigt, setzt sich eine TPC aus einer Gasbox, einem Feldkäfig und den Auslesemodulen zusammen. Das tragende Teil ist ein Aluminiumrahmen, der die Oberseite der TPC bildet. In diesem Tragrahmen sind die Auslesemodule zusammen mit der Elektronik verschraubt. Die Bodenplatte in Kunststoff-Honeycomb-Sandwich-Bauweise wird mit Profilen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (G10) an dem Tragrahmen befestigt. Um zu erreichen, daß die den Detektor durchquerenden Teilchen möglichst wenig mit dem Detektormaterialien wechselwirken, sind die Seitenwände der TPC Doppelfenster aus je $50\ \mu\text{m}$ dünnen Mylarfolien. Sie bilden zusammen mit der Bodenplatte und dem Tragrahmen die Gasbox. In den Doppelfenstern zirkuliert N_2 , um die Kontamination des Zählgas durch die Diffusion von O_2 und H_2O aus der Umgebung möglichst klein zu halten. Zwischen der Bodenplatte und der Null-Ebene der Auslesemodule wird ein elektrisches Driftfeld angelegt (Abbildung (3.5)). Zur Homogenisierung des elektrischen Feldes befindet sich in der Gasbox vor den Doppelfenstern ein Feldkäfig. Der Feldkäfig ist aus metallisierten Streifen Mylarfolie hergestellt, die an Keramikrohren aufgehängt sind. Die metallisierten Mylarstreifen sind über Widerstände einer Spannung-

steilerkette zwischen der auf negativem Potential liegenden Hochspannungsebene auf der Bodenplatte und der geerdeten Nullebene verbunden.

Der Aufbau aller im NA49-Experiment verwendeten TPCs ist im wesentlichen gleich. Die Vertex TPCs, die im Magnetfeld der beiden Magnete betrieben werden, sind kleiner als die MTPCs. Abbildung (3.4) zeigt eine Vertex TPC im Detail.

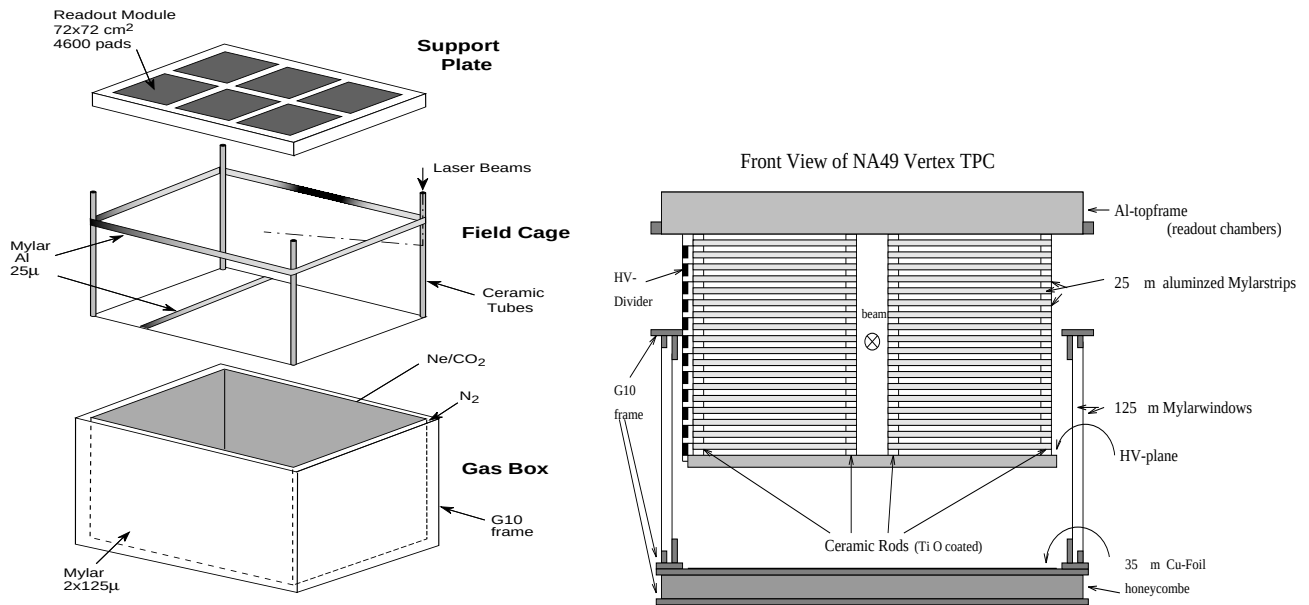


Abbildung 3.4 Links: Explosionszeichnung einer Vertex TPC mit Gasbox, Feldkäfig und Tragrahmen mit Auslesemodulen.
Rechts: Vorderansicht mit detaillierter Darstellung von Gasbox und Feldkäfig.

Der Unterschied zwischen den einzelnen Spurendriftkammern ist die Anpassung einer jeden Spurendriftkammer an die zu erwartenden Spurdichten und Spurkrümmungen [Gaž93].

3.3 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Nachdem auf den Aufbau einer Spurendriftkammer im vorherigen Kapitel eingegangen wurde, ist Thema des folgenden Abschnittes die Funktionsweise einer TPC.

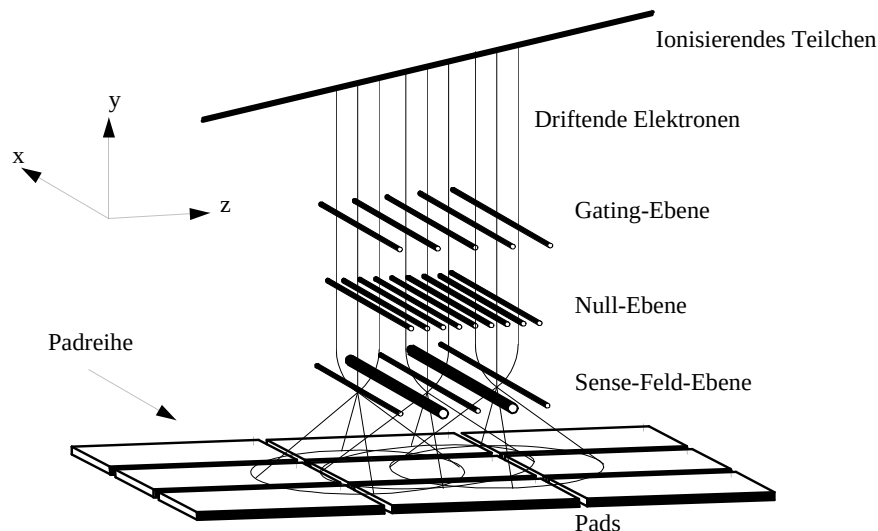


Abbildung 3.5 Durchläuft ein geladenes Teilchen das Zählgas im Detektor, ionisiert es die Zählgasmoleküle. Dargestellt ist die Drift der durch Ionisation des Zählgas erzeugten, freien Elektronen im homogenen elektrischen Feld. Die Elektronen werden an den Verstärkungsdrähten beschleunigt. Es kommt zu einer Gasverstärkung, bevor die Elektronen an den Verstärkungsdrähten neutralisiert werden und die verbleibenden Ionen eine positive Raumladung auf der segmentierten Kathodenebene induzieren (Darstellung um 180° gedreht gegenüber der Anordnung in NA49).

Das sensitive Volumen einer TPC stellt ein mit einem Zählgas gefüllter Raum (Gasbox) dar, in dem ein homogenes elektrisches Feld herrscht. Durchquert ein geladenes Teilchen die Gasbox, so ionisiert das Teilchen die Moleküle des Zählgases entlang seiner Trajektorie. Dies geschieht aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und den Elektronenhüllen der Gasatome. Die erzeugten Elektron-Ion-Paare werden durch das elektrische Driftfeld gemäß ihrer Ladung separiert. Das Driftfeld ist so polarisiert (Abbildung (3.6)), daß die Ionen in Richtung Bodenplatte, die Elektronen in Richtung der Auslesemodule driften. Ist das angelegte Driftfeld homogen, so stellt sich aufgrund von Kollisionen der Elektronen mit Gasatomen eine konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas ein. Diese Kollisionen führen auch zu einer Abweichung der Elektronenbewegung von den Feldlinien. Die Verteilung der Elektronen bei der Drift kann durch eine auseinanderdiffundierende Wolke beschrieben werden, deren Mittelpunkt sich mit der Driftgeschwindigkeit entlang der Feldlinien fortbewegt. So driften die Elektronen in Richtung der Padebene. Die *Gating-Ebene* dient zur Ereignisselektierung: Liegt ein gültiges Triggersignal vor, dann wird die *Gating-Ebene* auf das gleiche Potential wie das Driftfeld an dieser Stelle gelegt. Die Elektronen driften ohne Interaktion mit dem

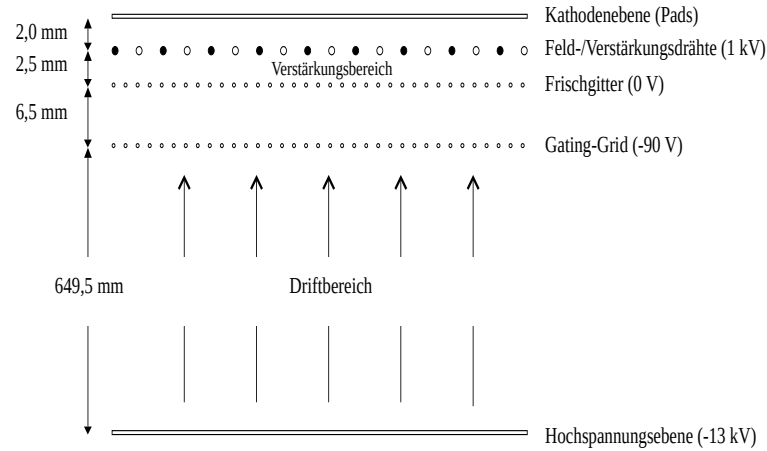


Abbildung 3.6 Seitenansicht des Driftweges der Elektronenwolken durch die VTPC2 mit der Anordnung der drei Drahtebenen.

Gitter durch die *Gating*-Ebene hindurch. Liegt kein gültiges Triggersignal vor, wird ein wechselndes Potential alternierend von Draht zu Draht angelegt, und die Elektronen werden auf der *Gating*-Ebene abgeführt. Das auf 0 Volt liegende Frisch-Gitter definiert das Ende des elektrischen Driftfeldes. Die Elektronen driften ohne Interaktion durch diese Gitterebene. Nach dem Durchqueren des Gating- und der Frisch-Gitterebene erreichen die Elektronen die Verstärkungsebene, die auf einem hohen positiven Potential liegen. Dadurch ist das elektrische Feld dort nicht mehr homogen, sondern ist mit $1/r$ vom Abstand des Mittelpunktes der Drähte abhängig. Es ist so groß, daß die Elektronen stark beschleunigt werden. Dabei wird derart viel Energie gewonnen, daß die Elektronen beim Stoß die Zählgasatome durch Herausschlagen von Elektronen aus der Atomhülle ionisieren. Diese durch den Verstärkungsprozess erzeugten Elektronen werden wiederum stark beschleunigt und können weitere Zählgasatome ionisieren. Bevor die Elektronen die Verstärkungsdrähte erreichen und dort einen negativen Spannungsimpuls erzeugen, werden sie lawinenartig vervielfacht. Zurück bleibt eine Wolke positiver Ionen. Die ionisierten Atomrümpfe haben aufgrund ihrer größeren Massen, eine kleiner Beweglichkeit als die Elektronen. Diese Ionenwolken influenzieren auf der Pad-Ebene eine negative Spiegelladung auf den voneinander isolierten Pads. Die Ladungsmenge wird von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt, das Signal aufbereitet und für die Weiterverarbeitung digitalisiert. Durch die driftenden Elektronen wird die Teilchenspur auf die Pad-Ebene projiziert. So läßt sich durch die Verteilung des Ladungssignales auf den Pads die Position in (x)- und (z)-Richtung bestimmen (Koordinatensystem siehe Abbildung (3.2)), an dem das Teilchen eine Ionisation erfahren hat. Die Position in (y)-Richtung ergibt sich durch die Driftzeit und der genauen Kenntnis der Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Durch Verbinden der einzelnen Ionisationspunkte, die ein Teilchen beim Durchgang durch das Zählgas erzeugt hat, kann die Trajektorie des Teilchens rekonstruiert werden (siehe Kapitel (4.1)).

3.4 Spezifischer Energieverlust geladener Teilchen in einem Zählgas

Durchquert ein geladenes Teilchen das mit einem Zählgas gefüllte sensitive Volumen einer TPC, ereignen sich eine Reihe von Kollisionen mit den Gasmolekülen. Bei der Kollision zwischen relativistischen Teilchen und Gasatomen werden letztere meist ionisiert. Ein Teilchen hinterläßt so im Gas eine Spur von freien Elektronen und Gasionen. Bei der ersten Wechselwirkung zwischen durchgehendem Teilchen und den Elektronen der Gasmoleküle spricht man von einem primären Ionisationsprozeß. Erhält das Elektron bei der primären Ionisation eine größere kinetische Energie als die Bindungsenergie, kann das Elektron weitere Ionisationen im Zählgas verursachen. Dieser Prozeß wird Sekundärionisation genannt. Ein Elektron kann solange Sekundärionisationen verursachen, bis es dabei soviel Energie verloren hat, daß seine kinetische Energie kleiner als die Ionisationsenergie des Detektorgases ist. Ein primäres Elektron kann also mehrere Elektron-Ionen-Paare im Gasmedium erzeugen.

Elektronen aus primären Ionisationen, die nur wenige Sekundärionisationen verursachen, erzeugen eine nicht gauss'sche Verteilungsfunktion der Energieverluste entlang der Trajektorie des Teilchens. Primärelektronen mit hoher Energie können sich so weit von der Trajektorie des Teilchens entfernen, daß die erzeugten Ionisationen des Messgases weder zur Positionsbestimmung noch zur Berechnung des mittleren spezifischen Energieverlustes des Teilchens im Messgas verwendet werden können. In diesem Fall spricht man von der Entstehung eines δ -Elektrons.

Die entlang der Trajektorie des einlaufenden Teilchens erzeugte Ionisationen des Zählgases entsprechen voneinander unabhängigen Ionisationsprozessen, die statistisch um den mittleren Energieverlust schwanken. Die Verteilung der Ionisationseinzelmessungen kann durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden. Zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes aus den Ionisationseinzelmessungen bedient man sich der *Truncated-Mean*-Methode. Hierbei wird ein konstanter Anteil der hohen Messwerte der Verteilung verworfen. Die akzeptierten Meßwerte sind nun normalverteilt und der Mittelwert läßt sich leicht bestimmen. In Abbildung (3.7) sind alle Ionisationseinzelmessungen entlang einer Spur in ein Histogramm eingetragen. Die höchsten 35% sowie die niedrigsten 10% der Ionisationseinzelmessungen wurden verworfen. Die akzeptierten Messungen sind schraffiert dargestellt. Die Optimierung der Truncated-Mean-Methode ist in [Moc97] ausführlich behandelt.

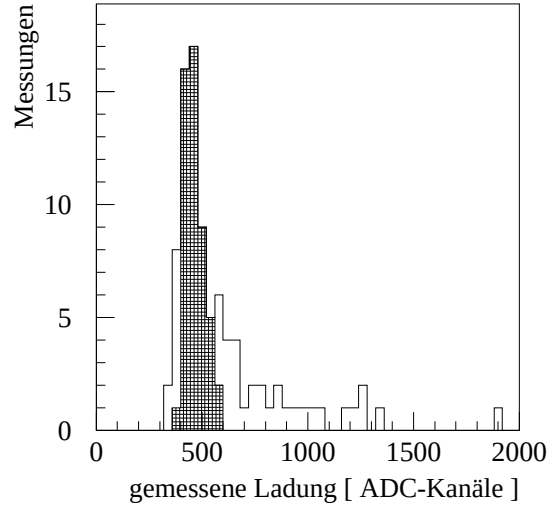


Abbildung 3.7 Ionisationseinzelmessungen entlang einer Spur. Die höchsten 35% sowie die niedrigsten 10% der Ionisationseinzelmessungen wurden nach der *Truncated-Mean*-Methode verworfen. Die akzeptierten Messungen sind schraffiert dargestellt.[Moc97]

Der mittlere Energieverlust ultrarelativistischer Teilchen in Kollisionen mit den Zählgasmolekülen ist eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit β . Die Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes von der Geschwindigkeit eines Teilchens wurde erstmals von Bethe und Bloch für Teilchen, die schwerer als Elektronen sind, mathematisch beschrieben [Bet30]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{mean}} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_e \beta^2 c^2} \cdot \left(\ln \frac{2m_e \beta^2 c^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 - \delta(\beta) - K \right) . \quad (3.1)$$

e beschreibt die Elementarladung, z die Ladung des einlaufenden Teilchens, Z die Kernladungszahl des Mediums, $m_e (=511 \text{ keV}/c^2)$ die Elektronenmasse und $I(\propto Z)$ das Ionisationspotential des Gasmediums, K die Schalenkorrektur für Teilchengeschwindigkeiten im Bereich der Umlaufgeschwindigkeiten der atomaren Elektronen und $\delta = \delta(\beta)$ die Dichte-Korrektur, welche das bei relativistischen Geschwindigkeiten transversal elongierte elektromagnetische Teilchenfeld durch die lokale Polarisation des Mediums kompensiert. Dichte-Effekt und Schalenkorrektur werden ausführlich in [Fer40] und [Ste52] beschrieben.

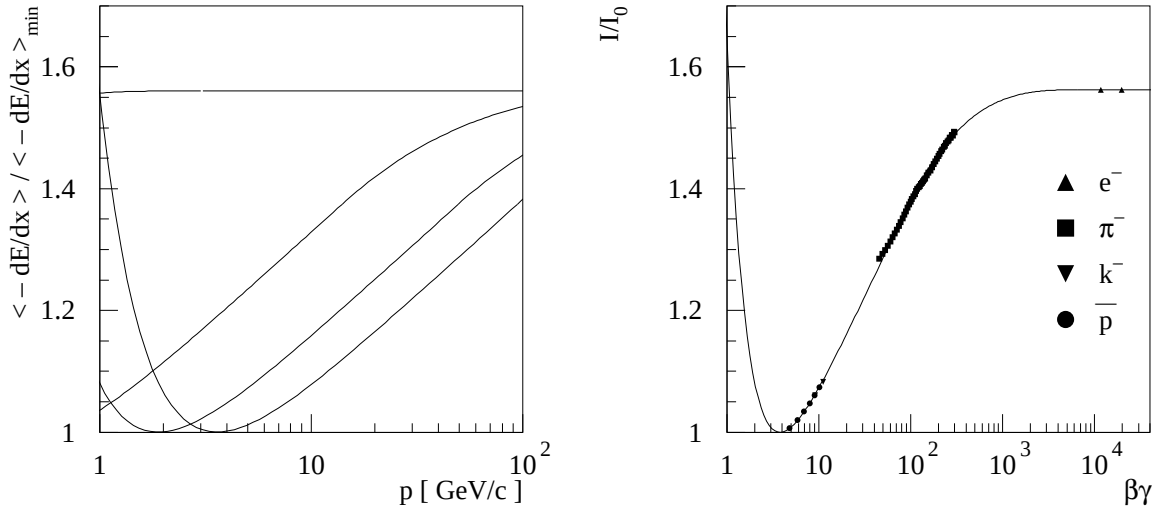


Abbildung 3.8 Links: Der mittlere Energieverlust eines Teilchens $\langle -dE/dx \rangle$ in MTPC aufgetragen gegen den Impuls für verschiedene Teilchensorten. Die Kurven gelten von unten nach oben für Protonen, Kaonen, Pionen und Positronen (Parametrisierung von Messungen des NA49 Experimentes). Rechts: Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes von $\log(\beta\gamma) = \log(p/m)$ des Teilchens. Die Markierungen stellen die NA49-Daten dar, die durchgezogene Linie das Resultat der Anpassung nach der Parametrisierung [Moc97].

In Abbildung (3.8) links ist der mittlere Energieverlust aufgetragen gegen den Impuls für verschiedene Teilchensorten. Das Diagramm wurde mit Hilfe einer Steinheimer-Parametrisierung von NA49 MTP-Daten für die von Bethe-Bloch berechnete Formel erstellt [Moc97]. Der mittlere Energieverlust für Protonen, Kaonen und Pionen strebt mit steigendem Impuls gegen einen konstanten Wert, dem sogenannten Fermi-Plateau, während die Elektronen im Impulsbereich von 1 bis 100 GeV/c sich bereits im Fermi-Plateau befinden.

Das Diagramm zeigt, daß eine Identifizierung von Elektronen in einem Impulsbereich von 2 bis 20 GeV/c gut möglich ist, da in diesem Impulsbereich die Trennung des mittleren Energieverlustes der Protonen, Kaonen und Pionen vom mittleren Energieverlust der Elektronen möglich ist. Im Impulsbereich unterhalb von 1 GeV/c nähert sich der mittlere Energieverlust der Protonen dem mittleren Energieverlust der Elektronen. Im Impulsbereich oberhalb 10 GeV/c nähert sich der mittlere Energieverlust der Pionen, Kaonen und Protonen dem mittleren Energieverlust der Elektronen an. Hier wird die Elektronenidentifikation durch den mittleren Energieverlust eines Teilchens in einem Gasdetektor immer schwieriger.

Die Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes vom Impuls für unterschiedliche Teilchen ist in Abbildung (3.8) rechts dargestellt. Trägt man den Energieverlust gegen eine Größe auf, die nur von der Geschwindigkeit abhängig ist, so wird das Ver-

halten der unterschiedlichen Teilchen durch eine Kurve beschrieben. Hierzu ist die Variable $\log(\beta\gamma) = \log(p/m)$ besonders gut geeignet, da der Bereich relativistischer Geschwindigkeiten entzerrt wird. Die verschiedenen Teilchensorten bevölkern nun unterschiedliche Bereiche der Kurve.

4 Selektion von $e^+ e^-$ -Spuren

In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Daten für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse zur Verfügung standen und mit welchen Methoden aus den Rohdaten Elektronen und Positronen selektiert wurden. Die in dieser Arbeit verwendeten Ereignisse wurden während der Strahlzeit im Herbst 1995 aufgezeichnet. Es wurden 165219 Ereignisse in der "STD+" Magnetfeld- Konfiguration analysiert.

4.1 3D-Rekonstruktion der Spurtrajektorien

Nach der Datenaufnahme stehen die Meßwerte der Detektoren als sogenannte Rohdaten zur Verfügung. In diesen Rohdaten sind die digitalisierten Informationen aller Detektoren enthalten. Den Hauptteil der Rohdaten liefern die TPCs mit ihren insgesamt 180000 Kanälen. Ein Blei-Blei Ereignis verursacht ca. 10 MB Rohdaten. Diese Rohdaten werden von Rekonstruktionsprogrammen analysiert. Mit dem Clusterfinder werden zunächst die Position und die Ladung der einzelnen Ladungswolken (Cluster), welche die Teilchen beim Durchgang durch das Detektorgas erzeugt haben, berechnet (Abbildung (4.1)).

Die Positionsinformationen werden durch ein Korrekturprogramm auf Verzerrungen durch Feldinhomogenitäten des Magnetfeldes und der elektrischen Felder (in den TPCs) korrigiert.

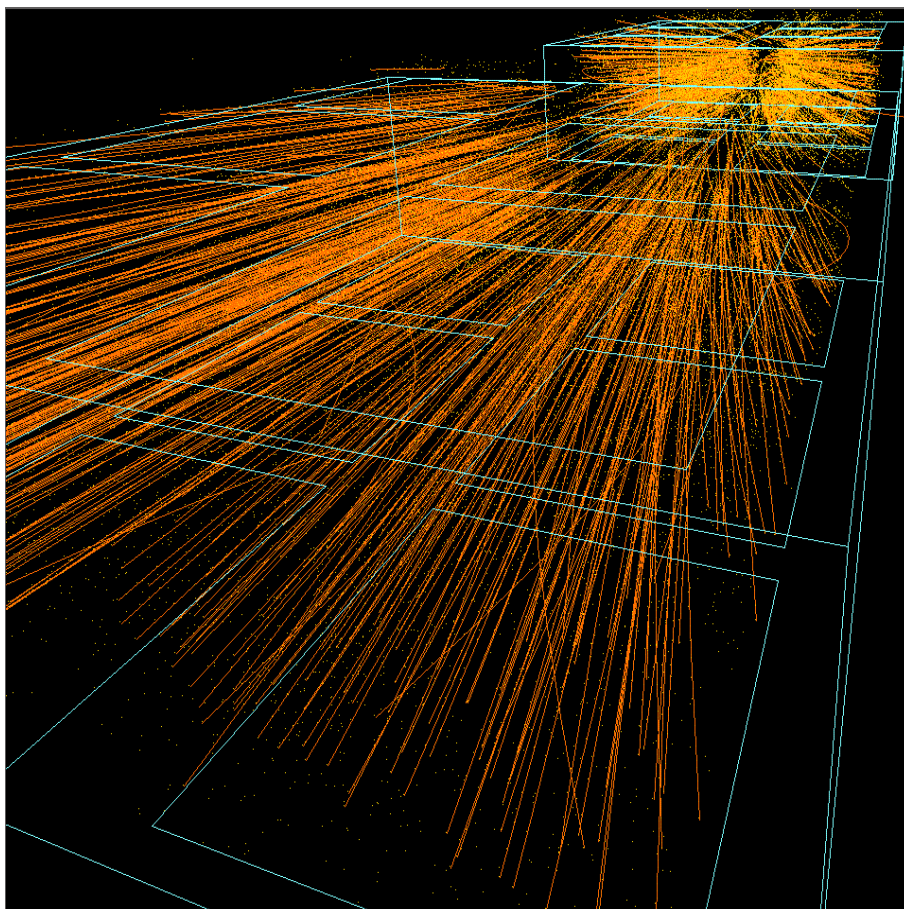


Abbildung 4.1 Raumpunkte (Punkte) und Spuren (Linien) der bei einer zentralen Blei-Blei-Kollision erzeugten Teilchen in der aus Rechtecken dargestellten VTPC1 (hinten) und VTPC2 (vorne). In VTPC1 ist die hohe Dichte von stark gekrümmten Spuren gut zu erkennen.

Der nächste Schritt ist das Zusammenfügen einzelner Cluster zu einer Spur (siehe Abbildung (4.1)). Dazu wurde hier die Methode der Spurverfolgung verwendet: Die Cluster im hinteren Bereich des Detektors versucht man zu einem Spurabschnitt zusammenzufügen. Die so gewonnenen Spuransätze werden extrapoliert. Entlang der hypothetischen Bahn des Teilchens sucht man nach weiteren Clustern. Mit diesem iterativen Verfahren verfolgt man eine Spur durch den ganzen Detektor.

Die beschriebene Methode bewährt sich bei niedriger Spurdichte und bei Spuren mit geringer Krümmung. Problematischer ist das Spurfinden nach dieser Methode in Regionen mit hoher Dichte, in denen sich die Spuren teilweise überlappen. Der Spurfindungsalgorithmus erzielt daher im Bereich der VTPC1 keine optimalen Ergebnisse, wo vermehrt Spuren mit geringem Impuls und somit starker Krümmung vorkommen. Das Spurfinden wird getrennt voneinander in VTPC1, VTPC2, MTPCR und MTPCL durchgeführt. Während die durch das konstante Magnetfeld gekrümmten Spuren der geladenen Teilchen in VTPC1 und VTPC2 durch eine Helix beschrieben werden, wird in den magnetfeldfreien MTPs eine Gerade an die Meßpunkte angepaßt.

Danach schließt sich das Verbinden der Spuren, die durch mehrere Detektoren durchgegangen sind, an (Abbildung (4.2)).

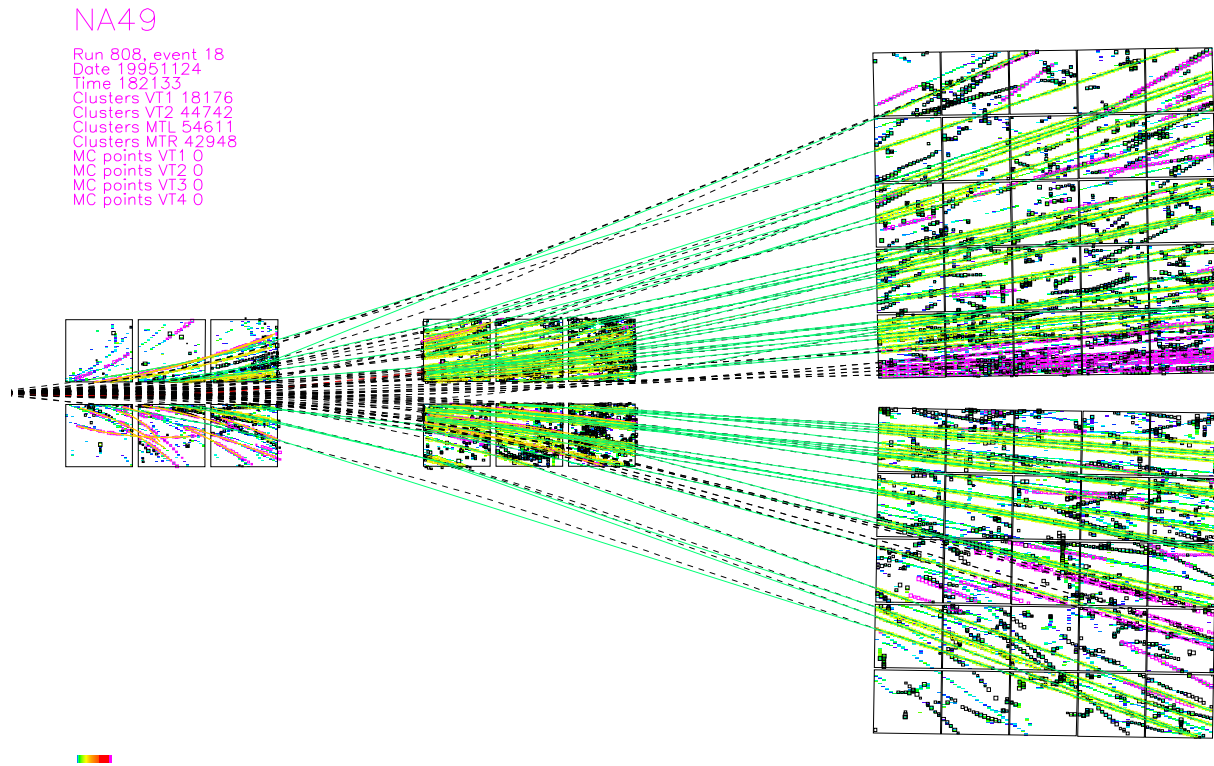


Abbildung 4.2 Verbundene Spuren der Teilchen die mehrere Detektoren durchlaufen.

Der Impuls eines geladenen Teilchens läßt sich durch Kenntnis des statischen Magnetfeldes in den Vertex TPCs und dem Krümmungsradius der Teilchenbahn R (m) bestimmen.

$$p = \kappa \cdot Q \cdot B \cdot R \cdot \frac{1}{\cos \lambda} \quad (4.1)$$

Der Winkel λ bezeichnet hier den Steigungswinkel der Trajektorie, B (T) die Magnetfeldstärke und $\kappa (= 0,2998 \text{ GeV}/c\text{Tm})$ eine zur Lichtgeschwindigkeit c umgekehrt proportionale Konstante. Gerade Spuren in den MTPCs lassen sich – unter der Annahme, daß sie dem primären Reaktionsvertex entstammen – an Hand ihrer Position und Ausrichtung eindeutig einem Impulsvektor zuordnen. Dann wurde die Berechnung des zur Teilchenidentifikation verwendeten mittleren Energieverlustes der Teilchen durchgeführt.

4.2 Reduktion der Daten

Im letzten Kapitel wurde die Rekonstruktion der Ereignisse beschrieben. Die bei der Rekonstruktion gewonnenen Spurinformatoren der Teilchen werden in einer Datenbank (DSPACK) abgelegt. Zur Abspeicherung eines Ereignis werden etwa 0,5 MByte Speicherplatz benötigt. Zu Anfang der Arbeit war geplant, eine Anzahl von etwa 10^6 Ereignissen zu prozessieren. Wegen Problemen bei der Rekonstruktion standen aber bis zum Ende der Arbeit nur 164219 Ereignisse zur Verfügung. Mit einer so hohen Anzahl von Ereignissen kombiniert mit einer Ereignisgröße von 0,5 MByte pro Ereignis ist eine erhebliche Zeit nur für das Bereitstellen der Daten an Auswertungsrechner erforderlich. Da abzusehen war, daß die Selektionskriterien oft variiert werden müssen, wurde eine Methode benötigt, mit der sich etwa 200000 Ereignisse innerhalb weniger Stunden komplett auswerten lassen, um das Verhalten der Selektionskriterien innerhalb vertretbarer Zeiträume zu studieren. Um dies zu ermöglichen, war eine Reduktion aller Spurinformatoren auf die benötigten Spurinformatoren notwendig. Nachdem festgelegt war, welche Informationen benötigt werden, wurde auf Grundlage der objektorientierten Bibliotheken des ROOT-Systems ein Datenformat definiert [Roo97] in dem die Ereignisse abgespeichert wurden. Dadurch wurde das Datenvolumen auf insgesamt ca. 9 Gbyte für 164219 Ereignisse reduziert. Diese Datenmenge konnte auf der Festplatte eines modernen, handelsüblichen Personalcomputers mit einem Unix-Betriebssystem verwaltet werden.

Die Auswertungsprogramme, die zur Berechnung der Ergebnisse in den folgenden Kapiteln verwendet wurden, wurden auch auf Basis des ROOT-Systems erstellt:

Phiev2Ephiev: Dieses Programmpaket selektiert die als Elektronen identifizierten Kandidaten aus den Ereignissen.

dEdxPBins: Dient zur Erzeugung und Auswertung der Spektren des mittleren spezifischen Energieverlustes.

Ephiev2InvMass: Berechnet die Invariante-Masse-Spektren der als Elektronen und Positronen selektierten Kandidaten.

Dieses Konzept erlaubt einen schnellen Zugriff auf die Daten und stellte so die Basis für vertretbare Rechenzeiten zur Analyse der Daten. So konnten innerhalb vertretbarer Zeiträume mehrere Konfigurationen an Selektionkriterien und Beschränkungen prozessiert werden.

4.3 Selektion der Daten

Das Ziel dieser Arbeit ist die Selektion von Lepton-Paaren, die aus dem Zerfall von ϕ -, ρ - und ω -Mesonen hervorgehen. Wie anfangs schon erwähnt, wurde das CERN-Experiment NA49 ursprünglich als ein Experiment zur Erfassung des gesamten hadronischen Endzustandes ausgelegt. Bei einer Schwerionen-Kollision werden ca. 1500 geladene Hadronen produziert, im Vergleich dazu erwartet man etwa alle 30 Ereignisse ein Lepton-Paar, das aus dem Zerfall eines ϕ -Mesons stammt. Obwohl das NA49 Experiment ursprünglich nicht dazu ausgelegt war, besteht nun die Möglichkeit, in einem begrenzten Impulsbereich die Leptonen von den Hadronen weitgehend zu trennen. Es ergibt sich durch die Experimentauslegung ein sehr hoher hadronischer Untergrund bei der Selektierung von Lepton-Paaren. Durch γ -Konversionen aus dem Targetbereich und Dalitz-Zerfällen wird außerdem ein Untergrund aus Elektronen erzeugt.

Im Experiment NA49 stehen grundsätzlich zwei Methoden zur Selektion von Elektronen und Positronen aus den Ereignissen zur Verfügung:

- Der spezifische Energieverlust von Teilchen beim Durchgang durch das Zählgas der TPCs.
- Die durch Flugzeitmessung ermittelte Masse eines Teilchens.

Die Flugzeitwände decken nur einen sehr kleinen Bereich des Phasenraums ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß gleichzeitig in der einen Flugzeitwand ein Positron und in der anderen Flugzeitwand ein Elektron eines Lepton-Paares detektiert wird, ist sehr gering. Aus diesem Grunde beschränkt man sich zur Selektion von Elektronen und Positronen auf den spezifischen Energieverlust in den TPCs.

Zur Bestimmung des spezifischen mittleren Energieverlustes wurden Informationen aus allen TPCs verwendet. An die einzelnen Spuren wurden folgende Qualitätskriterien gestellt:

- Impuls zwischen 1 und 8 GeV/c für Spuren, die durch die VTPC1 gehen. Impuls zwischen 3 und 20 GeV/c für alle anderen Spuren.
- Abstand der Spuren vom Hauptvertex in der Tragetebene < 5 cm in horizontaler Richtung und < 2 cm in vertikaler Richtung.
- Mindestens 30 Cluster in VTPC1 und VTPC2. Mindestens 40 Cluster in MTPCL und MTPCR.

Die Beschränkung in VTPC1 auf Teilchen mit Impulsen zwischen 1 und 8 GeV/c ergibt sich aus der Akzeptanz des Detektors. Teilchen mit einem Impuls grösser 4 GeV/c können in der VTPC2 und in den MTPCs gut detektiert werden. Die Beschränkung auf Teilchen mit Impulsen kleiner 20 GeV/c ergibt sich aus der Analyse von Simulationen

(siehe Kapitel 2.2). Dort konnte ermittelt werden, daß der Hauptteil der Lepton-Paare aus dem ϕ -Meson im Impulsbereich zwischen 1 und 20 GeV/c liegt. Der Abstand der Spuren vom Hauptvertex in der Targetebene wurde eingeschränkt, um nur Teilchen aus dem primären Produktionsvertex auszuwählen. Die Mindestanzahl von 30 Clustern für Spuren in VTPC1 und VTPC2 und 40 Clustern in MTPCL und MTPCR ergeben sich aus folgendem Kompromiß: Einerseits ist, um eine hinreichende Auflösung des mittleren Energieverlustes zu erreichen, eine möglichst hohe Anzahl von einzelnen Messungen des mittleren Energieverlustes erforderlich. Andererseits ist die maximale Anzahl von Clustern für viele Spuren begrenzt, da sie möglicherweise nur teilweise den Detektor durchqueren [Moc97].

Im Folgenden wird auf die Verteilung des spezifischen Energieverlustes von positiven Teilchen in VTPC1, VTP2 und MTPC eingegangen. Hierfür wurden 21000 Ereignisse ausgewertet. Auf die Spuren wurden die obigen Qualitätskriterien angewandt. Die Verteilungen des spezifischen Energieverlustes wurden im dort aufgeführten Impulsbereich in Impulsintervallen von 1 GeV/c aufgetragen. Ein Auszug für jeden Detektor, jeweils in einem Impulsintervall, in dem die Auflösung des mittleren spezifischen Energieverlustes der einzelnen Teilchenspezies ausreichend zur statistischen Entfaltung der Spektren des mittleren Energieverlustes ist, wird hier diskutiert. Im Anhang A werden weitere Energieverlustspektren gezeigt.

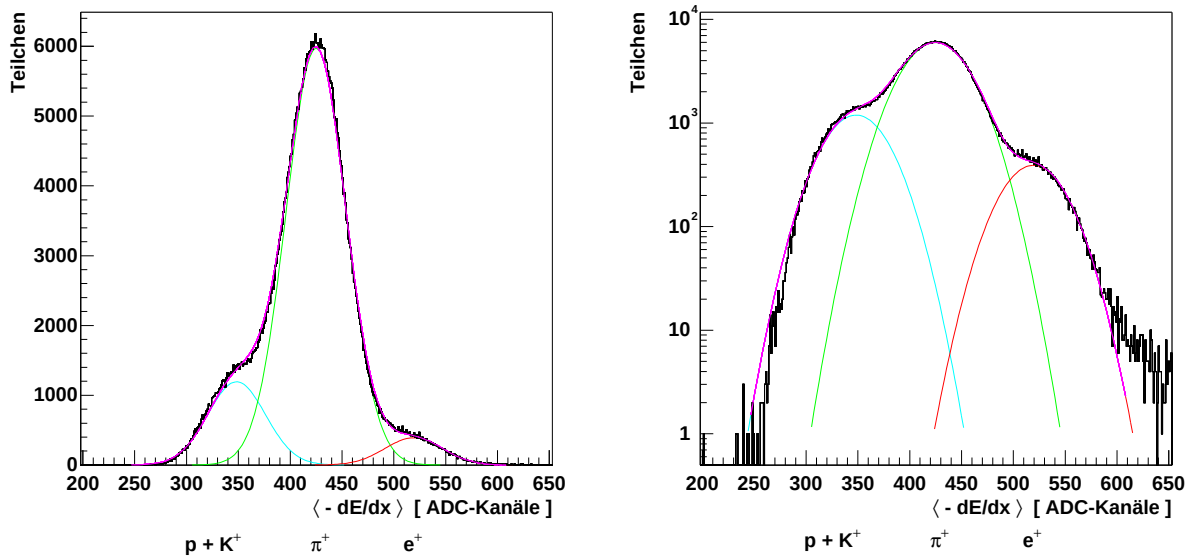


Abbildung 4.3 Verteilung des mittleren Energieverlust $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in MTPC.
Links: lineare Darstellung. Rechts: logarithmische Darstellung.

Zunächst wird auf die Verteilung des spezifischen Energieverlustes in MTPCL eingegangen. MTPCL wie auch MTPCR wurden bei der Auslegung auf die Teilchenidentifikation durch Messung des Energieverlustes optimiert. Abbildung (4.3) zeigt das Energieverlust-

spektrum von positiven Teilchen, die mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c die MTPC durchquert haben.

Um das Spektrum des mittleren Energieverlustes der Teilchenspektren zu deuten, erwies sich die parallele Betrachtung der linearen und logarithmischen Darstellung als sinnvoll. Die lineare Darstellung zeigt besser die Form der Verteilung und die Größe der Amplituden, während zur Darstellung der Übergänge zwischen den Spezies und der Ausläufer der Verteilung die logarithmische Darstellung besser geeignet ist.

Das Spektrum macht deutlich, daß die eindeutige Identifikation eines Teilchens nicht möglich ist. Die geringe Differenz der mittleren spezifischen Energieverluste der verschiedenen Teilchensorten hat eine große Überlappung der Bereiche der einzelnen Teilchensorten im jeweiligen Impulsintervall zur Folge. Die statistische Entfaltung der Spektren ist jedoch durchführbar. Damit ist es möglich, den Anteil der verschiedenen Teilchensorten an der Gesamtzahl der gemessenen Teilchen in den verschiedenen Impulsintervallen anzugeben.

Man nimmt für jede beteiligte Teilchenspezies an, daß ihre Einträge im betrachteten Spektrum gaussförmig verteilt sind. Dann versucht man die Form des Spektrums durch die Überlagerung entsprechend vieler Gauss-Verteilungen zu beschreiben. Es hat sich jedoch als unmöglich erwiesen, vier Gauss-Kurven mit insgesamt 12 freien Parametern physikalisch sinnvoll an die Spektren anzupassen. Um die Anzahl der Freiheitsgrade zu reduzieren, wurden die Mittelwerte, soweit wie möglich, aus den Daten bestimmt und fixiert. Außerdem wurde die Breiten der einzelnen Verteilungen der Teilchenspezies zu einer gemeinsamen relativen Breite zusammengefaßt. Diese Annahme ist deswegen sinnvoll, weil die Auflösung nur von der Zahl der gemessenen Punkte abhängig ist und im Idealfall konstant sein sollte. Das läßt sich folgendermaßen begründen: Hauptsächlich ist die Position einer Spur in einer Kammer wegen der Ablenkung im Magnetfeld vom Impuls des Teilchens abhängig. Aus diesem Grund befinden sich alle Spuren mit ähnlichen Impuls auch ungefähr im gleichen Bereich des Detektors.

Da sich die Verteilungen von Protonen und Kaonen weitgehend überlappen, sind zur Entfaltung dieser Verteilungen zusätzliche Informationen notwendig. Im Impulsbereich von 4 bis 7 GeV/c ist eine Separation der Teilchen mit Hilfe der durch die Flugzeitwände bestimmten Masse möglich.

Da das Ziel hier nicht die Parametrisierung des mittleren Energieverlustes und die statistische Entfaltung der Spektren ist, sondern die Selektion von Elektronen mit einem möglichst geringen Untergrund an Hadronen, wurde kein Wert auf eine Trennung der Protonen-, Kaonen- und Pionenverteilungen gelegt.

Hier geht es einzig um die Abtrennung der Elektronen bzw. Positronen von Hadronen sowie eine Abschätzung der Hadronenkontamination. Die Tatsache, daß Korrekturen bzw. Kalibration der Ladungsinformation bezüglich Driftstrecke, Sektornummer, *cross talk* etc. zum Zeitpunkt der Erstellung des hier verwendeten Datensatzes nicht verfügbar bzw. nicht optimal waren, ist nicht entscheidend. Eine Verbesserung der Auflösung des mittleren spezifischen Energieverlustes der verschiedenen Teilchenspezies ist zu erwarten.

Der Detektor VTPC2 hat in etwa die gleiche Akzeptanz wie die MTPCs. Das Spektrum des mittleren spezifischen Energieverlustes von positiven Teilchen, die mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c durch VTPC2 gegangen sind, wird in Abbildung (4.4) gezeigt. Die Unterschiede in Vergleich zu den Spektren, die in der MTPC gewonnen wurden, werden durch das unterschiedliche Zählgas und den verschiedenen Störfaktoren in den beiden Detektoren verursacht. Die Gauss-Verteilungen von Protonen+Kaonen liegen enger bei den Verteilungen der Pionen. Eine zuverlässig Trennung dieser Verteilungen der Teilchenspezies ist kaum erreichbar.

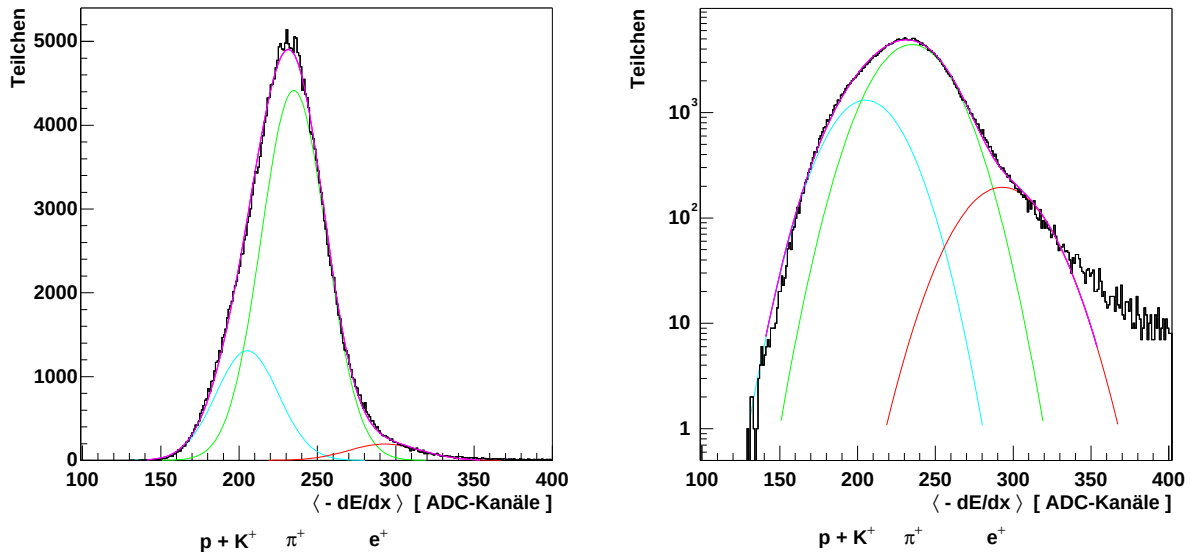


Abbildung 4.4 Verteilung des mittleren Energieverlust $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in VTPC2.
Links: lineare Darstellung. Rechts: logarithmische Darstellung.

Abbildung (4.5) zeigt das Energieverlustspektrum von positiven Teilchen, die mit einem Impuls zwischen 2 GeV/c und 3 GeV/c durch die VTPC1 gegangen sind. Die VTPC1 ist auf Spuren mit einem geringen Impuls ausgelegt. Der Detektor ist bis auf die Neigung der Pads ausgelegt wie die VTPC2. Es wird auch das gleiche Gas wie in VTPC2 verwendet. Da nach der VENUS-GEANT Simulation in Kapitel 2.2 ein großer Anteil der Lepton-Paare aus dem ϕ -Meson im Akzeptanzbereich der VTPC1 liegen, ist dieser Detektor besonders wichtig. Hier ergeben sich zwei Probleme: Erstens liegen unkalibrierte Daten vor, die dafür sorgen, daß das Spektrum nur schlecht von den angepaßten Gauss-Funktionen beschrieben werden kann. Zweitens wird eine hohe Anzahl von Doppelspuren gefunden.

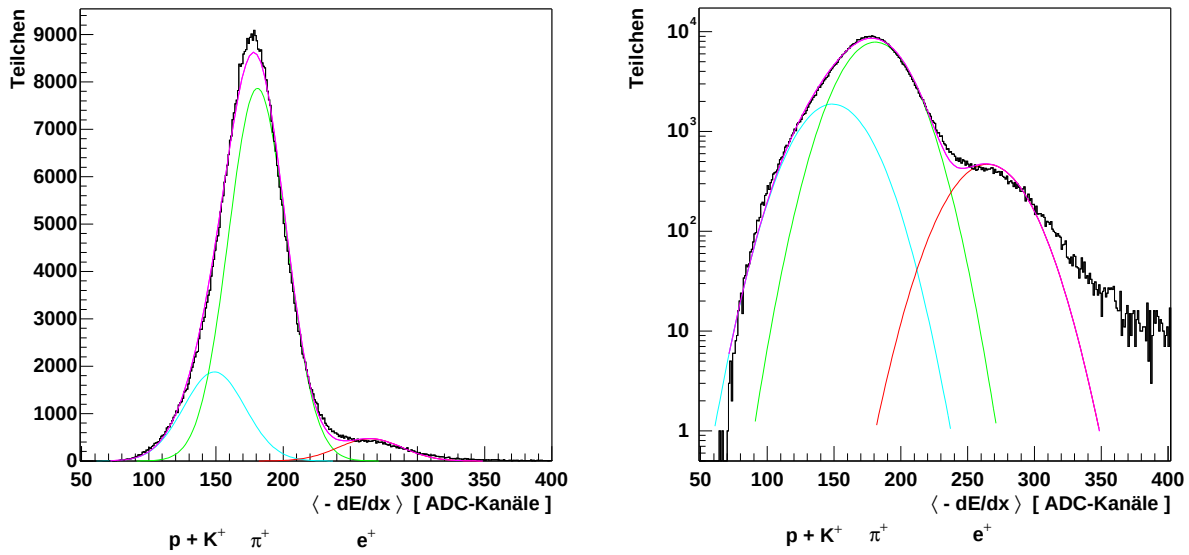


Abbildung 4.5 Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 2 GeV/c und 3 GeV/c in VTPC1.
Links: lineare Darstellung. Rechts: logarithmische Darstellung.

4.4 Identifikation der Elektronen und Positronen

Zur Identifikation der Elektronen und Positronen wurden die Spektren des mittleren Energieverlustes im Impulsbereich von 1 GeV/c bis 8 GeV/c für Teilchen in VTPC1 und von 3 GeV/c bis 20 GeV/c für Teilchen in VTPC2 und von MTPCs in Impulsintervallen von 1 GeV/c bestimmt. Ziel war es, für jeden Impulsintervall und in jedem Detektor den Bereich im Spektrum des mittleren Energieverlustes zu finden, in dem sich die maximale Anzahl von Elektronen bzw. Positronen bei einer minimalen Verunreinigung von Pionen befinden. Hierzu wurde als untere Schranke der Schnittpunkt der angepaßten Gauss-Funktion der Positronen bzw. Elektronen mit der angepaßten Gauss-Funktion der Pionen gewählt. Als obere Schranke wurde das Doppelte des Mittelwertes der angepaßten Gauss-Funktion der Pionen definiert. Diese Beschränkung ist notwendig, da in diesem Bereich ein Anstieg der Einträge in den Spektren des mittleren Energieverlustes in einigen Impulsintervallen erkennbar ist (siehe Abbildung (4.6)). Dieser Anstieg wird auf Doppelspuren von positiven bzw. negativen Pionen zurückgeführt. Als Einzelspuren interpretierte Doppelspuren werden im folgendem Text als Doppelspuren bezeichnet.

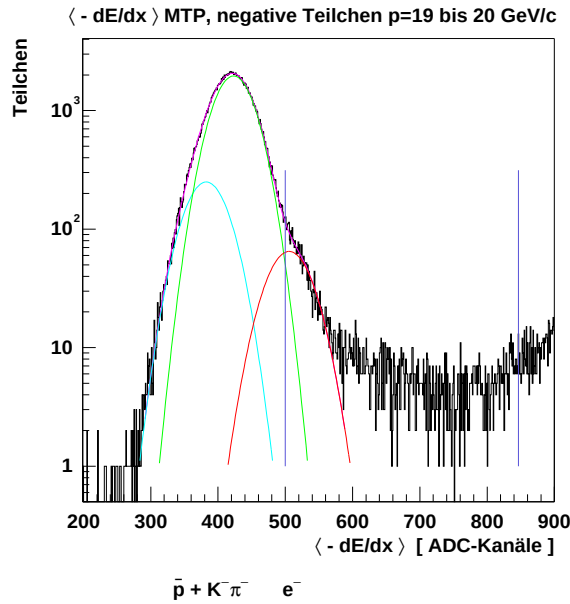


Abbildung 4.6 Spektrum des mittleren Energieverlustes negativer Teilchen im Impulsbereich von 11 GeV/c bis 12 GeV/c in der MTPCL. Der Anstieg im Spektrum im Bereich des doppelten Mittelwertes der angepaßten Gauss-Funktion für negative Pionen wird auf Doppelspuren zurückgeführt.

Als Kandidaten wurden nur die Teilchen zugelassen, deren mittlerer spezifischer Energieverlust innerhalb der oben definierten Bereiche liegt. Damit werden möglichst wenig Hadronen als Leptonen fehlidentifiziert. Abbildung (4.8) zeigt die Spektren des mittleren spezifischen Energieverlustes für positive und negative Teilchen: In VTPC1 im Impuls-

bereich von 2 GeV/c bis 3 GeV/c, in VTPC2 im Impulsbereich von 6 GeV/c bis 7 GeV/c und in MTPCL und MTPCR im Impulsbereich von 6 GeV/c bis 7 GeV/c. Weitere Spektren innerhalb des in den Qualitätskriterien angeführten Impulsbereiches sind im Anhang aufgeführt.

Für die Qualität der Trennung der Elektronen von den Pionen ist die Auflösung des mittleren Energieverlustes der Teilchen von entscheidender Bedeutung. Je größer die Trennung der Verteilungen der Teilchenspezies voneinander ist, desto geringer ist die Kontamination der als Elektronen selektierten Teilchen mit Pionen. Die Auflösung $\delta = \sigma \langle -dE/dx \rangle / \langle -dE/dx \rangle$ ist das Verhältnis zwischen der Breite und dem Mittelwert des mittleren spezifischen Energieverlustes. Abbildung (4.7) zeigt die Auflösung des mittleren spezifischen Energieverlustes von positiven und negativen Pionen. Die Au-

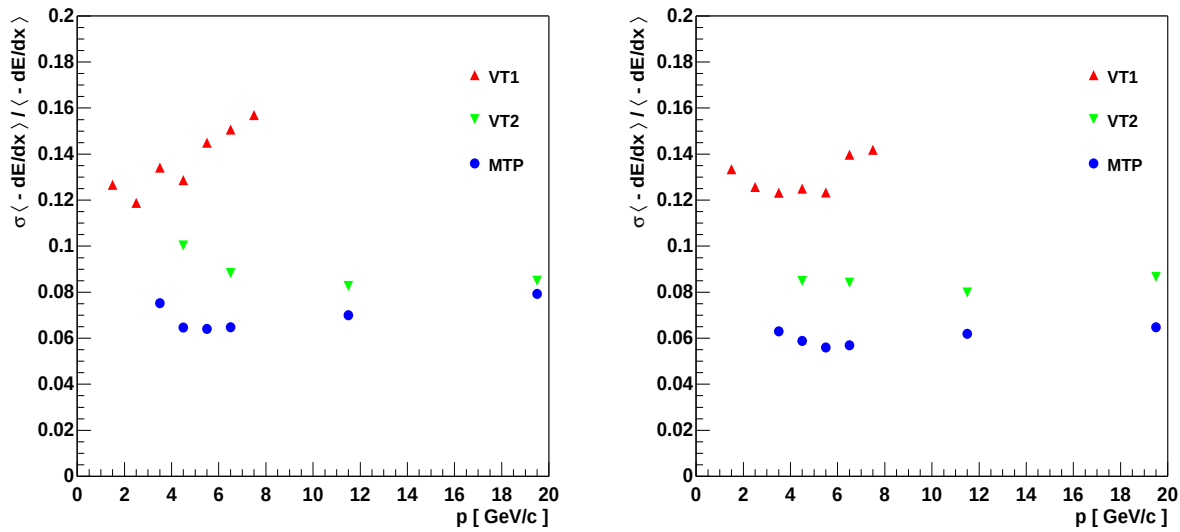


Abbildung 4.7 Auflösung = $\sigma \langle -dE/dx \rangle / \langle -dE/dx \rangle$ des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen (links) und negativen Teilchen (rechts) in VTPC1, VTPC2 und MTPC aufgetragen gegen den Impuls.

flösung beträgt in der für die Identifikation von Teilchen durch ihren mittlern spezifischen Energieverlust ausgelegten MTPC etwa $7\% \pm 1\%$. In VTPC2 wird eine Auflösung von etwa $9\% \pm 1\%$ und in VTPC1 eine Auflösung von $14\% \pm 2\%$ erreicht. Für negative Pionen ist die erreichte Auflösung des mittlern spezifischen Energieverlust in VTPC1, VTPC2 und MTPC etwas besser.

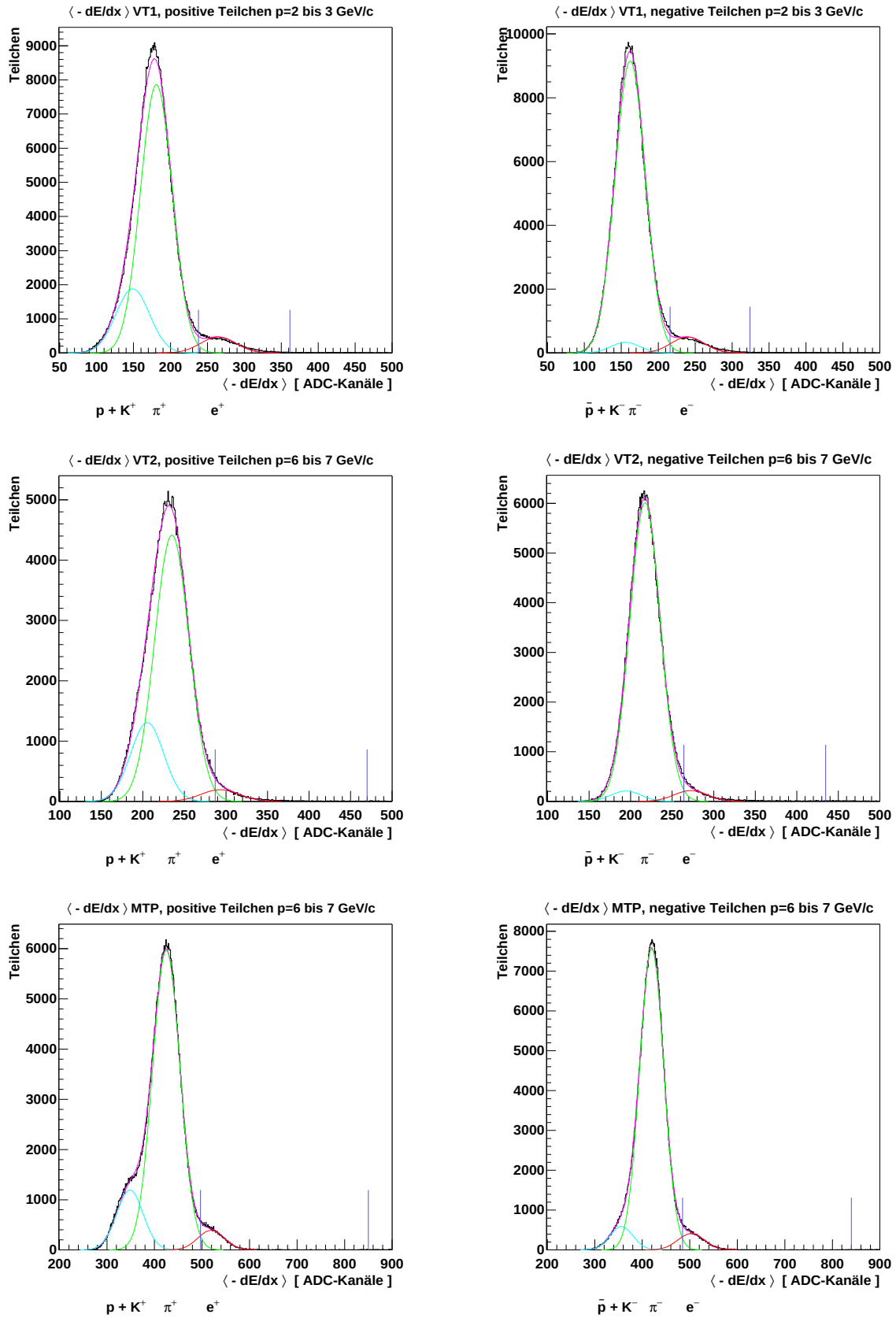


Abbildung 4.8 Spektren des mittleren Energieverlustes positiver und negativer Teilchen in VT1, VT2 und MTPs. Die eingezeichneten Schranken definieren den Bereich maximaler Anzahl von Positronen bzw. Elektronen bei minimaler Pionen-Kontamination.

4.5 Globale Teilchenidentifizierung

Nach der im letzten Kapitel beschriebenen Methode zur Selektion der Positronen und Elektronen ist es möglich, in jedem Detektor durch den die Teilchen gegangen sind, zu prüfen, ob das Teilchen innerhalb des erlaubten Bereiches im Spektrum des mittleren Energieverlustes liegt oder nicht. So ist eine Identifizierung der Teilchen Detektor für Detektor möglich.

Um die Informationen aus den verschiedenen Detektoren zu verbinden, versucht man, den spezifischen mittleren Energieverlust zu normalisieren und zu mitteln. Dies entspricht einer Erhöhung der Auflösung des mittleren Energieverlustes für Teilchen, die durch mehrere Detektoren gegangen sind. Dadurch werden die Ergebnisse, die in den verschiedenen Detektoren erhalten wurden, vergleichbar. Die Normierung wurde folgendermaßen durchgeführt:

In Abbildung (4.9) ist die Abhängigkeit des mittleren spezifischen Energieverlustes für Pionen und Positronen von $\beta\gamma$ in VTPC1, VTPC2 und MTPC dargestellt (vergleiche hierzu auch Abbildung (3.8)). Die Positronen liegen hier in einem Bereich in dem die Bethe-Bloch-Kurve konstant verläuft. Der mittlere Energieverlust der Positronen sollte daher einen konstanten Wert annehmen. In Tabelle (4.1) ist der Mittelwert und die maximale Abweichung des mittleren Energieverlustes der Positronen in VTPC1 $\langle\langle -dE/dx \rangle\rangle_{VTPC1e^+}$, VTPC2 $\langle\langle -dE/dx \rangle\rangle_{VTPC2e^+}$ und MTPC $\langle\langle -dE/dx \rangle\rangle_{MTPCe^+}$ dargestellt.

	VTPC1	VTPC2	MTPC
$\langle\langle -dE/dx \rangle\rangle_{e^+}$ [ADC-Kanäle]	284	295	529
maximale Abweichung [%]	10.9	5.8	4.5

Tabelle 4.1 Mittleres $\langle -dE/dx \rangle$ der Positonen aus VTPC1, VTPC2 und MTPC.

Die maximalen Abweichungen sind insoweit interessant, als sie ein Maß für den systematischen Fehler bei der Messung des mittleren spezifischen Energieverlustes in den verschiedenen Detektoren bedeuten.

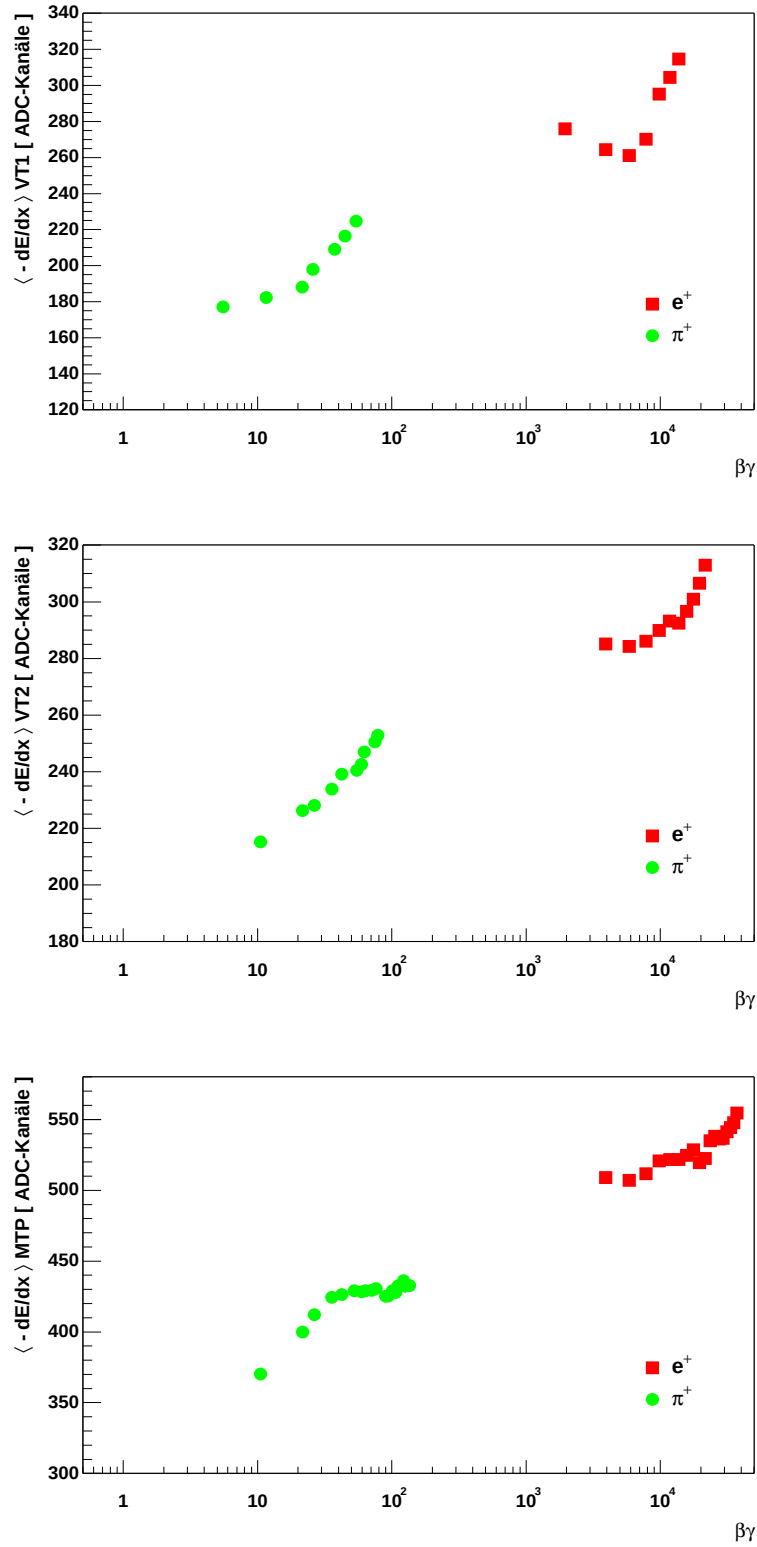


Abbildung 4.9 Abhängigkeit des mittleren spezifischen Energieverlustes von $\beta\gamma$ des Teilchens. Oben:VTPC1. Mitte:VTPC2. Unten:MTPC

Nach der Bestimmung des Mittelwertes des mittleren Energieverlustes der Positronen in VT-PC1, VT-PC2 und MTPC wurde der mittlere Energieverlust der Teilchen in VT-PC1 und VT-PC2 auf den mittleren Energieverlust der MTPC normiert.

$$\langle -dE/dx \rangle_{VT-PC1 \text{ Norm MTPC}} = \frac{\langle \langle -dE/dx \rangle \rangle_{MTPC e^+}}{\langle \langle -dE/dx \rangle \rangle_{VT-PC1 e^+}} * \langle -dE/dx \rangle_{VT-PC1} \quad (4.2)$$

$$\langle -dE/dx \rangle_{VT-PC2 \text{ Norm MTPC}} = \frac{\langle \langle -dE/dx \rangle \rangle_{MTPC e^+}}{\langle \langle -dE/dx \rangle \rangle_{VT-PC2 e^+}} * \langle -dE/dx \rangle_{VT-PC2} \quad (4.3)$$

$$\langle -dE/dx \rangle_{MTPC \text{ Norm MTPC}} = \langle -dE/dx \rangle_{MTPC} \quad (4.4)$$

Mit dem auf die MTPC normierten mittleren Energieverlust der Teilchen in VT-PC1 $\langle -dE/dx \rangle_{VT-PC1 \text{ Norm MTPC}}$ und in VT-PC2 $\langle -dE/dx \rangle_{VT-PC2 \text{ Norm MTPC}}$ war es möglich, die mittleren Energieverluste der Teilchen in den einzelnen Detektoren $\langle -dE/dx \rangle_{i \text{ Norm MTPC}}$ aufzusummieren. Es ergibt sich ein globaler, auf die MTPC normierter, mittlerer Energieverlust $\langle -dE/dx \rangle_{Global \text{ Norm MTPC}}$.

$$\langle -dE/dx \rangle_{Global \text{ Norm MTPC}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_D} \langle -dE/dx \rangle_{i \text{ Norm MTPC}}}{N_D} \quad (4.5)$$

In Abbildung (4.10) ist das Spektrum des mittleren Energieverlustes von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c dargestellt. Wird dieses Spektrum mit dem Spektrum des mittleren Energieverlustes von positiven Teilchen in der MTPC verglichen, (Abbildung (4.3) und Abbildung (4.8)) fallen nicht gaussförmige Ausläufer der Protonen und Kaonen auf. Dieser Bereich des mittleren Energieverlustes ist aber für die Selektion der Positronen und Elektronen unerheblich. Die Verteilungen der Pionen und Elektronen werden durch eine Gauss-Funktion beschrieben. Der Unterschied der Mittelwerte der Gauss-Funktionen verglichen mit den Mittelwerten der Gauss-Funktionen im Spektrum der MTPC beträgt 0.5%. Die Schranken verschieben sich um 0.6% innerhalb des betrachteten Impulsbereiches von 6 GeV/c bis 7 GeV/c.

Die Unterschiede für die Mittelwerte von Pionen und Elektronen sowie für die untere Schranke im Bereich von 4 GeV/c bis 12 GeV/c liegen weit unter der Auflösung der MTPC von ca. 4,5%. Im Bereich kleiner als 4 GeV/c entstehen Unterschiede von 10% für den Mittelwert der Pionen. Bei hohen Impulsen steigen die Unterschiede innerhalb des Bereiches der Auflösung um $\pm 2\%$ an (Siehe Abbildung (4.11)).

Zusammenfassend kann für den globalen mittleren Energieverlust folgendes festgestellt werden: Die Normalisierung des mittleren Energieverlustes der Teilchenspezies in VT-PC1 und VT-PC2 auf den mittleren Energieverlust der Teilchenspezies in MTPC und der berechnete globale mittlere Energieverlust der Teilchenspezies ist innerhalb des Impulsbereiches von 4 GeV/c bis 20 GeV/c möglich. Die meisten Teilchen mit einem Impuls kleiner als 4 GeV/c können nur von der VT-PC1 detektiert werden. In diesem Impulsbereich wird also keine Verbesserung der Auflösung durch Berechnung des globalen mittleren

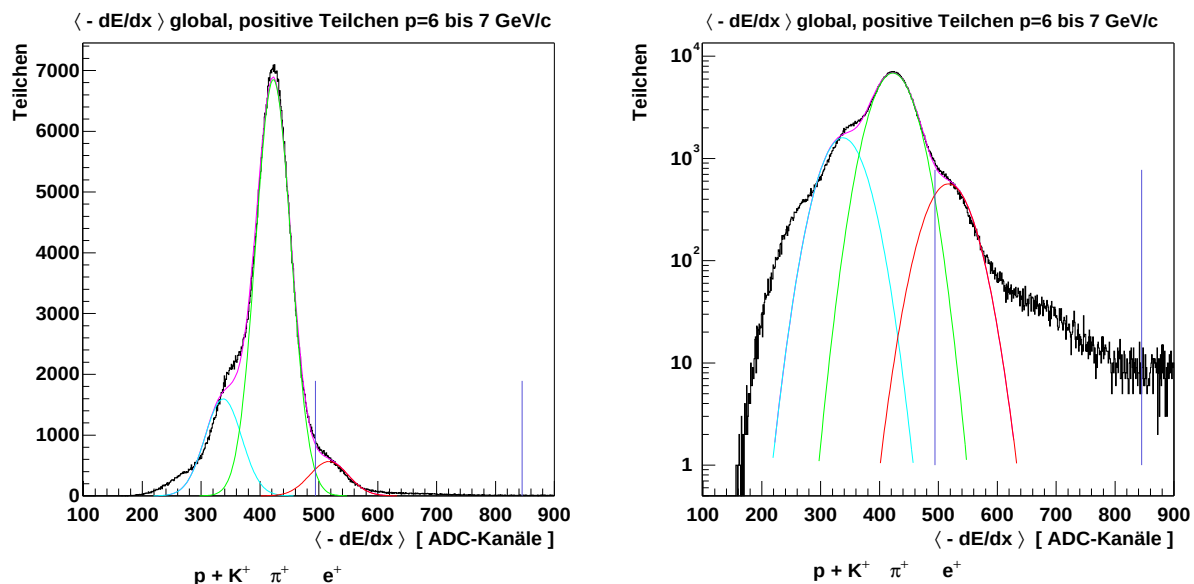


Abbildung 4.10 Verteilung des globalen normierten mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle_{Global Norm MTPC}$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c. Links: Lineare Darstellung. Rechts: Logarithmische Darstellung.

Energieverlustes erzielt. Bei hohen Impulsen im Bereich von 20 GeV/c ist eine Trennung der Elektronen von den Pionen schwierig, da die Verteilungen der Pionen und der Elektronen überlappen.

Neben der Methode der Berechnung eines globalen mittleren Energieverlustes der Teilchen wurden die normalisierten, mittleren Energieverluste der Teilchen aus VTPC2 über die mittleren Energieverluste der Teilchen aus MTPC aufgetragen (siehe Abbildung (4.12)). Dies ist nur für Teilchen möglich, die durch beide Detektoren gegangen sind. Mit der Kenntnis der Positionen der Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Teilchenspezies ließ sich so ein Bereich definieren, in dem mit hoher Wahrscheinlichkeit Elektronen durch ihren mittleren Energieverlust in VTPC2 und MTPC identifiziert werden können.

Der Vorteil dieser Methode ist, daß Doppelspuren, die als einzelne Spuren in einem Detektor gefunden werden, leicht eliminiert werden können. Diese Doppelspuren erzeugen die Bänder im Bereich um 400-420 [ACD-Kanäle]. In diesem Bereich liegt der mittlere Energieverlust der Pionen. Die Einträge im rechten oberen Bereich bei ca. 900 [ACD-Kanäle] deuten auf Doppelspuren in beiden Detektoren hin.

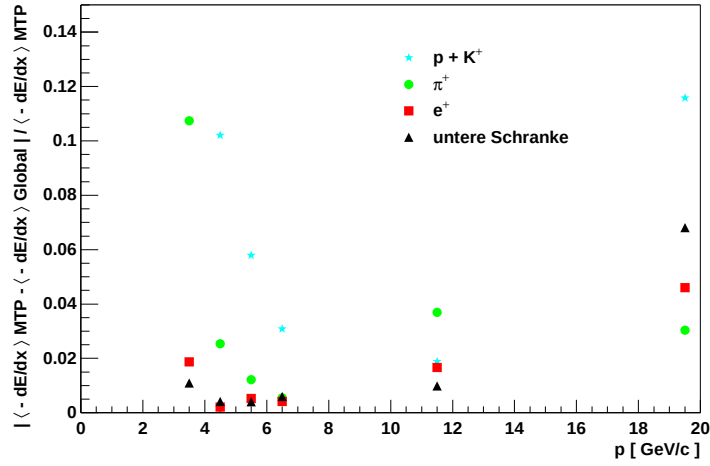


Abbildung 4.11 Differenz zwischen $\langle -dE/dx \rangle_{MTPC}$ und $\langle -dE/dx \rangle_{Global}$ normiert auf $\langle -dE/dx \rangle_{MTPC}$. Für den Mittelwert von Protonen + Kaonen, Pionen und Elektronen und der unteren Schranke des Bereiches im Spektrum des mittleren Energieverlustes, das zur Elektronenselektion verwendet wird.

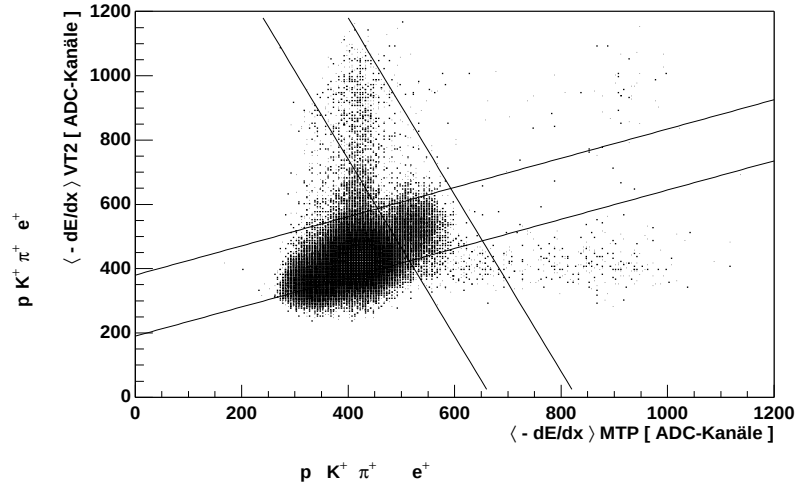


Abbildung 4.12 $\langle -dE/dx \rangle_{VT2} / \langle -dE/dx \rangle_{MTPC}$ über $\langle -dE/dx \rangle_{MTPC}$ aufgetragen; positive Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c. Der Bereich in dem sich die parallel zueinander liegenden Geraden kreuzen kennzeichnet den Bereich, in dem die Elektronen identifiziert werden können.

4.6 Erweiterte Qualitätskriterien

Die Auswertung der Spektren aus allen Detektoren unter Berücksichtigung der im Kapitel 4.3 erwähnten Qualitätskriterien ergab, daß bei kleinen Impulsen zwischen 3 GeV/c und 5 GeV/c in den MTPCs das Verhältnis der Positronen zu Pionen viel größer ist als in VTPC1. In den MTPCs beträgt das Verhältnis etwa 0,5, während in VTPC1 das Verhältnis etwa 0,1 beträgt (siehe hierzu Abbildung (4.13)).

Es wird davon ausgegangen, daß Positronen bzw. Elektronen hinter den VTPCs entstehen. Bei der Kollision von Blei-Blei Kernen entstehen etwa 800 π^0 Teilchen. Die π^0 Teilchen zerfallen zu etwa 98,7% in γ -Teilchen. Trifft ein γ -Teilchen einen Keramikstab am Rande der VTPC2 (siehe Abbildung (3.4)), so kann es in ein Positron-Elektron-Paar konvertieren.

Diese Konversionen sorgen für einen erheblichen Untergrund an Positronen und Elektronen. Deshalb wurde das Kriterium eingeführt, daß nur die Spuren in den MTPCs, die wenigstens 3 meßbare Punkte in VTPC2 aufweisen, auszuwählen sind. Alle anderen Spuren werden verworfen. In Abbildung (4.14) ist das Spektrum des mittleren Energieverlustes vor und nach Anwendung dieses Kriteriums dargestellt. Das Verhältnis von Positronen zu Pionen gleicht sich mit $\approx 0,09$ dem Verhältnis in VTPC1 an (weitere Impulsbereiche sind im Anhang aufgeführt).

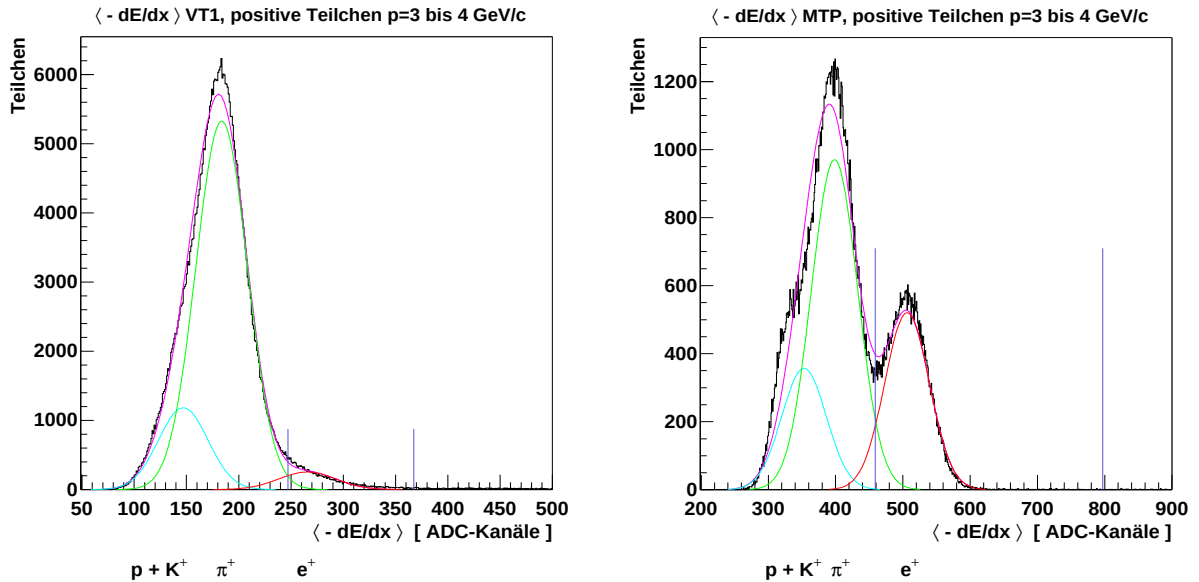


Abbildung 4.13 Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 3 GeV/c und 4 GeV/c.
Links: In VTPC1. Rechts: In MTPC.

Ein weiteres Qualitätskriterium bestand im Verwerfen der Teilchen mit einem transversalen Impuls p_T kleiner 0,2 GeV/c. Damit sollten Positronen und Elektronen aus γ -

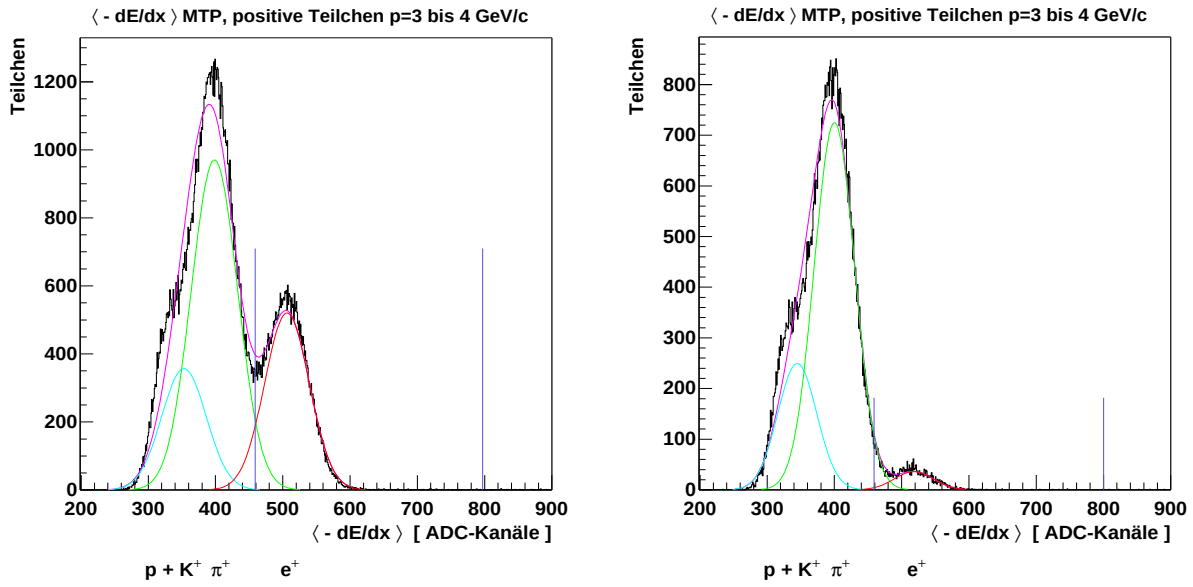


Abbildung 4.14 Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 3 GeV/c und 4 GeV/c in MTPC.
Links: alle Spuren. Rechts: Spuren, die auch in VTPC2 detektiert wurden.

Konversionen, direkt am Target, eliminiert werden. In Abbildung (4.15) ist der mittlere spezifische Energieverlust der Teilchen in VTPC1 mit und ohne p_T Beschränkung dargestellt. In Abbildung (4.16) ist der mittlere spezifische Energieverlust der Teilchen in MTPC mit und ohne p_T Beschränkung dargestellt.

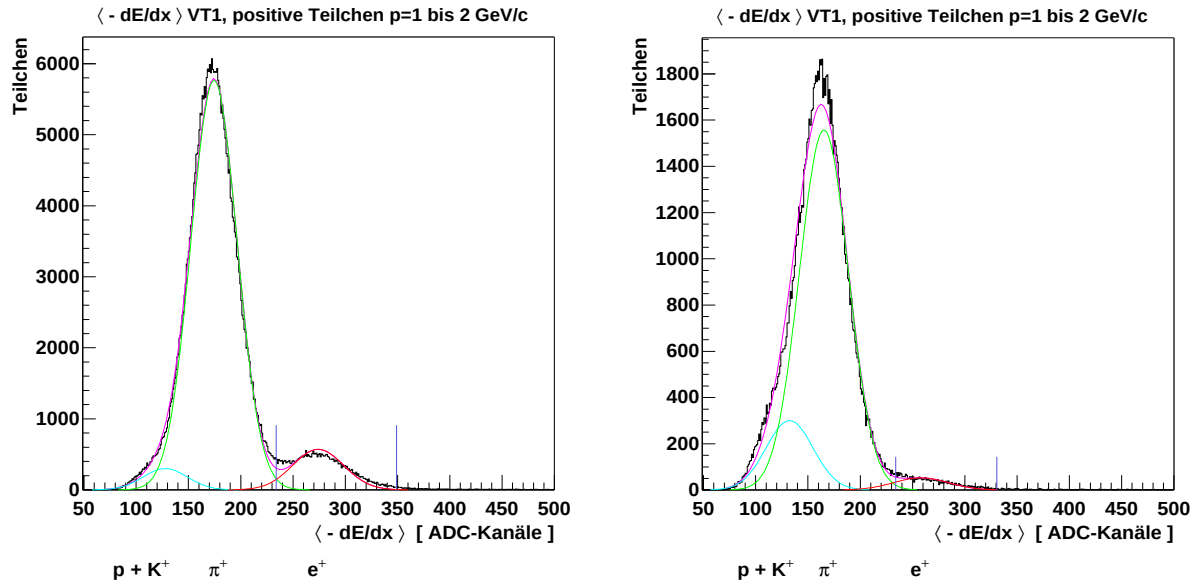


Abbildung 4.15 Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 1 GeV/c und 2 GeV/c in VT1. Links: Alle Teilchen. Rechts: Teilchen mit einem Transversalimpuls p_T größer $0,2$ GeV/c.

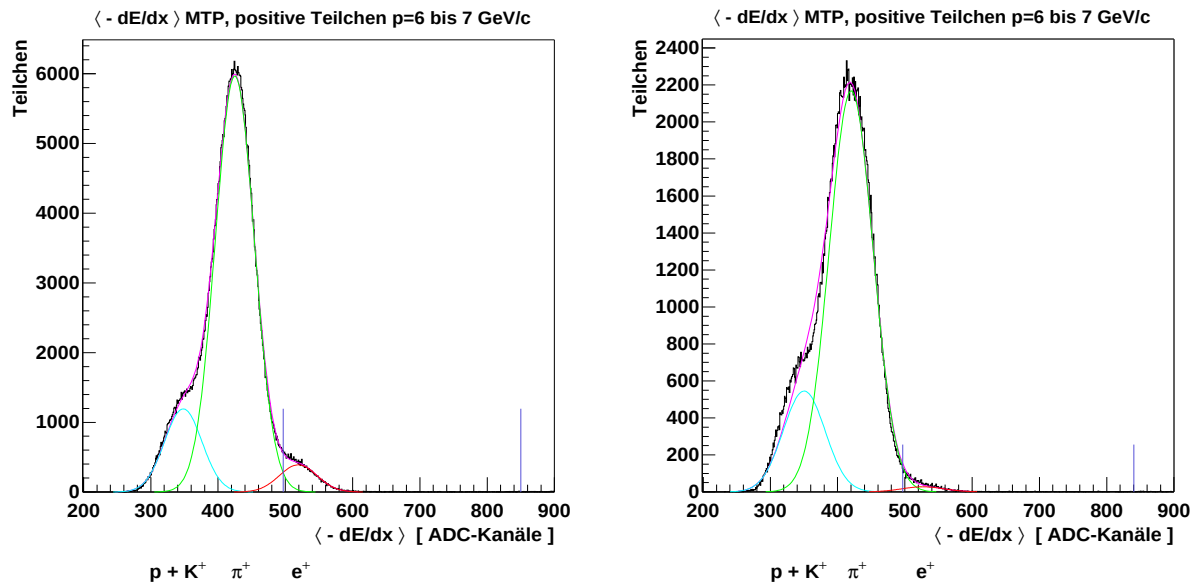


Abbildung 4.16 Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in MTP. Links: Alle Teilchen. Rechts: Teilchen, die auch in VT2 detektiert wurden mit einem Transversalimpuls p_T größer $0,2$ GeV/c.

4.7 Kontamination der selektierten Kandidaten mit Pionen

In den vorangehenden Kapiteln wurden die an die Teilchenspuren gestellten Kriterien und die Abhängigkeit der Spektren des mittleren Energieverlustes von diesen Kriterien vorgestellt. Um zu ermitteln, mit welcher Wahrscheinlichkeit die selektierten Kandidaten Elektronen sind, wurde eine quantitative Abschätzung des Pionenuntergrundes innerhalb des Selektionsbereiches der Spektren des mittleren Energieverlustes durchgeführt.

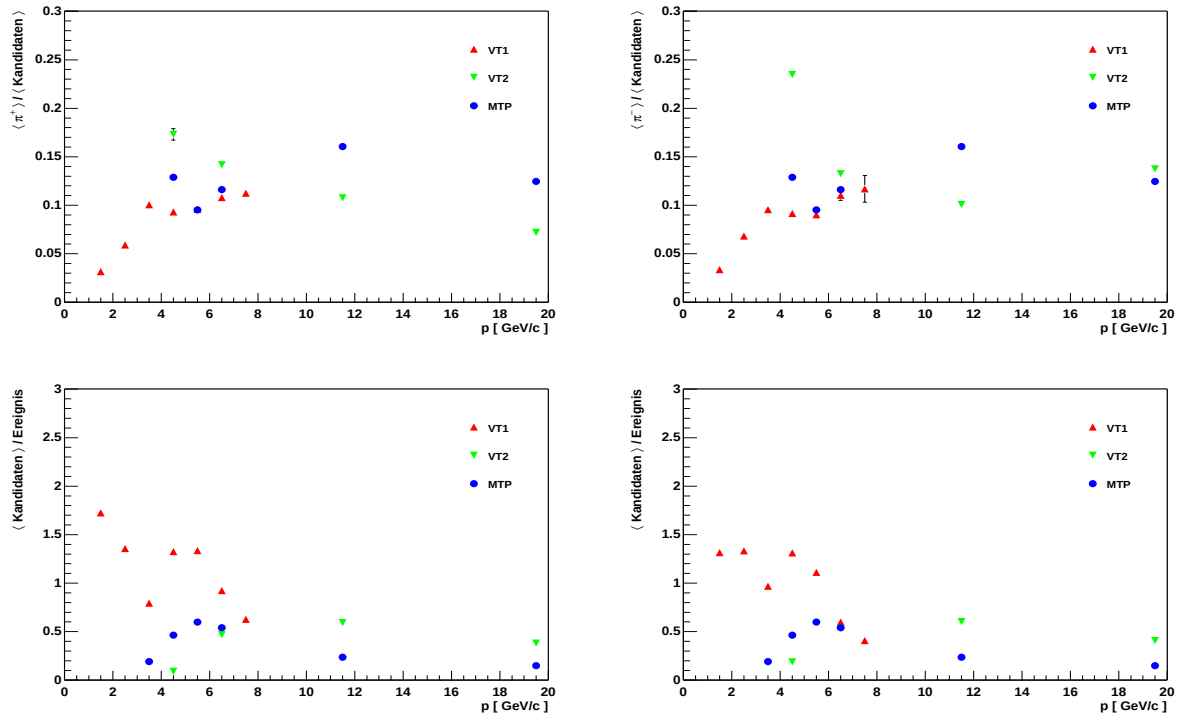


Abbildung 4.17 Kontamination der selektierten Teilchen mit Pionen. Bedingung ist, daß alle Spuren in den MTPCs wenigstens mit 3 Punkten in der VT2PC2 gemessen wurden.
 Oben: Verhältnis von Pionen zu selektierten Kandidaten in verschiedenen Impulsintervallen.
 Unten: Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis.
 Links: positive Pionen/Positronen. Rechts: negative Pionen/Elektronen.

Die Abschätzungen wurden folgendermaßen durchgeführt: Die Anzahl der Elektron- bzw. Positron-Kandidaten wurde innerhalb der Schranken ermittelt. Dann wurde die Anzahl der Pionen durch eine Integration der angepaßten Gauss-Funktionen innerhalb der Schranken abgeschätzt. Dabei wurde davon ausgegangen, daß der Pionenuntergrund gaussförmig verteilt ist. Die Anzahl der aus der Integration bestimmten Pionen wurde mit der Anzahl der Elektronen ins Verhältnis gesetzt. Das Verhältnis von positiven bzw. negativen Pionen zu Positronen bzw. Elektronen (im weiteren Text als Pionen zu Elektronen Verhältnis bezeichnet) ist ein Maß für die Kontamination der Kandidaten mit

Pionen. In Abbildung(4.17) ist das Verhältnis von Pionen zu Elektronen und die Anzahl der Kandidaten pro Ereignis gezeigt. Zusätzlich zu den in Kapitel 4.3 aufgeführten Qualitätskriterien wurde gefordert, daß alle Teilchen die durch die MTPC gehen, mindestens mit 3 Punkten in VTPC2 gemessen werden (Kapitel 4.6, (Anhang Gruppe II)).

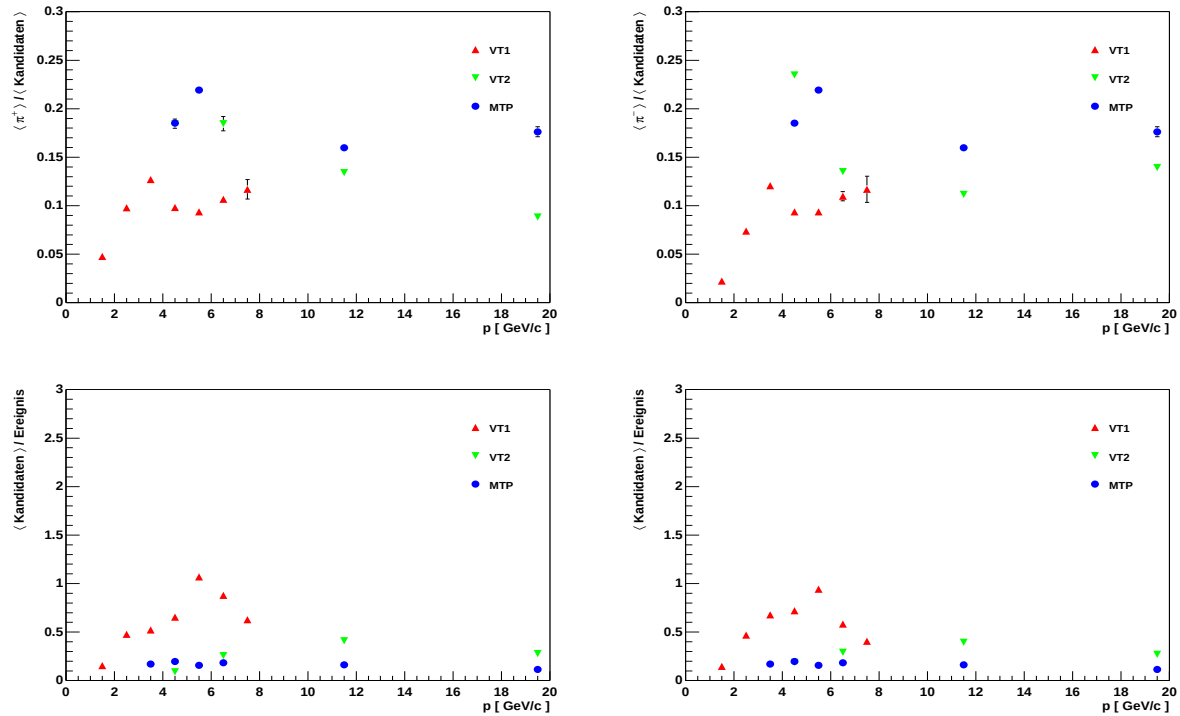


Abbildung 4.18 Kontamination der selektierten Teilchen mit Pionen. Bedingung ist, daß alle Spuren in den MTPCs wenigstens mit 3 Punkten in der VTPC2 gemessen wurden und einen transversalen Impuls $p_T > 0,2 \text{ GeV}/c$ haben.
 Oben: Verhältnis zwischen Pionen zu selektierten Kandidaten.
 Unten: Anzahl der selektierten Kandidaten pro Ereignis.
 Links: positive Pionen/Positronen. Rechts: negative Pionen/Elektronen.

In VTPC1, die besonders wichtig zur Selektion von Elektron-Positron-Paaren aus dem Zerfall des ϕ Mesons ist, beträgt das Verhältnis von Pionen zu Elektronen bei kleinen Impulsen wegen der guten Trennung von positiven bzw. negativen Pionen von Positronen bzw. Elektronen etwa 0,3 bis 0,8. Bei höheren Impulsen steigt es bis etwa 0,1 an. Die Anzahl der Kandidaten ist bei kleinen Impulsen etwa 1,3 pro Ereignis. Bei höheren Impulsen sinkt die Anzahl der Kandidaten pro Ereignis auf unter 1 pro Ereignis. In VTPC2 liegt bei kleinen Impulsen ein hohes Verhältnis von Pionen zu Elektronen vor. In diesem Bereich werden von der VTPC2 aber nur sehr wenige Kandidaten pro Ereignis selektiert. Das positive bzw. negative Pionen pro Positronen bzw. Elektronen-Verhältnis gleicht sich bei höheren Impulsen dem der MTPC an. In der MTPC ist das Verhältnis von Pionen zu Elektronen etwa 0,1, bei kleinen Impulsen etwas niedriger. Das Verhältnis von Pionen zu Elektronen verhält sich, bis auf einige Ausnahmen, umgekehrt propor-

tional zur Anzahl der Kandidaten pro Ereignis.

Um Elektronen und Positronen aus γ Konversionen, die am Target stattfinden, zu entfernen, wurde zusätzlich zu den aufgeführten Qualitätskriterien gefordert, daß die ausgewählten Teilchen einen transversalen Impuls p_T größer 0,2 GeV/c haben (siehe Abbildung(4.18)). Das Verhältnis von Pionen zu Elektronen steigt in allen Detektoren auf etwa das Doppelte an. Verglichen mit Abbildung (4.17) sinkt aber die Anzahl der Kandidaten pro Ereignis auf mindestens die Hälfte ab.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich im gesamten Impulsbereich von 1 GeV/c bis 20 GeV/c das Verhältnis von Pionen zu Elektronen kleiner 0,15 ist, jeweils bezogen auf die Wahl des Detektors mit dem besten Pionen zu Elektronen Verhältnis. Im Bereich kleinerer Impulse sinkt das Pionen zu Elektronen-Verhältnis etwa 0,10. Die Kontamination der Kandidaten durch Pionen beträgt höchstens 15%. Im Impulsbereich von 1 bis 5 GeV/c, in dem sich der Hauptteil der Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons befinden, liegt die Kontamination unter 10%.

4.8 Effizienz

Zur Ermittlung der Effizienz der Elektronenidentifikation wurde wieder zusätzlich zu den im Kapitel 4.3 angeführten Qualitätskriterien gefordert, daß alle Spuren in den MT-PCs wenigstens mit 3 Punkten in der VT-PC2 gemessen wurden. Als Effizienz wurde das Verhältnis der Anzahl der selektierten Kandidaten zu der Anzahl aller Elektronen in den Spektren des mittleren Energieverlustes definiert. Die Anzahl aller Elektronen wurde durch Integrieren der an das Spektrum angepaßten Gauss-Funktion ermittelt. Hierbei wurde wieder die Annahme gemacht, daß die Verteilung der Elektronen gauss-förmig ist. In Abbildung(4.19) ist die Effizienz aufgetragen gegen den Impuls für VT-PC1, VT-

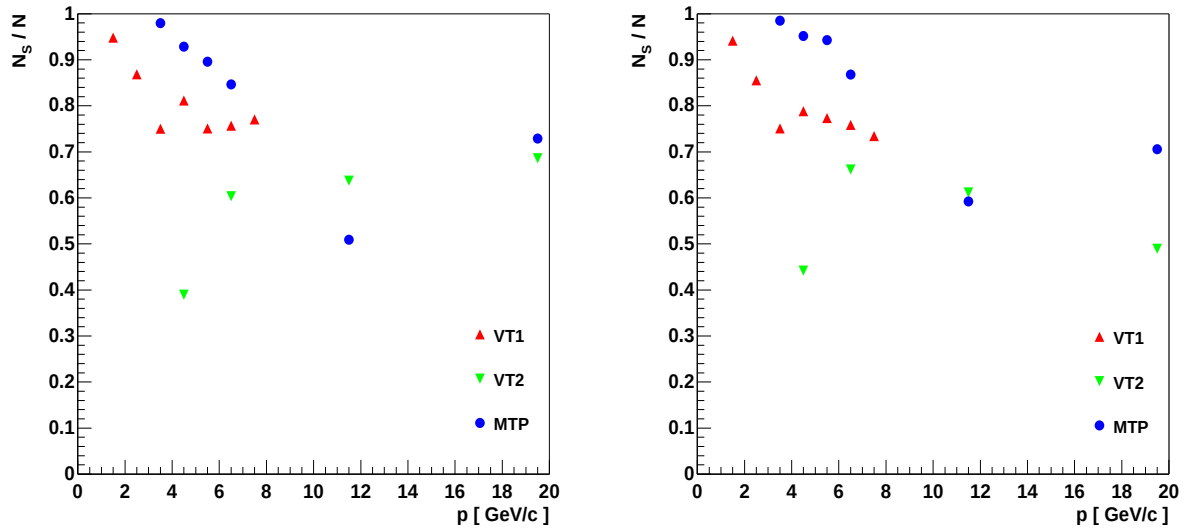


Abbildung 4.19 Effizienz = Verhältnis der Anzahl der selektierten Kandidaten zu Anzahl aller Elektronen bzw. Positronen in VT-PC1, VT-PC2 und MTPC aufgetragen gegen den Impuls. Links: Kandidaten/Positronen. Rechts: Kandidaten/Elektronen.

PC2 und MTPC. Bei kleinen Impulsen sind die Effizienzen am höchsten, da bei kleinen Impulsen die Trennung von Elektronen und Pionen am besten ist und so die Verteilungen der Teilchenspezies nur gering überlappen. Bei dem gewählten Wert für die untere Schranke (Schnittpunkt der beiden an die Verteilungen angepaßten Gauss-Funktionen) im Spektrum des mittleren Energieverlustes werden so die höchsten Effizienzen erreicht. Die geringe Effizienz der VT-PC2 bei Impulsen zwischen 4 GeV/c und 5 GeV/c deutet darauf hin, daß der Detektor erst ab höheren Impulsen zur Selektion der Kandidaten verwendet werden sollte. Die Verteilung der Effizienz ist für die Selektion von Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons von Vorteil, da sich im Bereich kleiner Impulse nach Abbildung(2.5) die meisten Elektronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons befinden.

4.9 Sensibilität der Schranke

Die Auflösung des mittleren spezifischen Energieverlustes beträgt in den hier analysierten Daten für die MTPC etwa $7\% \pm 1\%$ (Abbildung(4.7)). Eine Verbesserung der Auflösung auf einen Wert von kleiner 4% wird nach Beendigung aller Korrekturen erwartet. Um einen Maßstab dafür zu erhalten, wie sensitiv die Kontamination der Kandidaten durch Pionen bezogen auf den Wert der unteren Schranke ist, wurde die Position der Schranke variiert. Als Standardwert für die Position der Schranke wurde der Schnittpunkt der angepaßten Gauss-Funktionen von positiven bzw. negativen Pionen und Positronen bzw. Elektronen bestimmt. Abbildung (4.20) zeigt die Kontamination für den Standardwert der Schranke, und für den Standardwert um $\pm 4\%$ verschoben.

Während sich das Pionen zu Elektronen Verhältnis etwa um den Faktor 2 gegenüber dem Standardwert vergrößert, wenn die Schranke um 4% zu niedrigeren Werten verschoben wird, verkleinert es sich etwa um den Faktor 4, wenn die Schranke um 4% zu höheren Werten verschoben wird. Im ersten Fall verdoppelt sich die Anzahl der Kandidaten pro Ereignis gegenüber dem Standardwert. Im anderen Fall verringert sie sich nur geringfügig. Das Verhalten läßt sich folgendermaßen deuten: Ist die Schranke um 4% zu höheren Werten verschoben, so werden zwar mehr Elektronen selektiert, die Verunreinigung durch Pionen steigt aber auf das Doppelte an. Ist die Schranke um 4% zu niedrigeren Werten verschoben, ist zwar das Pionen zu Elektronen Verhältnis und damit die Kontamination sehr gering, gleichzeitig ist die Anzahl der Kandidaten viel kleiner. Es gilt also, einen Kompromiß aus einer möglichst geringen Kontamination der Elektronen und einer passablen Effizienz bei der Elektronenselektion zu finden. Wird ein Pionen zu Elektronen Verhältnis besser als 0,15 gefordert, so darf die Schranke nur um weniger als 4% variiert werden. Dies bedeutet, die Summe aus der Auflösung des mittleren Energieverlustes und der systematischen Fehler muß kleiner als 4% sein, um ein solches Pion zu Elektron Verhältnis zu gewährleisten.

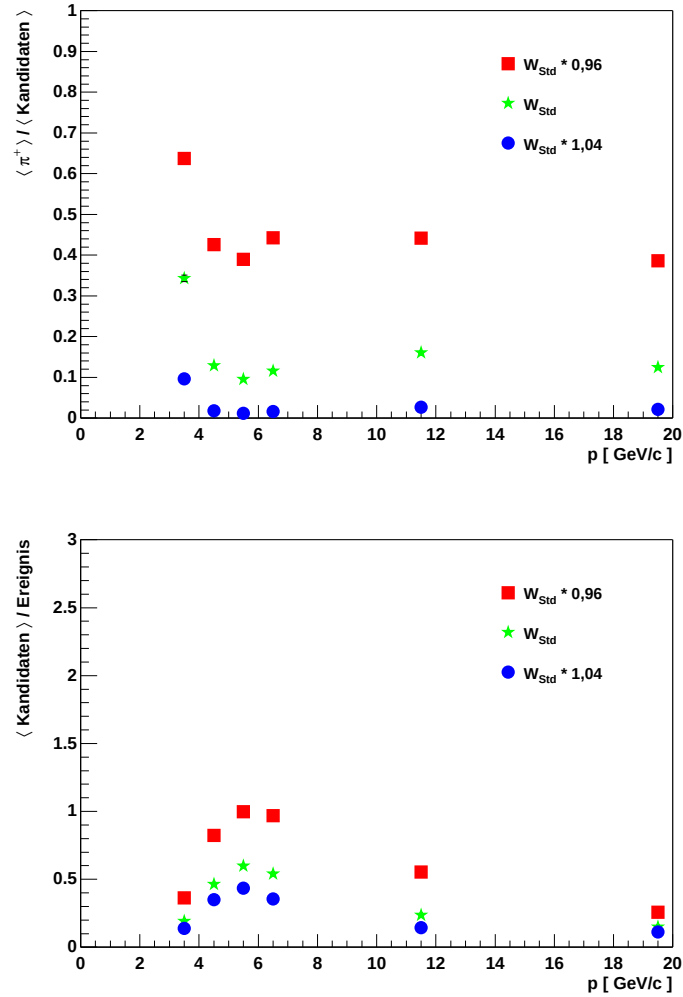


Abbildung 4.20 Kontamination der selektierten Teilchen mit Pionen in MTPC.
 Oben: Verhältnis zwischen Pionen zu selektierten Kandidaten in verschiedenen Impulsintervallen bei Variation der unteren Schranke.
 Unten: Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis bei Variation der unteren Schranke. ($W_{\text{Std.}}$ = Standardwert)

4.10 Ergebnisse und Diskussion

In den letzten Abschnitten wurden die verschiedenen Methoden zur Selektion von Elektronen mit Hilfe des mittleren spezifischen Energieverlustes und die Kontamination der selektierten Kandidaten mit Pionen abgeschätzt. In Tabelle (4.2) sind die mittlere Anzahl der selektierten Spuren pro Ereignis für die verschiedenen Methoden und ihre Kombination dargestellt. Es wurden die im Kapitel 4.3 angeführten Qualitätskriterien an die Spuren gestellt.

Nr. Pkt. > 20	Nr. Pkt. > 30	Pkt. VT2 bei MTP	V2 vs. M	Global	N/Ereig.
×					35
×			×		24
×			×	×	18
×		×	×	×	9
	×	×	×	×	7

Tabelle 4.2 Mittlere Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis bei der Anwendung verschiedener Selektionskriterien.

Die Spaltenüberschriften der Tabelle ist wie folgt zu verstehen:

Nr. Pkt. > 20: Standard Selektionsmethode Detektor für Detektor. Anzahl der Cluster pro Spur eines Teilchens größer 20 in VTPC1, VTPC2 und MTPC.

Nr. Pkt. > 30: Standard Selektionsmethode Detektor für Detektor (Abbildung ()). Anzahl der Cluster pro Spur eines Teilchens > 30 in VTPC1, VTPC2 > 40 in MTPC.

Pkt. VT2 bei MTP: Die Spuren der Teilchen die durch MTPC gehen, müssen mindestens 3 Cluster in VTPC2 haben.

V2 vs. M: Selektion durch die Information des normierten mittlern spezifischen Energieverlustes aus VTPC2 und MTPC.

Global: Selektion durch die Information des globalen normalisierten mittleren spezifischen Energieverlustes.

Um die Werte aus der Datenanalyse mit den VENUS-GEANT-Simulationen aus Tabelle (2.1) zu vergleichen, sind einige Werte für nur 20 Cluster pro Spur dargestellt. Die Kombination aller vorgestellten Selektionsmethoden ergibt eine ähnliche Anzahl von Kandidaten wie in der Simulation (Standardwert für untere Schranke, $p < 20$ GeV/c) in Tabelle (4.1). Dies gilt, wenn die Werte der Simulation mit der Standard Selektionsmethode Detektor für Detektor durchgeführt werden. Bei der gleichen Methode werden in den analysierten NA49-Daten etwa 4 mal mehr Kandidaten selektiert. Es läßt sich damit zusammenfassen, daß in den NA49 Daten etwa 4 mal mehr Teilchen bei der Se-

lektion der Teilchen Detektor für Detektor selektiert werden als in der Simulation. Das zeigt, daß entweder die Simulation des spezifischen Energieverlustes zu optimistisch ist oder der Ereignissimulator zu wenig Kandidaten erzeugt, die in den Selektionsbereich des mittleren Energieverlustspektrums fallen. Die Kontamination durch Hadronen beträgt in der VENUS-GEANT-Simulation beim Standardwert für die untere Schranke und Impulsen kleiner 20 GeV/c etwa 46%. In NA49 Daten wurde die Kontamination auf maximal 15% abgeschätzt, allerdings wurden bei der Abschätzung in den Daten nur Spuren mit einer höheren Anzahl an Clustern (30 anstatt 20 Cluster in der Simulation für VTPC1 und VTPC2 und 40 anstatt 20 Cluster in der Simulation in MTPC) verwendet.

Für die weitere Auswertung wurden die in Kapitel 4.3 angeführten Qualitätskriterien gefordert. Zur Selektion der Kandidaten wurde die Kombination aller vorgestellten Selektionsmethoden benutzt. Die mittlere Anzahl der Kandidaten pro Ereignis in dieser Konfiguration beträgt etwa 7. Bei einer abgeschätzten Pionenkontamination von etwa 15% sind ca. 85% der Kandidaten Elektronen bzw. Positronen. Dies entspricht im Mittel 5 Elektronen bzw. Positronen pro Ereignis. Die Anzahl an Elektronen und Positronen ist also noch höher als bei der VENUS-GEANT-Simulationen.

5 Vektormesonen in NA49

Die Vektormesonen (ϕ -, ρ - oder ω -Teilchen), die in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen, können durch Bilden der Invariante-Masse-Verteilung der detektierten Leptonen nachgewiesen werden. Zu diesem Zweck berechnet man für alle Paare, die sich aus den selektierten Elektronen und Positronen in einem Ereignis kombinieren lassen, gemäß Gleichung 5.1 die Invariante-Masse:

$$m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (5.1)$$

Aus den Energien E_1 bzw. E_2 und den Impulsen $\vec{p}_1$ bzw. $\vec{p}_2$ der beiden Teilchen wird so die Invariante-Masse m_{inv} eines hypothetischen Elternteilchens bestimmt. Trägt man die Häufigkeit der Lepton-Paare als Funktion der Invarianten-Masse auf, so zeichnen sich die Resonanzen über dem Untergrund ab. Die Invarianten-Massen, bei denen man ein Signal erwarten könnte, betragen 768,5 MeV/c² für das ρ -Meson, 781.94 MeV/c² für das ω -Meson und 1019,4 MeV/c² für das ϕ -Meson. Das so bestimmte Invarianten-Masse-Spektrums $N_{e^+e^-}$ kann man als die Summe einer Signal- und einer Untergrundverteilung ansehen. Um die Untergrundverteilung U zu bestimmen, bildet man zunächst das Invariante-Masse-Spektrum für Elektron-Elektron-Paare $N_{e^+e^+}$ und für Positron-Positron-Paare $N_{e^-e^-}$. Weil der Zerfall in e^+e^+ - bzw. e^-e^- -Paare verboten ist, findet man in diesen beiden Spektren keine Signaleinträge. Die beiden Verteilungen $N_{e^+e^+}$ und $N_{e^-e^-}$ faßt man durch Mittelung zu einer Untergrundverteilung U zusammen. Durch Addition von $N_{e^+e^+}$ und $N_{e^-e^-}$ wird der arithmetische Untergrund $U_{arith} = 2 * ((N_{e^+e^+} + N_{e^-e^-})/2)$ berechnet (der Faktor 2 wird eingeführt, weil die Anzahl der Paare aus ungleich geladenen Leptonen doppelt so hoch ist wie Zahl der Paare aus Leptonen gleicher Ladung). Eine andere Möglichkeit besteht im Bilden des geometrischen Mittels der Verteilungen $N_{e^+e^+}$ und $N_{e^-e^-}$, das ergibt den geometrischen Untergrund $U_{geom} = 2 * (N_{e^+e^+} * N_{e^-e^-})^{1/2}$. Die Gründe für die Wahl einer dieser Methoden, werden im folgenden diskutiert. Die Signalverteilung ergibt sich schließlich aus der Subtraktion des gewählten Untergrundes von dem Invarianten-Masse-Spektrum : $S = N_{e^+e^-} - U$.

5.1 Invariante-Masse-Spektren I

In diesem Kapitel werden die Invariante-Masse-Spektren der selektierten Elektron-Positron-Paare vorgestellt. Zur Bildung dieser Spektren tragen nur die Teilchen bei, die die in Kapitel 4.3 angeführten Qualitätskriterien erfüllen. Die Selektion der Kandidaten durch ihren mittleren Energieverlust wurde aufgrund der Kombination aller vorgestellten Selektionsmethoden durchgeführt (siehe Tabelle (4.2)). Die mittlere Anzahl der Kandidaten pro Ereignis beträgt dann etwa 7.

Zunächst werden die Signal- und Untergrundspektren der gebildeten Elektron-Positron-Paare gezeigt. In den folgenden Abschnitten wird dann auf die Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes und auf die Subtraktion des Untergrundes eingegangen.

5.1.1 Signal- und Untergrundspektren

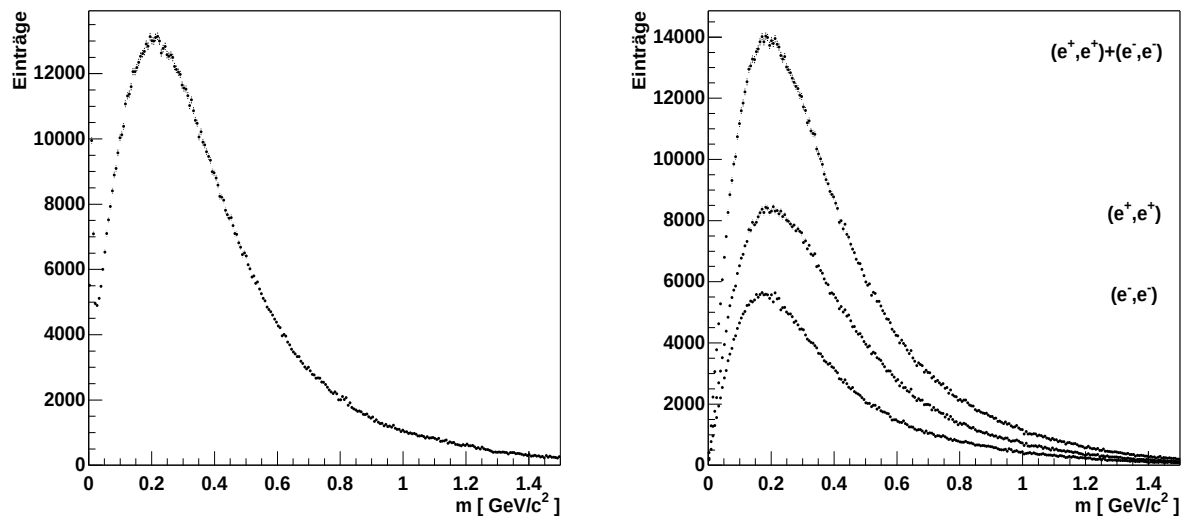


Abbildung 5.1 Spektren der Invarianten-Masse (linear dargestellt).

Links: Spektrum aus e^+e^- Paaren.

Rechts: Spektrum aus e^+e^+ -Paaren, e^-e^- -Paaren und das arithmetische Untergrundspektrum aus $e^+e^+ + e^-e^-$ -Paaren.

In Abbildung (5.1) ist links das Invariante-Masse-Spektrum gebildet aus e^+e^- -Paare gezeigt. Diese Verteilung setzt sich aus Signal und Untergrund zusammen. Die hohe Zahl von Einträgen bei kleinsten Massen deuten auf γ -Konversionen hin. Im weiteren Verlauf zeigt das Spektrum einen Anstieg bis zu einem Maximum bei etwa 210 MeV/c^2 . Zu größeren Massen hin fällt es stetig ab. Auf der rechten Seite von Abbildung (5.1) sind die

beiden Verteilungen $N_{e^+e^+}$ und $N_{e^-e^-}$ und der arithmetische Untergrund U_{arith} dargestellt. Die Verteilung $N_{e^+e^+}$ weist mehr Einträge als die Verteilung $N_{e^-e^-}$ auf. Dies ist insoweit verständlich, als bei der Auswahl der Kandidaten mehr positive Teilchen selektiert werden als negative. Warum dies bei identischen Selektionskriterien auftritt, ist bisher nicht verstanden. Bei der Bildung des arithmetischen Untergrundes $U_{\text{arith}} = N_{e^+e^+} + N_{e^-e^-}$ wird die Anzahl der Einträge, die das gesamte Untergrundspektrum ausmachen, höher als die Anzahl der Einträge, die das Invariante-Masse-Spektrum (bestehend aus Signal und Untergrund) ausmachen. Weil die Subtraktion der beiden Spektren in diesem Fall zu negativen Einträgen in der Signalverteilung $S = N_{e^+e^-} - U_{\text{arith}}$ führt, sieht man von der Verwendung dieser Methode zur Untergrundbestimmung ab.

In Abbildung (5.2) ist das Invariante-Masse-Spektrum aus e^-e^- -Paaren und der arithmetische Untergrund $U_{\text{arith}} = N_{e^+e^+} + N_{e^-e^-}$ logarithmisch dargestellt. Der Abfall der Invariante-Masse-Spektren nach den Maxima bei etwa 210 MeV/c² läßt sich in dieser logarithmischen Darstellung durch eine Gerade beschreiben.

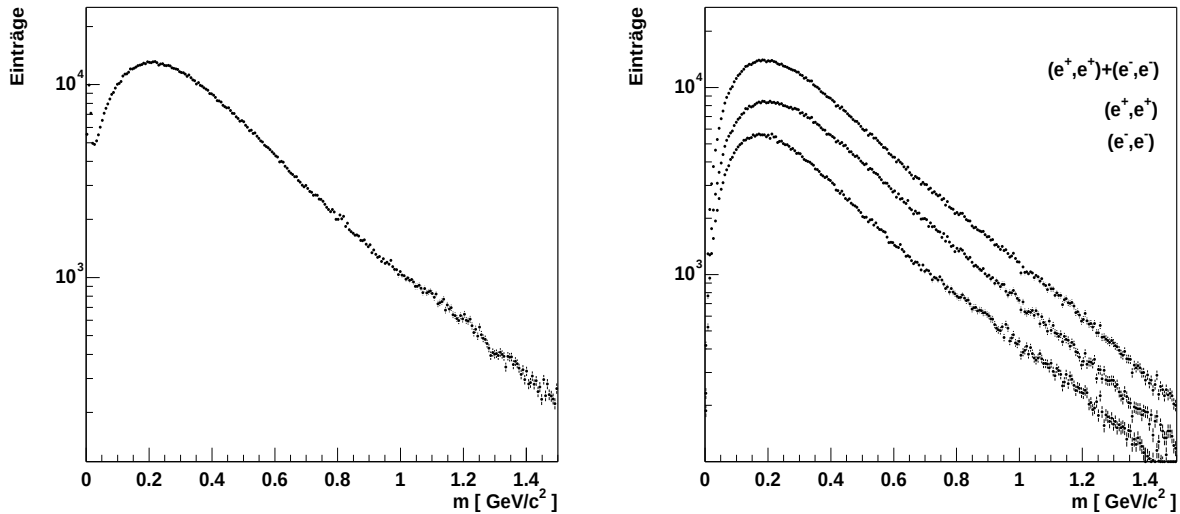


Abbildung 5.2 Spektren der Invarianten-Masse (logarithmisch dargestellt).

Links: Spektrum aus e^+e^- Paaren.

Rechts: Spektrum aus e^+e^+ -Paaren, e^-e^- -Paaren und das arithmetische Untergrundspektrum aus $e^+e^+ + e^-e^-$ -Paaren.

Da die Gesamtzahlen der Einträge in den Verteilungen gleicher Leptonen $N_{e^+e^+}$ und $N_{e^-e^-}$ stark voneinander abweichen, wird der Untergrund aufgrund des geometrischen Mittels der beiden Verteilungen bestimmt.

In Abbildung (5.3) sind links die Verteilungen $N_{e^+e^+}$ und $N_{e^-e^-}$ sowie das daraus berechnete geometrische Mittel $U_{\text{geom}} = 2 * (N_{e^+e^+} * N_{e^-e^-})^{1/2}$ dargestellt. Diese Untergrundverteilung weist allerdings über den gesamten Bereich, in dem die invariante Masse bestimmt wurde, mehr Einträge auf als die Verteilung, die das Signal enthält.

Damit entstand die Notwendigkeit, die Untergrundverteilung zu skalieren. Es hat sich gezeigt, daß eine Untergrundverteilung, die nur aus Elektron-Elektron-Paaren gebildet wird $U_{e^-e^-} = 2 * (N_{e^-e^-} * N_{e^-e^-})^{1/2}$ der Größenordnung der Verteilung, die das Signal enthält, in etwa entspricht (Abbildung (5.3) rechts). Diese Tatsache wurde ausgenutzt, um den Skalierungsfaktor $R (= 0,76)$ abzuleiten. Die beste Beschreibung des Untergrundes wird damit durch die Verteilung $U_{geom\ skal} = R * 2 * (N_{e^+e^+} N_{e^-e^-})^{1/2}$ angegeben. In Abbildung (5.4) sind die verschiedenen Untergründe einander gegenübergestellt. Durch Subtraktion des Untergrundes $U_{geom\ skal}$ vom Invariante-Masse-Spektrum $N_{e^+e^-}$ erhält man schließlich eine Signalverteilung, die keine negativen Einträge aufweist.

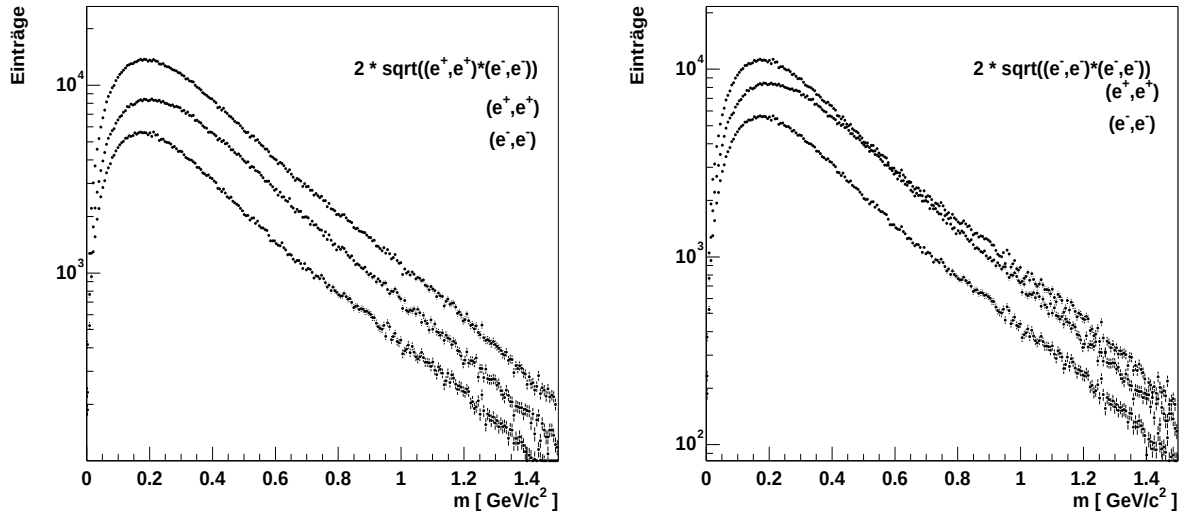


Abbildung 5.3 Links: Untergrundspektren aus e^+e^+ -Paaren, e^-e^- -Paaren und das geometrischen Mittel aus e^+e^+ -Paaren und e^-e^- -Paaren.
Rechts: Untergrundspektren aus e^-e^- -Paaren, e^+e^+ -Paaren und das geometrischen Mittel aus e^-e^- -Paaren und e^-e^- -Paaren.

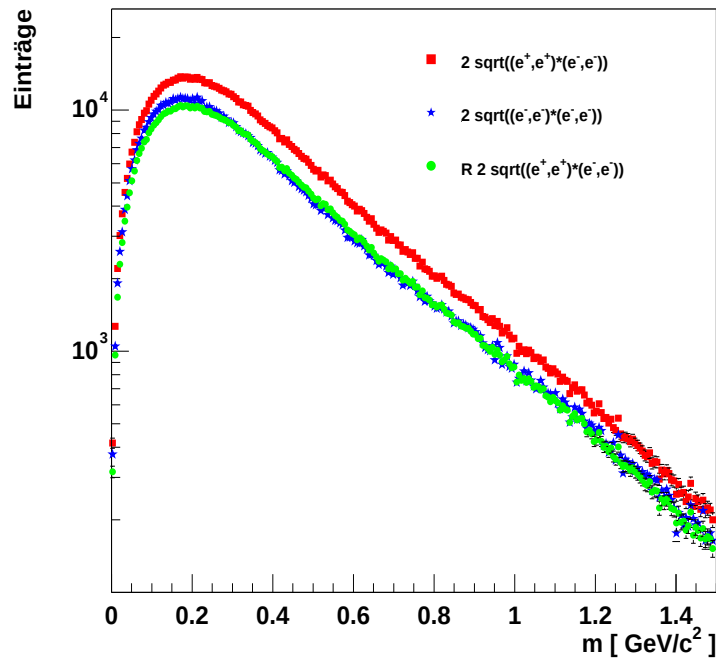


Abbildung 5.4 Rechtecke: Untergrundspektrum des geometrischen Mittels aus e^+e^+ -Paaren und e^-e^- -Paaren.
Sterne: Untergrundspektrum des geometrischen Mittels aus e^-e^- -Paaren und e^-e^- -Paaren.
Punkte: Untergrundspektrum des geometrischen Mittel aus e^+e^+ -Paaren und e^-e^- -Paaren skaliert auf das Spektrum aus e^-e^- -Paaren und e^-e^- -Paaren.

5.1.2 Spektren nach Subtraktion des Untergrundes

Mit dem im letzten Kapitel bestimmten skalierten Untergrundspektrum kann eine Abtrennung der Signalverteilung im Invarianten-Masse-Spektrum vorgenommen werden. Diese Signalverteilung $S = N_{e^+e^-} - U_{geom. skal}$ ist in Abbildung (5.5) links gezeigt. Im Bereich kleinster Massen – in Abbildung (5.5) rechts vergrößert dargestellt – ist eine starke Überhöhung zu erkennen, diese wird durch Elektron-Positron-Paare verursacht, die aus γ -Konversionen oder Dalitz π^0 -Zerfällen stammen. In Abbildung (5.6) sind vergrößerte Ausschnitte der Bereiche der Signalverteilung gezeigt, innerhalb derer die invarianten Massen der Vektormesonen liegen. In der Umgebung der Masse des ϕ -Mesons ($m_\phi = 1019,413 \pm 0,008 \text{ MeV}/c^2$; $\Gamma_\phi = 4,43 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$) sind zwar Fluktuationen innerhalb der statistischen Fehler, aber kein eindeutiges Signal erkennbar. Ebenso ist weder in der Massenregion des ρ -Mesons ($m_\rho = 768,5 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$; $\Gamma_\rho = 150,7 \pm 1,2 \text{ MeV}/c^2$) noch des ω -Mesons ($m_\omega = 781,94 \pm 0,012 \text{ MeV}/c^2$; $\Gamma_\omega = 8,43 \pm 0,10 \text{ MeV}/c^2$) eine Überhöhung in der Invarianten-Masse-Verteilung zu konstatieren. Um herauszufinden, ob die Fluktuationen tatsächlich als Nachweis für den Zerfall von Vektormesonen gewertet werden können, bedarf es einer weitaus höheren Statistik als sie die hier analysierten 164219 Ereignisse bieten.

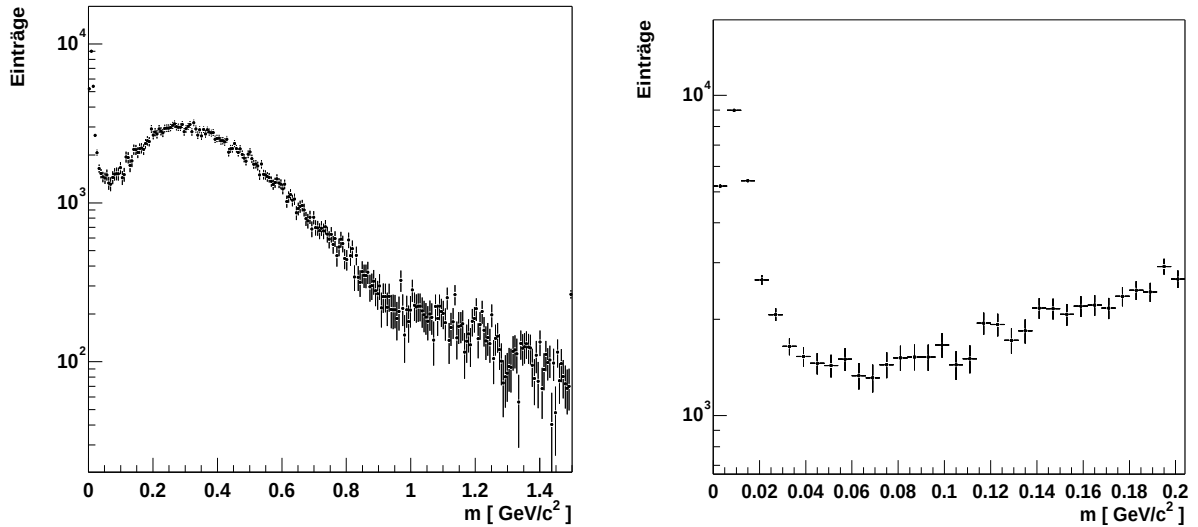


Abbildung 5.5 Invariante-Masse-Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrundes.
 Links: Spektrum im Bereich von 0 GeV/c² bis 1,5 GeV/c².
 Rechts: Spektrum im Bereich kleiner Massen von 0 GeV/c² bis 0,2 GeV/c².

Das gemessene Invariante-Masse-Spektrum läßt sich mit den Verteilungen vergleichen, die in einer VENUS-Simulation bestimmt wurden. Dies geschieht, indem die Resultate der VENUS-Simulation, die in Kapitel (2.2.2) vorgestellt wurden, den experimentellen

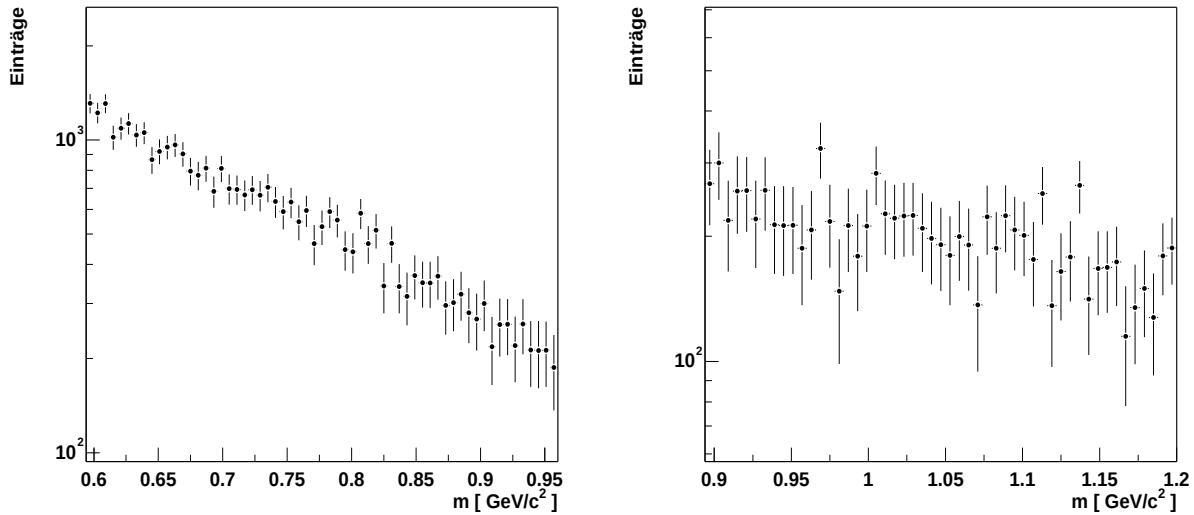


Abbildung 5.6 Invariante Masse Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrundes.
 Links: Im Bereich der Masse des ρ - bzw. ω -Mesons.
 Rechts: Im Bereich der Masse des ϕ -Mesons.

Ergebnissen gegenübergestellt werden. Dieser Vergleich ist in Tabelle (5.1) dargestellt. Diese stellt eine Erweiterung der bereits diskutierten Tabelle (2.1) dar. Neben der Anzahl und dem Verhältnis der selektierten Teilchen, sind zusätzlich die Effizienz (ϵ), das Signal zu Untergrund Verhältnis (S/U) und die Anzahl der Einträge (N bei m_ϕ) im Invariante-Masse-Spektrum im Bereich des ϕ -Mesons (in einem $6 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervall) angegeben. Die Effizienz bezeichnet das Verhältnis aller Leptonen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons zu den in den Detektoren gemessenen. Das Signal zu Untergrund Verhältnis wurde für die Simulation folgendermaßen ermittelt. Im Invarianten-Masse-Spektrum wurde in einem $6 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervall bei $1020 \text{ MeV}/c^2$ die Anzahl der e^+e^- -Paaren bestimmt, die aus dem Zerfall des ϕ -Mesons stammen. Das Verhältnis dieses Wertes zu der Zahl der restlichen e^+e^- -Paaren in dem Intervall definiert das Signal zu Untergrund Verhältnis. Die Gesamtzahl der Einträge in diesem Intervall ist in der Tabelle (5.1) unter (N bei m_ϕ) angegeben. Die Größen wurden für den Standardwert der Selektionsschranke im Spektrum des mittleren Energieverlustes und mit einer Beschränkung auf Impulse kleiner $p_{max} = 20 \text{ GeV}/c$ ermittelt. Zudem wurde der Wert der Schranke, bei Beschränkung auf Impulse kleiner $p_{max} = 20 \text{ GeV}/c$, um 5% variiert.

$\langle -dE/dx \rangle$ Selektion	$e^+ + e^-$	h	h + e	h/(h + e)	ϵ	N bei m_ϕ	S/U
$W_{St.}$	4,96	6,39	11,36	0,563	0,090	$0,1 \times 10^{-1}$	1/745
$W_{St} \ \& \ p_{min}$	4,79	3,69	8,48	0,435	0,080	$4,2 \times 10^{-2}$	1/362
$W_{St} * 0,95 \ \& \ p_{max}$	5,38	28,86	34,24	0,843	0,115	$7,7 \times 10^{-2}$	1/490
$W_{St} * 1,05 \ \& \ p_{max}$	3,39	0,43	3,82	0,113	0,028	$4,2 \times 10^{-3}$	1/93
Kombi. & p_{max}	5,9	0,9	6,8	0,15	0,080	$5,9 \times 10^{-3}$	1/70

Tabelle 5.1 Ergebnis der Analyse für verschiedene Kombinationen der Selektionskriterien für das VENUS-Modell (obere Zeilen) und für die Kombination aller Selektionskriterien aus Tabelle (4.2) mit Daten (unterste Zeile). Alle Werte sind auf ein Ereignis normiert.

Die Spaltenüberschriften der Tabelle (5.1) sind wie folgt zu verstehen:

$\langle -dE/dx \rangle$ Selektion: Die für die Selektion der Kandidaten durch den spezifischen mittleren Energieverlust verwendeten Kriterien. Standardwert der Schranke = $W_{St.}$. $e^+ + e^-$: Anzahl der selektierten Elektronen und Positronen.

h: Anzahl der selektierten Hadronen.

h + e: Anzahl der selektierten Hadronen + Elektronen und Positronen, dies entspricht der Anzahl der Kandidaten.

h/(h + e): Verhältnis von Hadronen zu Hadronen + Elektronen und Positronen, dies entspricht der Kontamination der Kandidaten durch Hadronen.

ϵ : Verhältnis aller erzeugten Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons zu in den Detektoren selektierten Elektronen und Positronen aus diesem Zerfall.

N bei m_ϕ : Anzahl der Einträge im Invariante-Masse-Spektrum im Bereich des ϕ -Mesons, das heißt in einem $6 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervall bei $1020 \text{ MeV}/c^2$.

S/U: Verhältnis zwischen Signal S (= Einträge der aus dem Zerfall des ϕ -Mesons stammenden Elektronen und Positronen) und dem Untergrund U.

In der letzten Zeile der Tabelle sind die experimentellen Werte angegeben. Sie stammen aus dem Spektrum, das in Abbildung (5.6) dargestellt ist. Die Selektion der Kandidaten, die zu diesem Spektrum beitrugen, erfolgte durch die Kombination aller vorgestellten Selektionskriterien bezüglich des mittleren Energieverlustes mit den in Kapitel 2.2.2 aufgeführten Qualitätskriterien, in der Tabelle (5.1) entspricht das der Angabe "Kombi. & p_{max} ". Nach Anwendung all dieser Selektionskriterien beträgt die Anzahl der Kandidaten etwa 7 pro Ereignis. Die Kontamination der ausgewählten Kandidaten durch Hadronen wurde aufgrund der Ergebnisse, die in Kapitel 4.10 angeführt sind, abgeschätzt. Für die Effizienz wurde ein mittleren Wert aus der Simulation übernommen. Die Einträge im $6 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervall bei $1020 \text{ MeV}/c^2$ wurden direkt aus dem Spektrum abgelesen (Abbildung (5.2) links). Das Signal zu Untergrund Verhältnis wurde folgendermaßen

abgeschätzt : Die Anzahl der erwarteten Einträge aus dem Zerfall des ϕ -Mesons im Invariante-Masse-Spektrum kann abgeschätzt werden durch :

$$N_{\phi \rightarrow e^+ e^-} = N_{Ereignisse} * N_{\phi/Ereignis} * \epsilon * BR_{\phi \rightarrow e^+ e^-} \quad (5.2)$$

Bei einer Anzahl von $N_{Ereignisse} = 164219$ Ereignissen, etwa 7 ϕ -Mesonen pro Ereignis (nach Kapitel 2.1.1), einer Effizienz von $\epsilon = 0.08$ und einer Zerfallswahrscheinlichkeit $BR_{\phi \rightarrow e^+ e^-} = 3.0 \times 10^{-4}$ ergibt sich für die Anzahl der erwarteten Einträge $N_{\phi \rightarrow e^+ e^-} = 27,59$. Wegen der begrenzten Impulsauflösung des NA49-Experimentes kann davon ausgegangen werden, daß die 27 Einträge des $\sigma_\phi = 4,43$ breiten ϕ -Mesons auf zwei der $6 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervalle bei $1020 \text{ MeV}/c^2$ verteilt sind. Die Anzahl der Einträge in diesen beiden Intervallen beträgt insgesamt 1950. Dieser Wert setzt sich aus 27 Signal- und 1923 Untergrundeinträgen zusammen. Das Signal zu Untergrund Verhältnis ergibt sich so zu $S/U \approx 1/70$. Vergleicht man die Anzahl der Einträge im experimentell bestimmten Invariante-Masse-Spektrum im Bereich des ϕ -Mesons mit denen der Simulation, so ergibt sich ein ähnlicher Wert für den Fall, daß in der Simulation stärkere Selektionskriterien angewendet werden. In diesem Fall stimmen auch die Werte für das Signal zu Untergrund Verhältnis etwa überein. In den experimentell bestimmten Daten ergibt sich also bei gleichen Selektionskriterien ein besseres Signal zu Untergrund Verhältnis als in der Simulation. Die Ursache hierfür könnte in der Kombination der Selektionsmethoden durch den mittleren Energieverlust liegen. Diese Methode liefert aber eine ähnliche Anzahl von Spuren pro Ereignis wie die Simulation, wenn die Selektion Detektor für Detektor beim Standardwert der Schranke durchgeführt wird und Spuren mit einem Impuls kleiner $20 \text{ GeV}/c$ verworfen werden. Allerdings werden bei der Selektion der Teilchen in den experimentellen Daten mehr positive als negative Kandidaten selektiert. Dies führt bei der Rekombination der Teilchen zu weniger Einträgen im Invariante-Masse-Spektrum als in der Simulation. Dort wurden gleichviel positive wie negative Teilchen selektiert.

5.2 Invariante-Masse-Spektren II

Die Invariante-Masse-Spektren, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, basieren auf den gleichen Selektionskriterien wie sie im letzten Kapitel bereits verwendet wurden. Zusätzlich wurden aber die Elektronen und Positronen aus dem Datensatz entfernt, die zu einem Elektron-Positron-Paar beitragen, dessen invariante Masse größer als $150 \text{ MeV}/c^2$ ist. Die untere Grenze des Invariante-Masse-Spektrums, das nach dieser Reduktion der Kandidatenzahl gebildet wurde, liegt damit bei $0.15 \text{ GeV}/c^2$. In Abbildung (5.7) ist links das Invariante-Masse-Spektrum dargestellt.

Die Gesamtzahl der Einträge verringert sich gegenüber der des Spektrums in Abbildung (5.2). Rechts in Abbildung (5.7) ist die Signalverteilung $S = N_{e^+e^-} - U_{geom\ skal}$, wobei der mit $R=0,71$ skalierten Untergrund $U_{geom\ skal} = R * 2 * (N_{e^+e^+} * N_{e^-e^-})^{1/2}$ subtrahiert

wurde. Vergrößerte Ausschnitte der Signalverteilung im Bereich der Massen der ρ - und ω - bzw. ϕ -Mesonen sind in Abbildung (5.8) gezeigt. Verglichen mit den Ausschnitten der Signalverteilungen, die im letzten Kapitel vorgestellt wurden, zeigen sich ähnliche Fluktuationen. In Tabelle (5.2) sind das Signal zu Untergrund Verhältnis S/U und die Anzahl der Einträge (N bei m_ϕ) im Invariante-Masse-Spektrum im Bereich des ϕ -Mesons angegeben. Durch das Verwerfen von Paaren, deren invariante Masse kleiner als 150 MeV/c² ist, sinkt die Anzahl der selektierten Teilchen auf etwa 61% des Wertes, der ohne diese Beschränkung erreicht werden konnte. Die Kontamination wurde wieder aufgrund der Ergebnisse aus Kapitel 4.10 abgeschätzt. Für die Effizienz wurde entsprechend ein mittlerer Wert aus der Simulation angenommen. Die Einträge im 6 MeV/c² breiten Intervall bei 1020 MeV/c² wurden direkt aus dem Invariante-Masse-Spektrum abgelesen. Zur Abschätzung des Signal zu Untergrund Verhältnisses wurde die gleiche Zahl von Signaleinträgen wie im letzten Kapitel angenommen, weil davon ausgegangen werden kann, daß die Beschränkung keinen Einfluß auf die Anzahl der Signaleinträge hat. Es ergibt sich ein Signal zu Untergrund Verhältnis von S/U $\approx$ 1/44. Durch das Verwerfen von Teilchen, die zu Paaren kleiner invarianter Masse beitragen, läßt sich demnach der Untergrund reduzieren.

$\langle -dE/dx \rangle$ Selektion	$e^+ + e^-$	h	h + e	h/(h + e)	ϵ	N bei m_ϕ	S/U
Kombi & p_{max}	3,75	0,66	4,40	0,15	0,090	$3,6 \times 10^{-3}$	1/44

Tabelle 5.2 Ergebnis der Analyse für die Selektionskriterien aus Kapitel 4.3 und nach Verwerfen der Teilchen, die zu Paaren mit Masse kleiner als 150 MeV/c² beitragen. Die angegebenen Werte beziehen sich auf ein Ereignis. Die Spaltenüberschriften entsprechen den in Tabelle 5.1 .

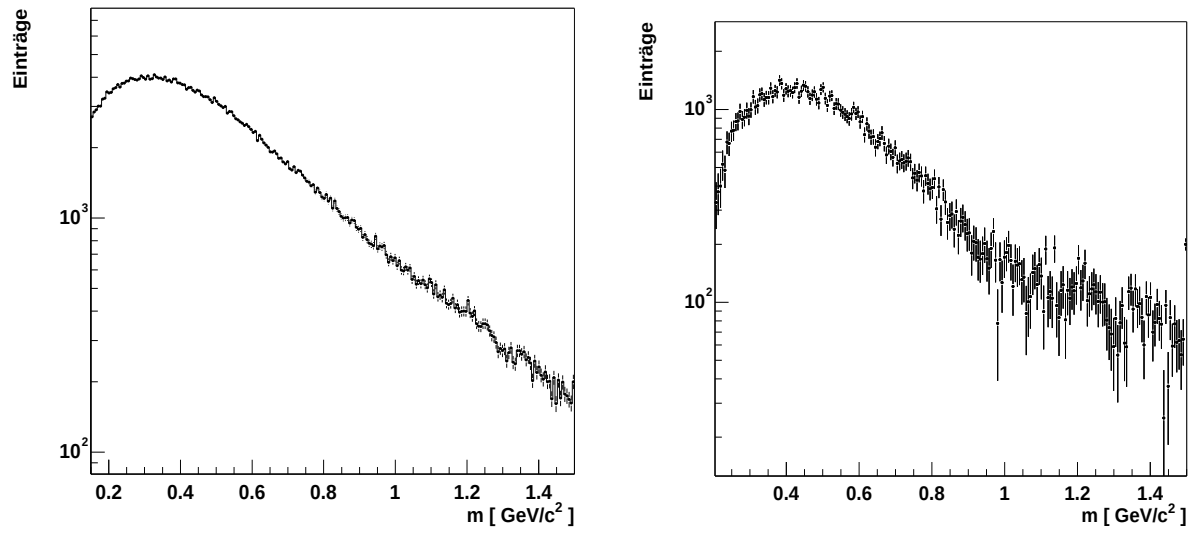


Abbildung 5.7 Links: Invariante-Masse-Spektrum aus e^+e^- Paaren.
 Rechts: Invariante-Masse-Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrundes ($R=0,71$).

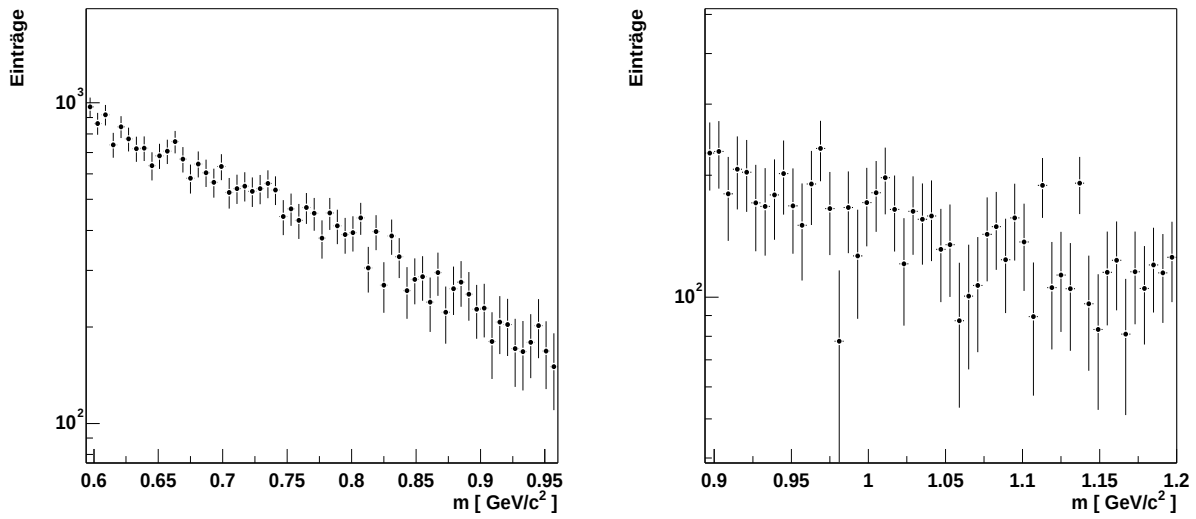


Abbildung 5.8 Invariante Masse Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrundes.
 Links: Im Bereich der Masse der ρ - und ω -Mesonen.
 Rechts: Im Bereich der Masse des ϕ -Mesons.

5.3 Invariante-Masse-Spektren III

Für die Invariante-Masse-Spektren, die hier vorgestellt werden, wurden zusätzlich zu dem Kriterium, das im letzten Kapitel eingeführt wurde, Spuren mit einem Transversalimpuls kleiner 200 MeV/c verworfen. Abbildung (5.9) zeigt das Invariante-Masse-Spektrum das sich nach dieser Reduktion der Kandidaten ergab. Das Verwerfen von Spuren mit einem Transversalimpuls kleiner 0,2 GeV/c führt, verglichen mit dem in Abbildung (5.8) links gezeigten Spektrum, zu einer Verringerung der Einträge im Invariante-Masse-Spektrum. Im Massenbereich von 150 MeV/c² bis 600 MeV/c² verändert sich auch die Form der Verteilung. Diese Formveränderung läßt sich auch in der Signalverteilung, die in Abbildung (5.8) dargestellt ist, wiederfinden.

Die vergrößerten Ausschnitte der Signalverteilung im Bereich der Massen der ρ - und ω - bzw. ϕ -Mesonen sind in Abbildung (5.10) gezeigt. Im Vergleich mit den entsprechenden Ausschnitten der Signalverteilungen in den vorhergehenden Kapiteln, läßt sich eine stärkere Streuung der Einträge in den Histogrammen feststellen. Durch die Beschränkung auf Teilchen mit einem Transversalimpuls kleiner 200 MeV/c und das Verwerfen von Teilchen, die zu Paaren beitragen, deren invariante Masse kleiner als 150 MeV/c² ist, sinkt die Anzahl auf ca. 3,1 Spuren pro Ereignis. Aus der datenorientierten Monte-Carlo Simulationen läßt sich ableiten, daß die Anzahl der Signaleinträge durch die Transversalimpulsbeschränkung um etwa 30 % verringert wird. In Tabelle (5.3) sind das Signal zu Untergrund Verhältnis S/U und die Anzahl der Einträge (N bei m_ϕ) im Invariante-Masse-Spektrum im Bereich des ϕ -Mesons angegeben. Wegen des weniger stark verringerten Untergrundes ergibt sich ein Signal zu Untergrund Verhältnis von $S/U \approx 1/50$. Dies bedeutet, daß durch die Beschränkung auf Teilchen mit Transversalimpulsen größer 0.2 GeV/c das Signal zu Untergrund Verhältnis nicht verbessert werden kann.

$\langle -dE/dx \rangle$ Selektion	$e^+ + e^-$	h	h + e	h/(h + e)	ϵ	N bei m_ϕ	S/U
Kombi & p_{max}	2,63	0,47	3,1	0,15	0,090	$2,9 \times 10^{-3}$	1/50

Tabelle 5.3 Ergebnis der Analyse für die Selektionskriterien aus Kapitel 4.3, nach Verwerfen der Teilchen, die zu Paaren mit Masse kleiner als 150 MeV/c² beitragen und nach der Transversalimpulsbeschränkung. Die angegebenen Werte beziehen sich auf ein Ereignis. Die Spaltenüberschriften entsprechen den in Tabelle 5.1.

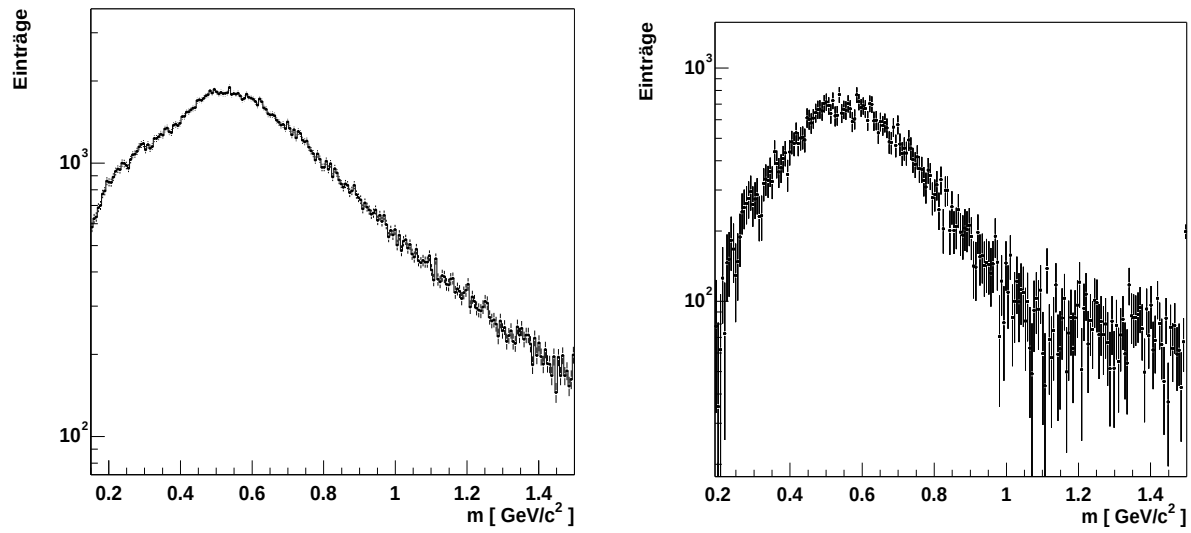


Abbildung 5.9 Links: Invariante-Masse-Spektrum aus e^+e^- -Paaren.
Rechts: Invariante-Masse-Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrundes mit $R=0,71$.

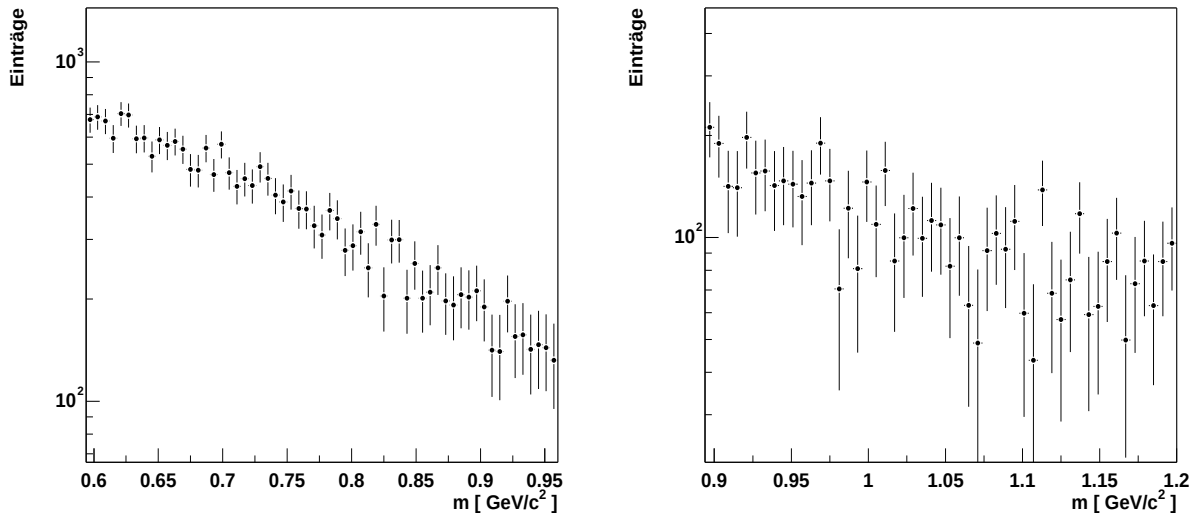


Abbildung 5.10 Invariante-Masse-Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrundes.
Links: Im Bereich der Masse der ρ - und ω -Mesonen.
Rechts: Im Bereich der Masse des ϕ -Mesons.

5.4 Ergebnisse der Interpretation der Invariante-Masse-Spektren

In den vorhergehenden Kapiteln wurden Invariante-Masse-Spektren von Elektron-Positron-Paaren vorgestellt und diskutiert. In diesen Spektren konnte kein eindeutiges Signal für den Zerfall von Vektormesonen in Lepton-Paare konstatiert werden. Es sind zwar Fluktuationen in den Massebereichen der ϕ -, ρ - bzw. ω -Mesonen zu erkennen, deren Größenordnung liegt aber im Bereich des statistischen Fehlers. Um die Signifikanz dieser Fluktuationen zu interpretieren, ist die Analyse einer höheren Anzahl von Ereignissen notwendig.

Im Massenbereich des ϕ -Mesons wurde ein Signal zu Untergrund Verhältnis abgeschätzt, das mit den in Simulationen bestimmten Werten verträglich ist. Die Untersuchungen zeigen, daß die Elektron- bzw. Positron-Kandidaten zu etwa 15% durch Hadronen kontaminiert sind. Eine Verbesserung der Auflösung des mittleren Energieverlustes würde zu einer Verringerung der Kontamination der Kandidaten durch Pionen führen, dies wiederum hätte positive Auswirkungen auf das Signal zu Untergrund Verhältnis.

A Anhang

Im folgenden sind die Spektren des mittleren Energieverlustes positiver und negativer Teilchen dargestellt. Diesen Spektren liegen 20000 Ereignisse im der STD+ Konfiguration zugrunde. An alle Spektren wurden die im Kapitel 4.3 aufgeführten Qualitätskriterien gestellt. Die Spektren unterteilen sich in 3 Gruppen, innerhalb derer folgende Kriterien an die Spuren der Teilchen gestellt wurden.

Gruppe I: Alle Spuren entsprechen den Qualitätskriterien aus Kapitel 4.3.

Gruppe II: Alle Spuren entsprechen den Qualitätskriterien aus Kapitel 4.3 und der Forderung, daß alle Spuren der MTPC wenigstens mit 3 Punkten im der VTPC1 gemessen wurden.

Gruppe III: Alle Teilchen entsprechen den Qualitätskriterien aus Kapitel und der Forderung, daß alle Spuren der MTPC wenigstens mit 3 Punkten im der VTPC1 gemessen wurden. Zusätzlich werden Teilchen mit einem Transversalimpuls $p_T < 0.2 \text{ GeV}/c$ verworfen.

Die Spektren wurden für jede Gruppe von Kriterien jeweils für den Anfangsbereich, mittleren Bereich und Endbereich der Akzeptanz von VTPC1, VTPC2 und MTPC erstellt. In den Spektren sind die Schranken der Bereiche zur Selektion von Elektronen mit möglichst geringem Pionenuntergrund eingezeichnet.

A.1 Gruppe I

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der VTPC1

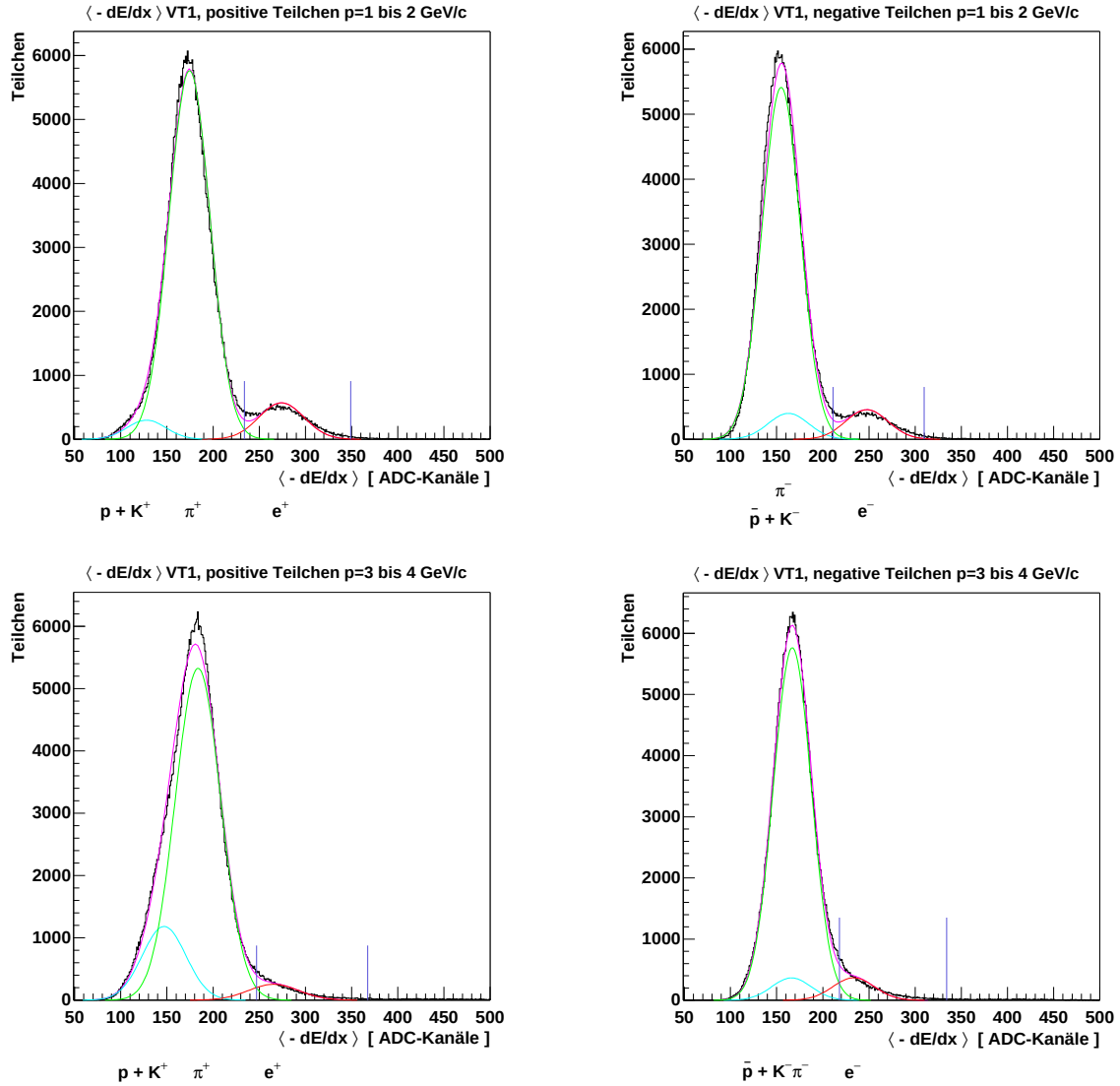


Abbildung A.1 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich im der VTPC1. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der VTPC1

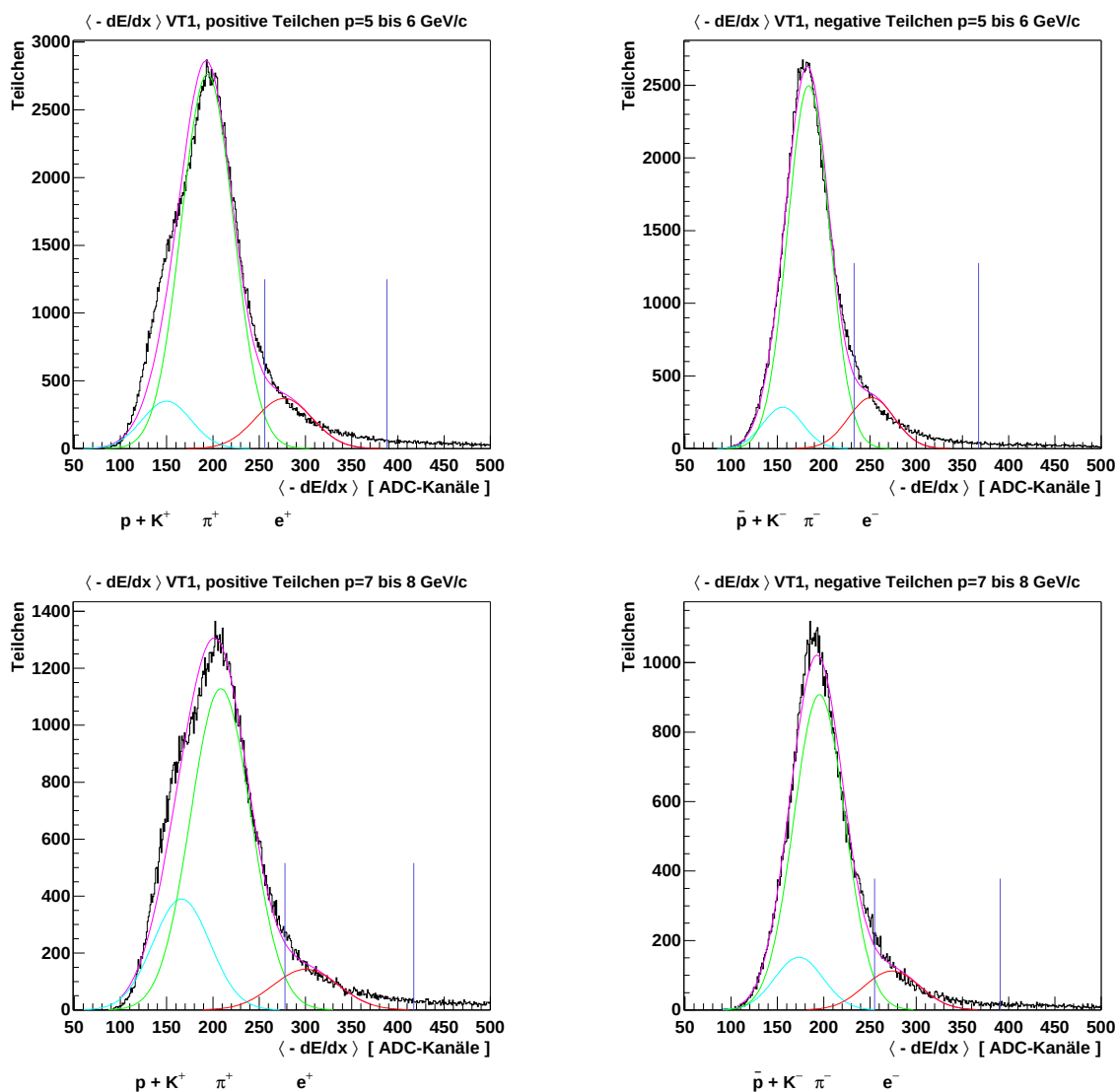


Abbildung A.2 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich im der VTPC1. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der VTPC2

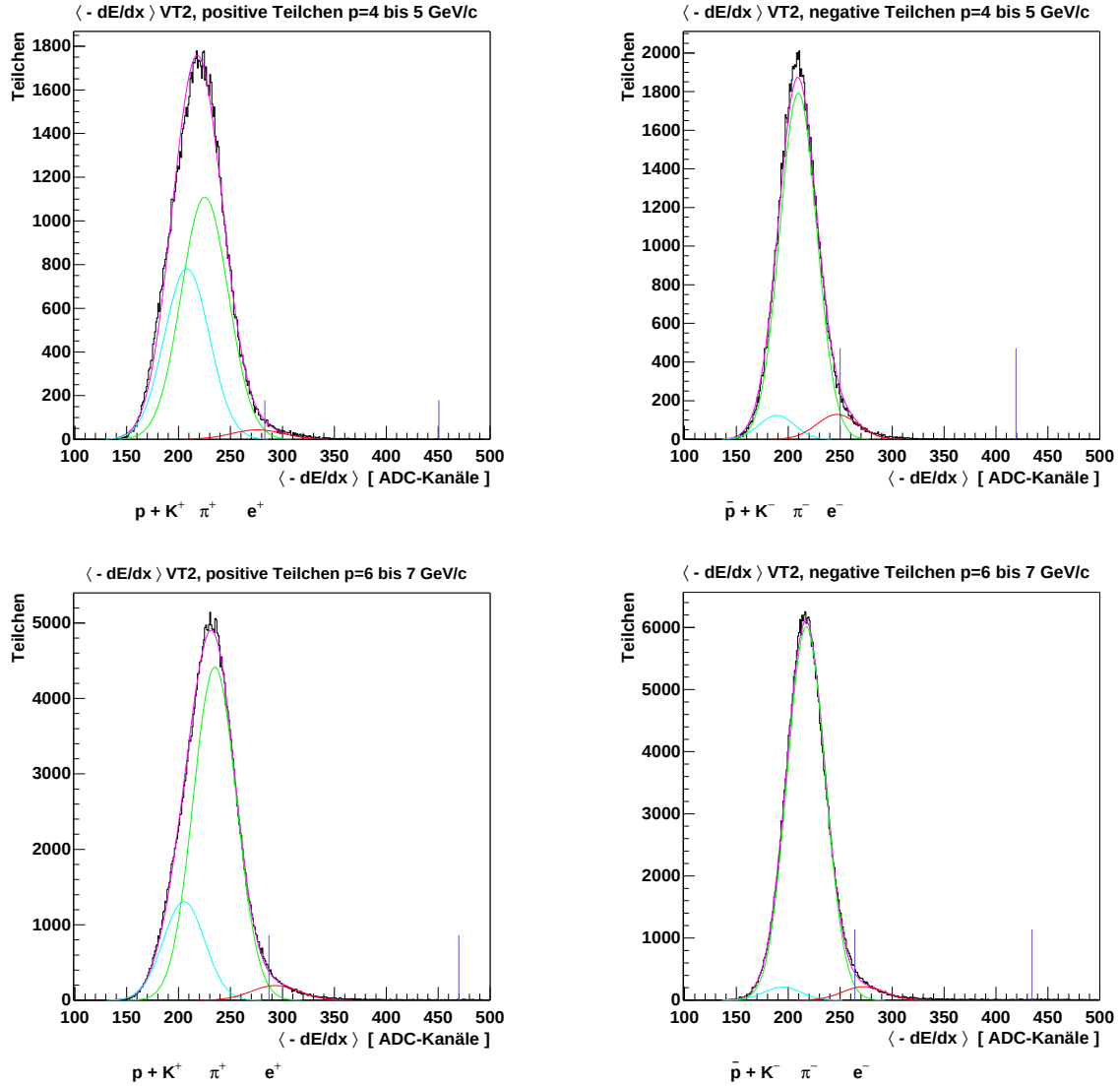


Abbildung A.3 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der VTPC2. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der VTPC2

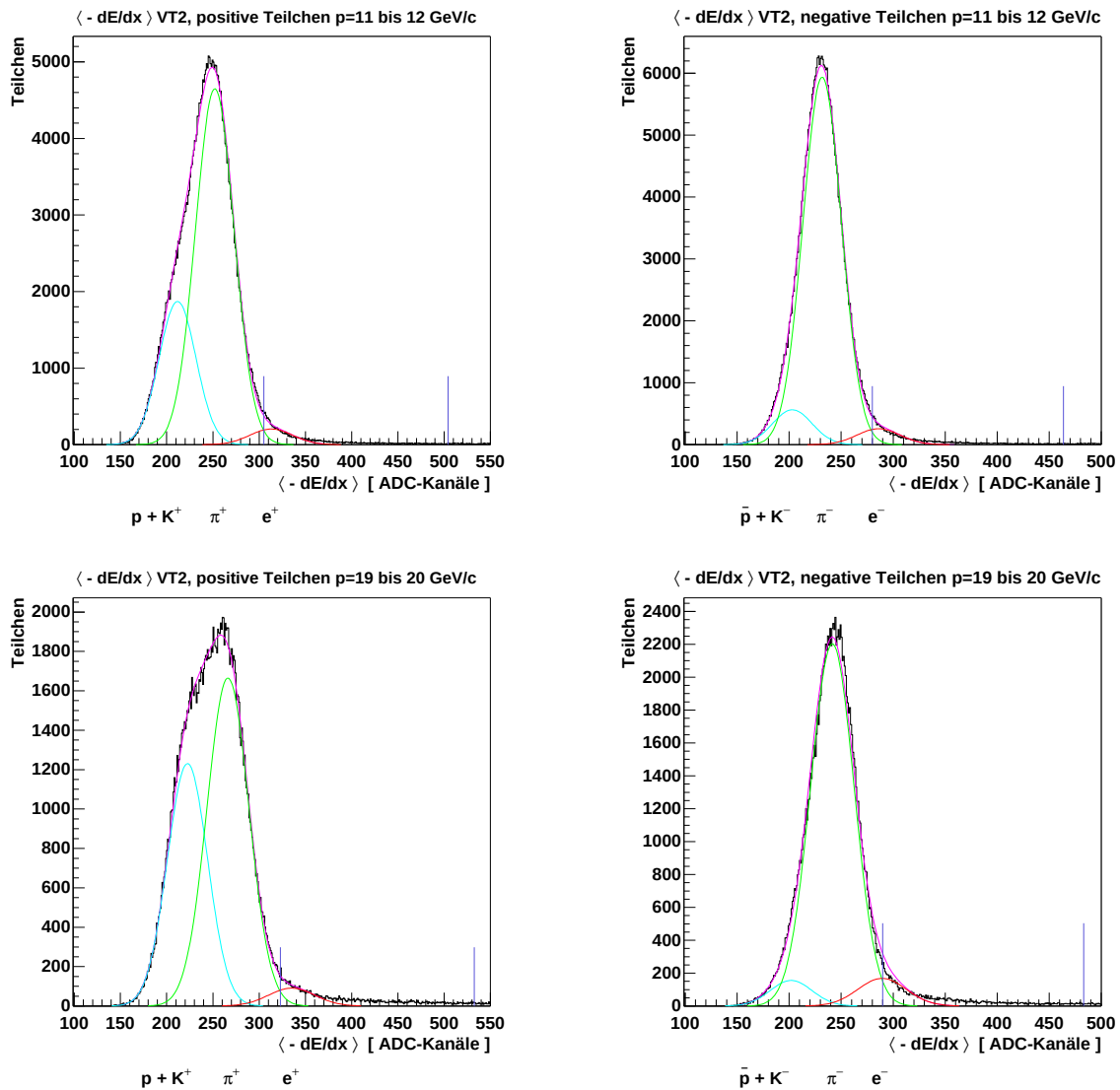


Abbildung A.4 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der VTPC2. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC

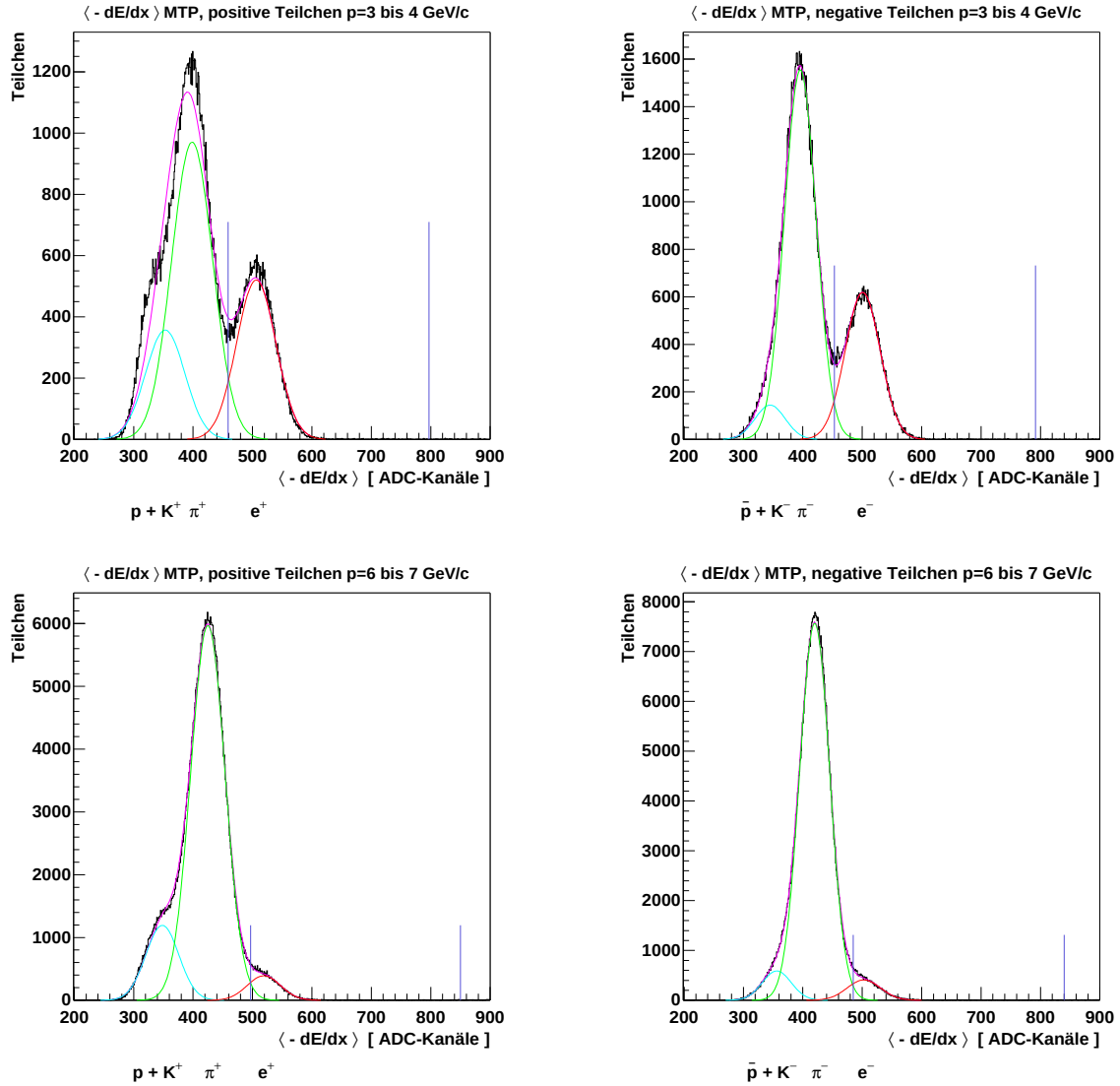


Abbildung A.5 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der MTPC

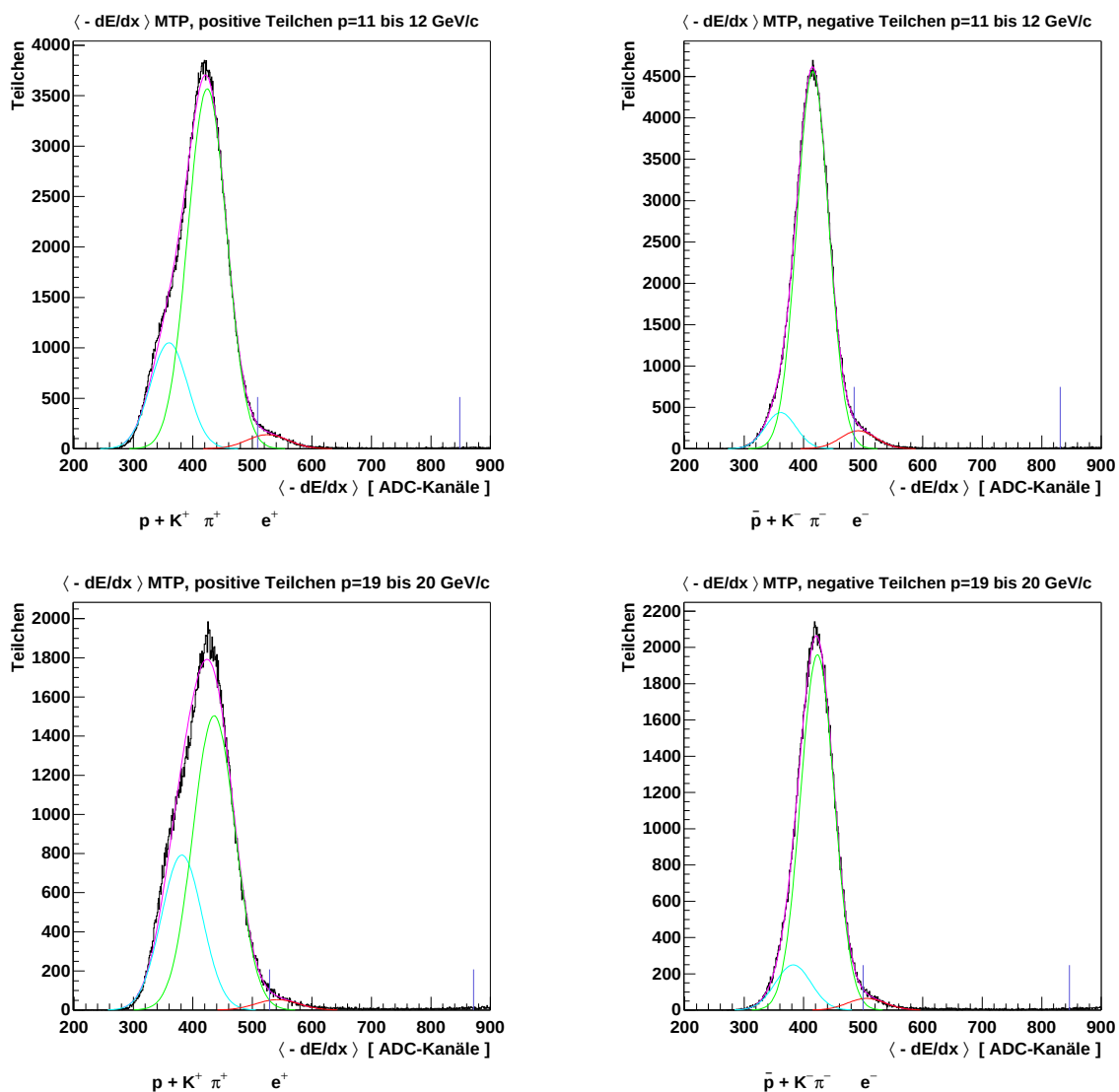


Abbildung A.6 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC

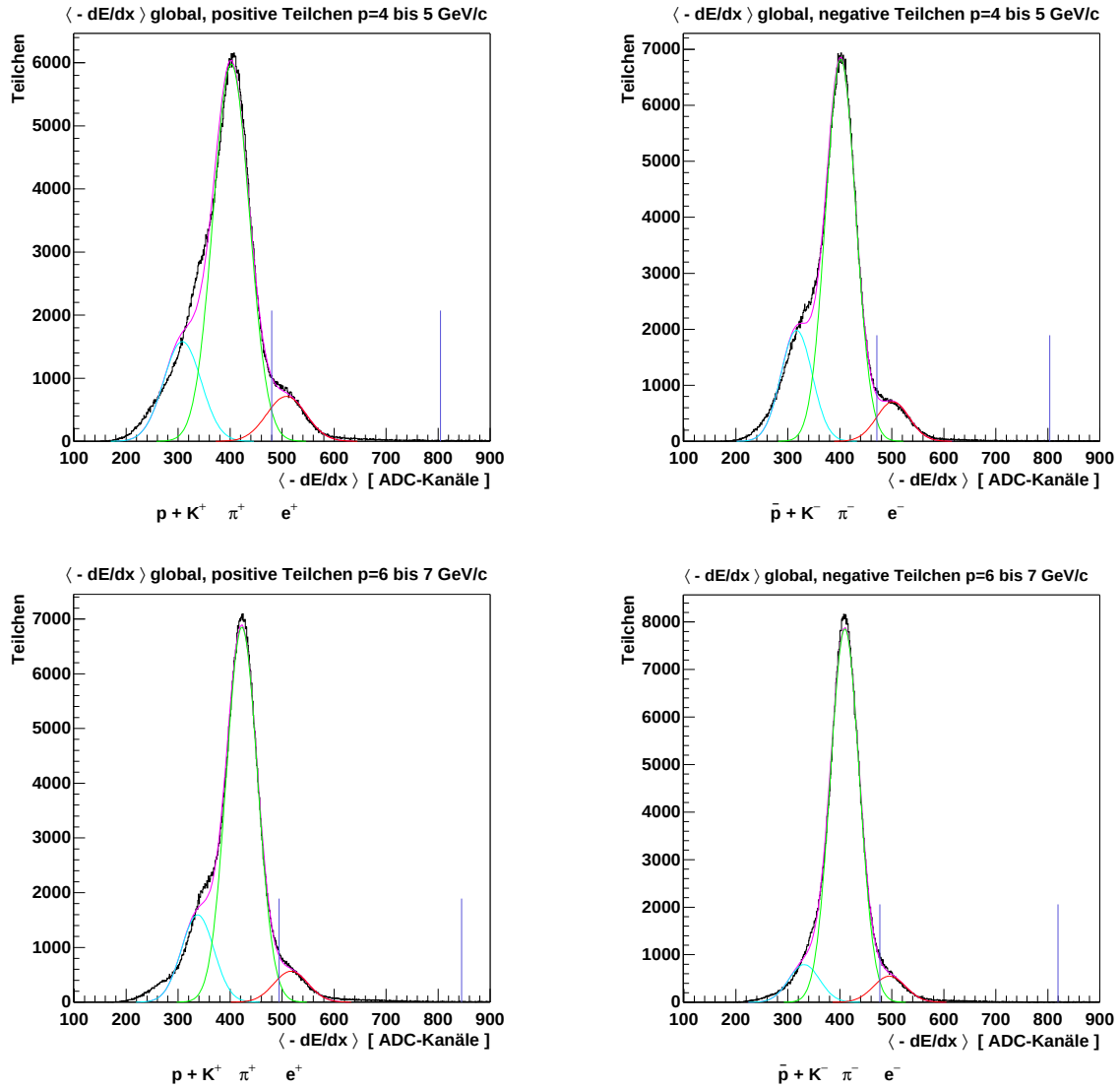


Abbildung A.7 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der MTPC

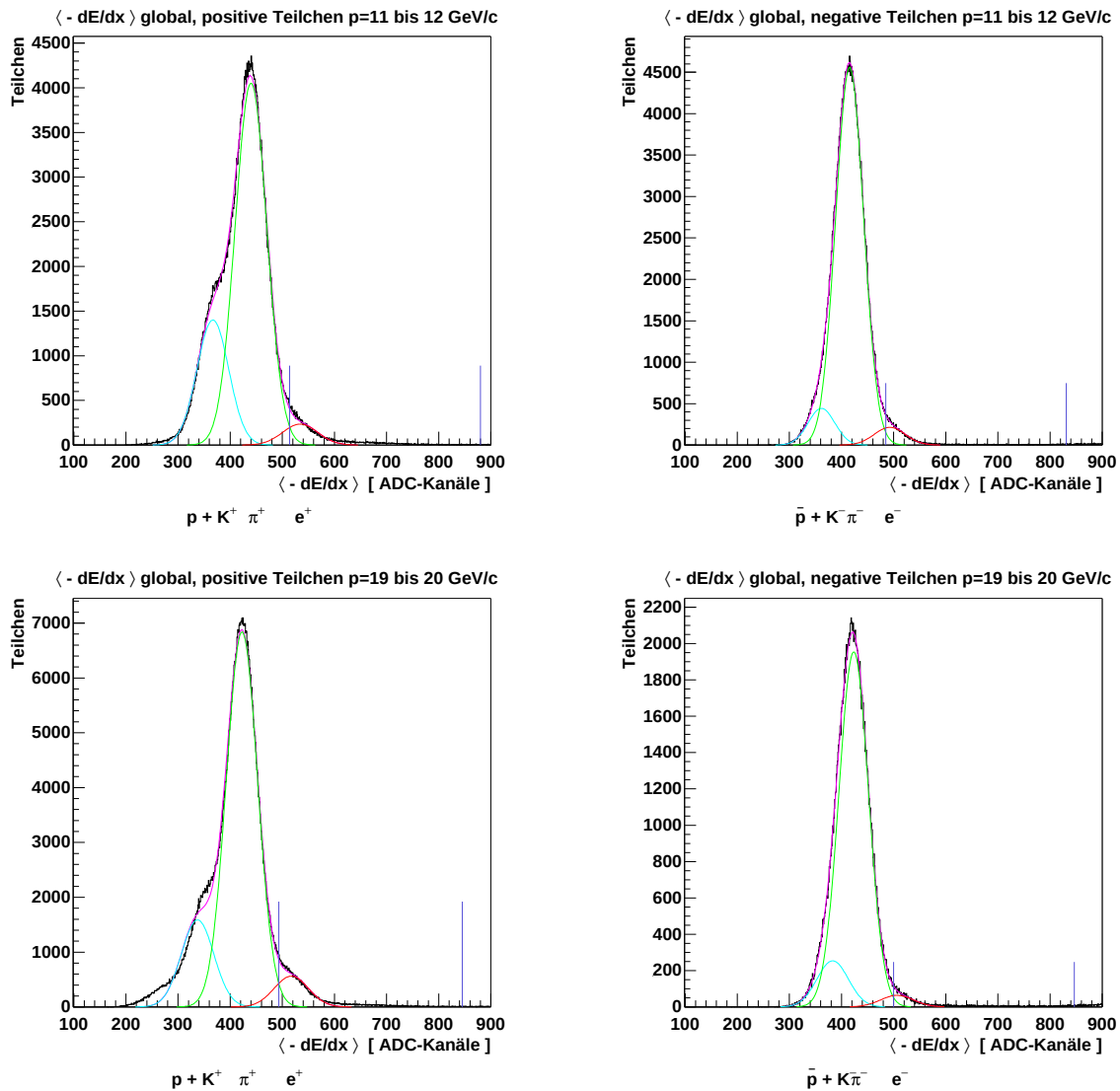


Abbildung A.8 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

A.2 Gruppe II

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der VTPC1

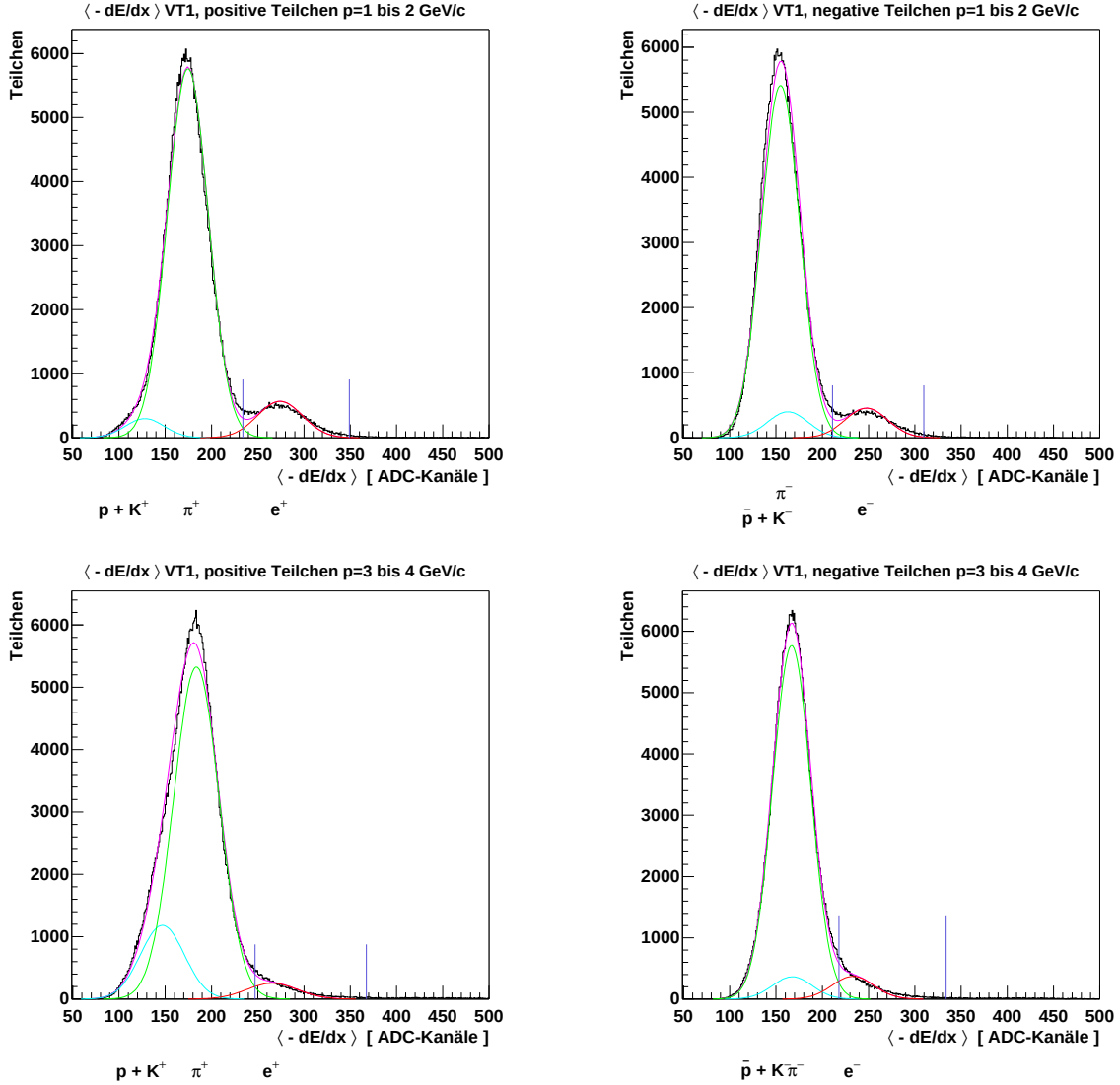


Abbildung A.9 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich in der VTPC1. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der VTPC1

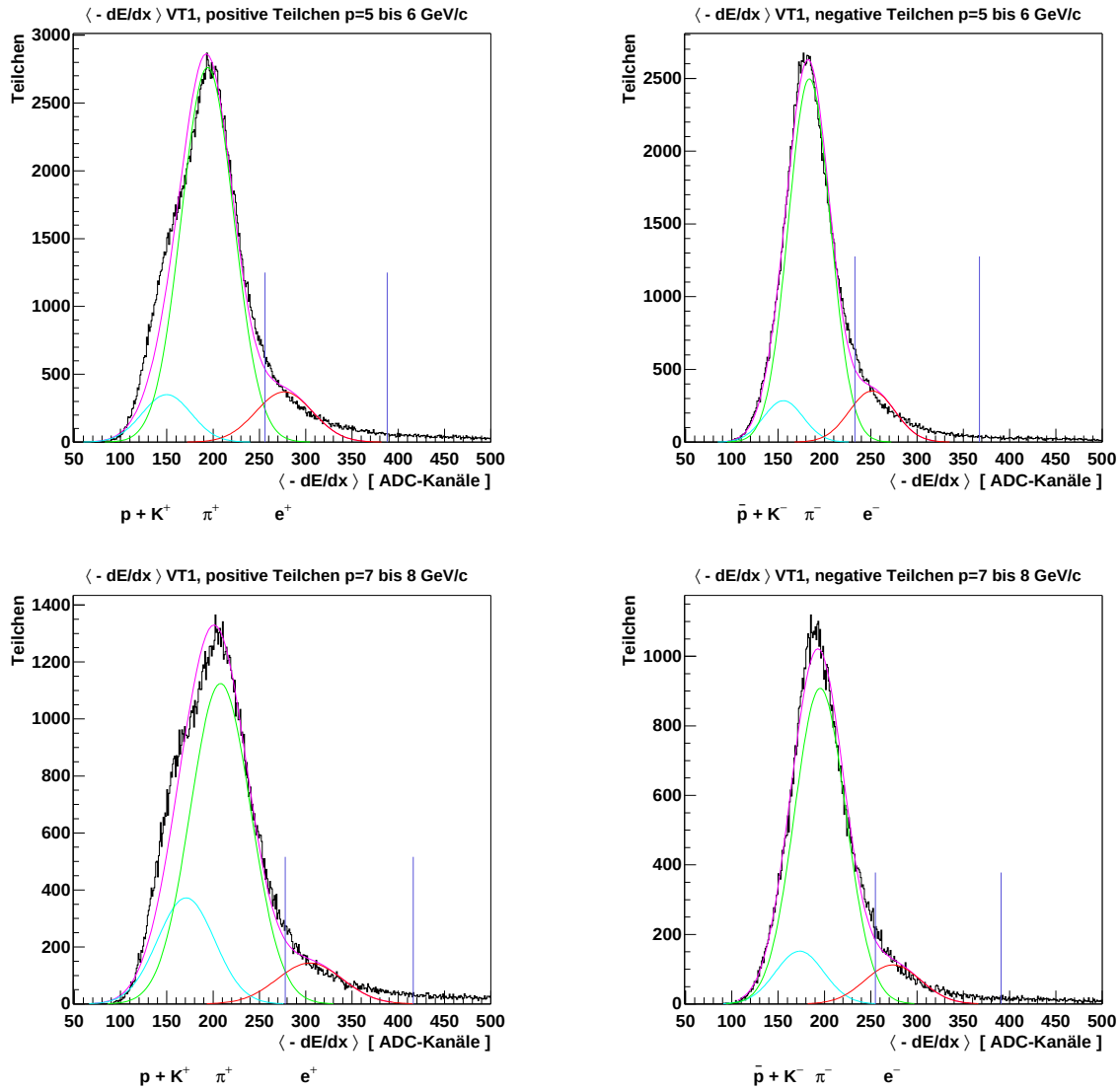


Abbildung A.10 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich im der VTPC1. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der VTPC2

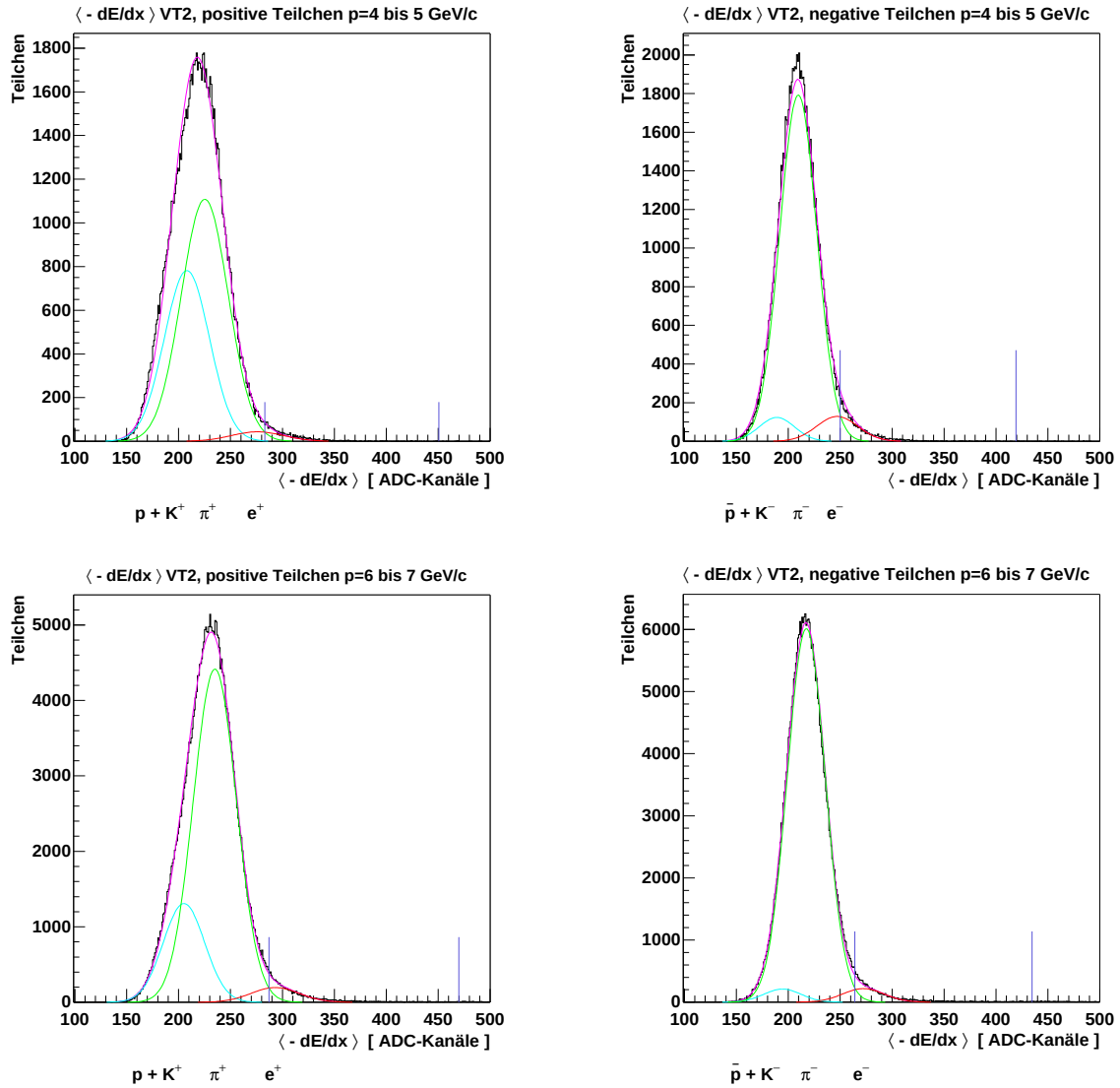


Abbildung A.11 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der VTPC2. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der VTPC2

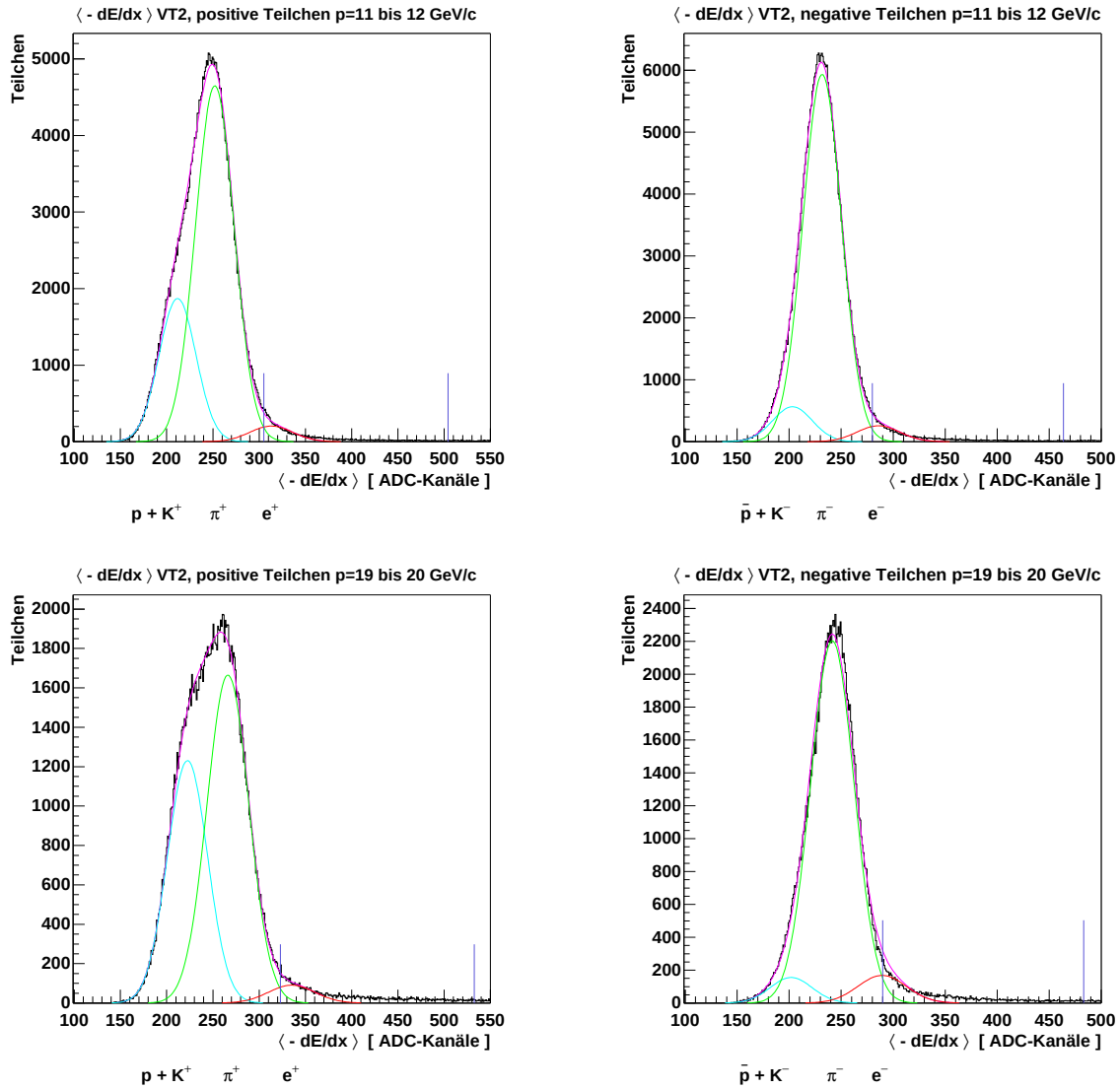


Abbildung A.12 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der VTPC2. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC

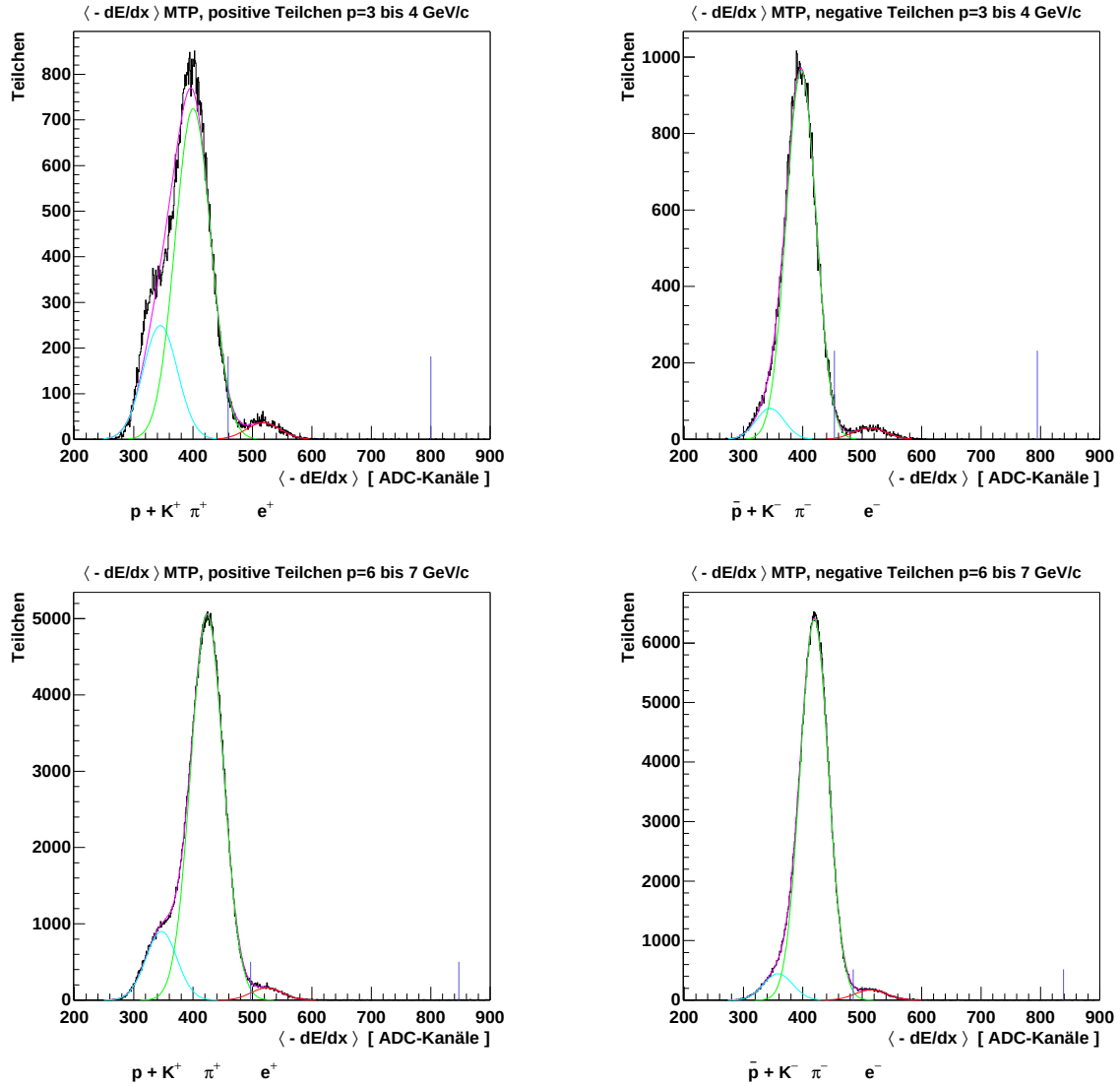


Abbildung A.13 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der MTPC

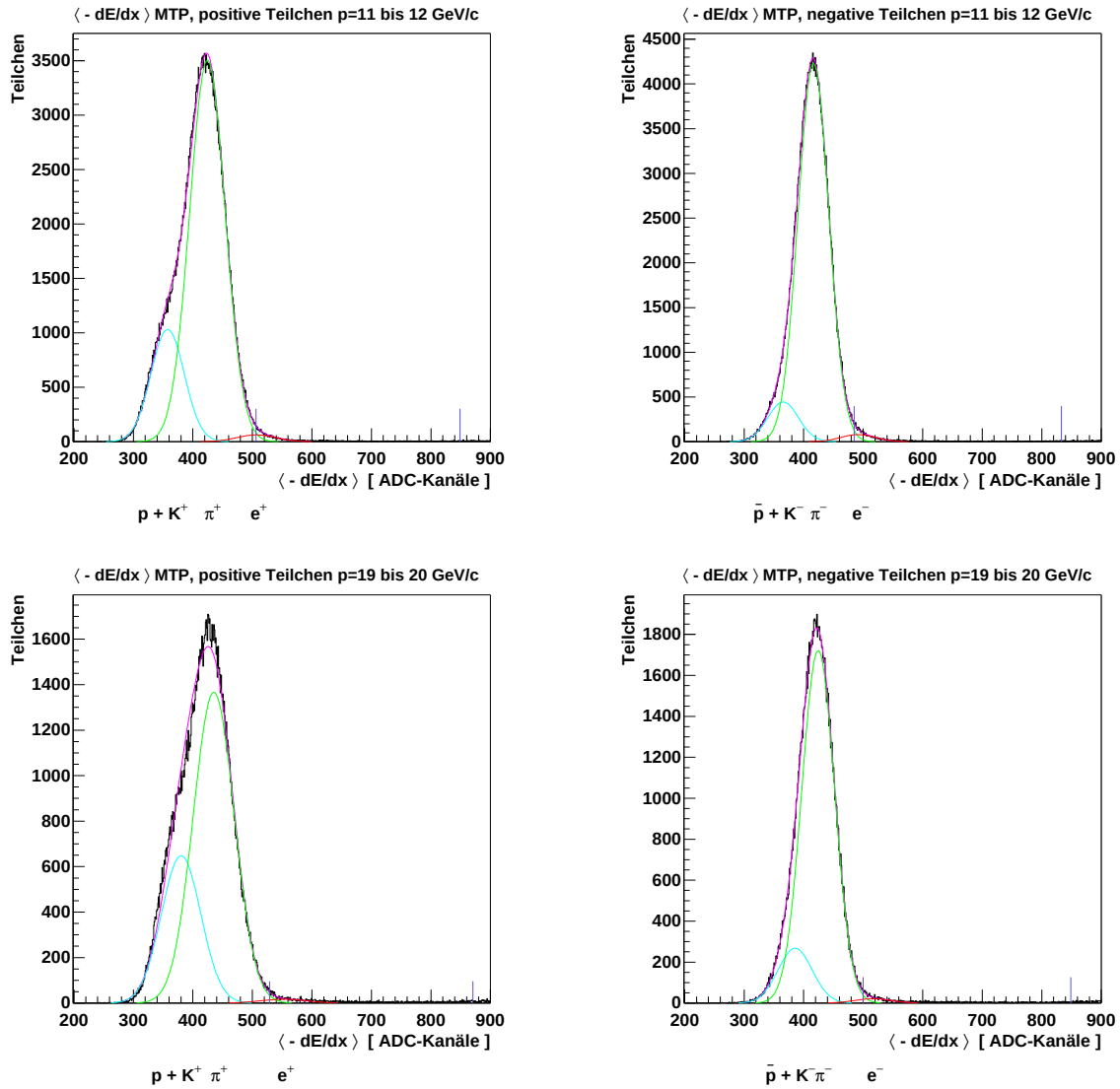


Abbildung A.14 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC

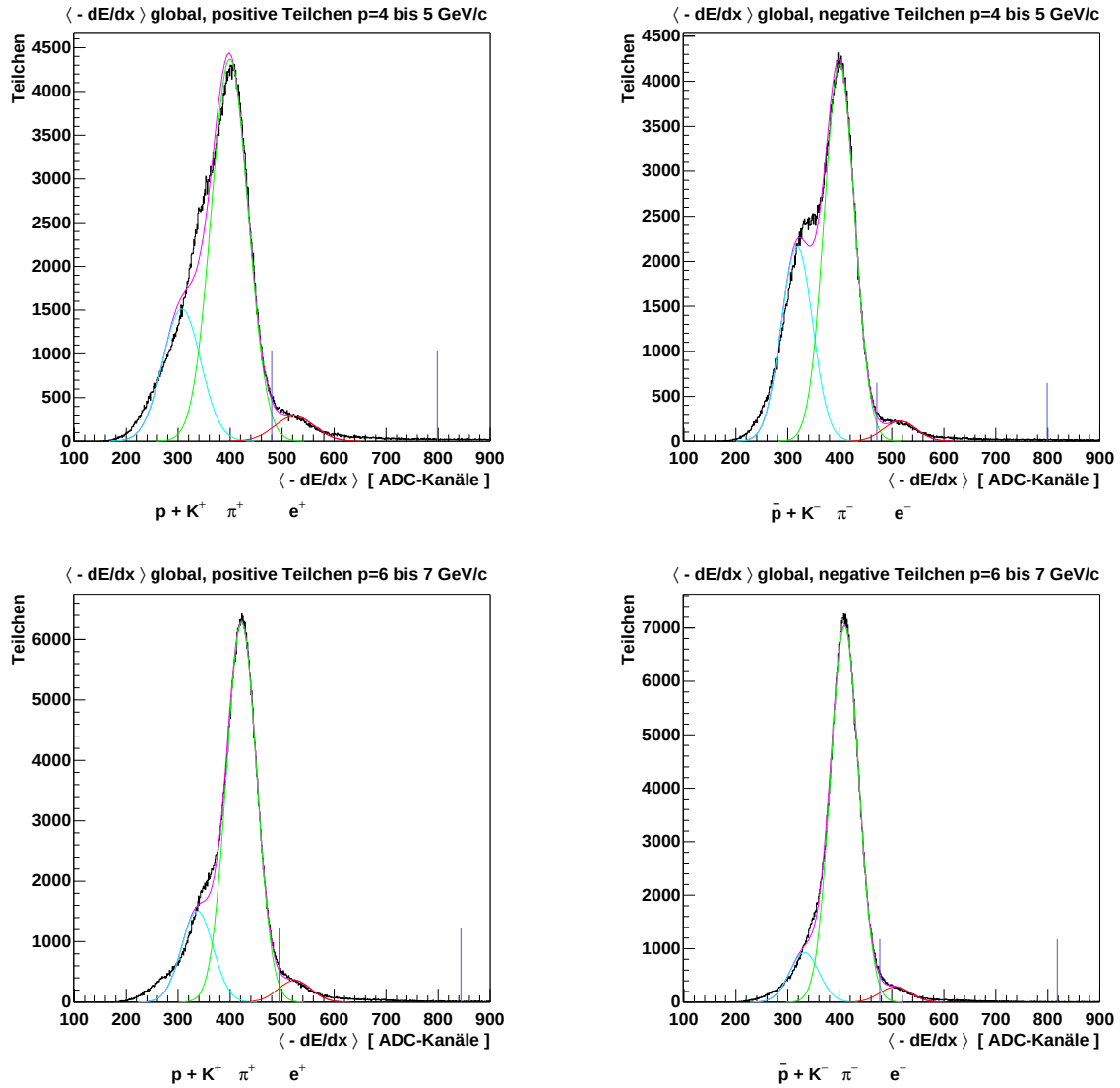


Abbildung A.15 Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der MTPC

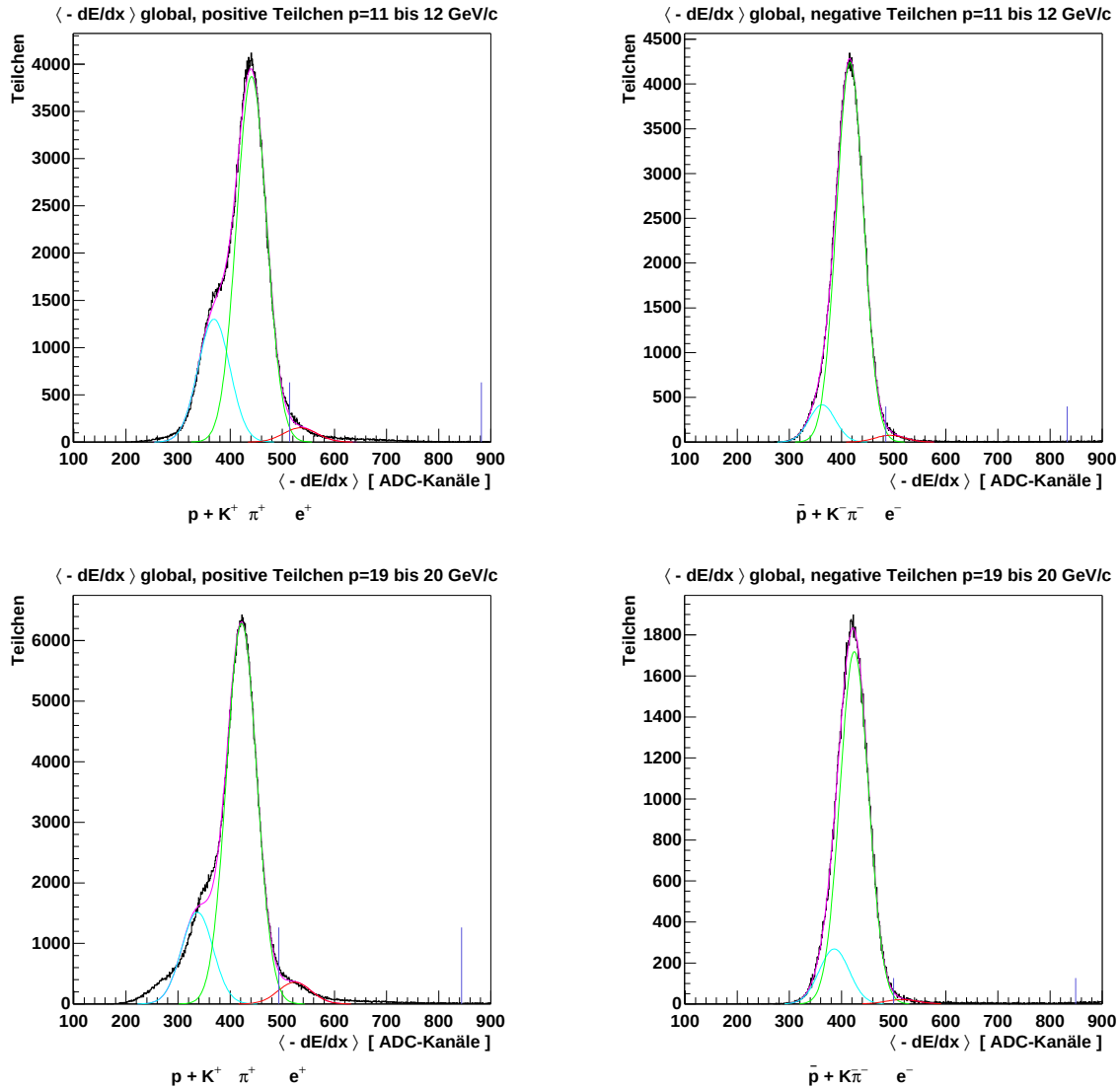


Abbildung A.16 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

A.3 Gruppe III

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der VTPC1

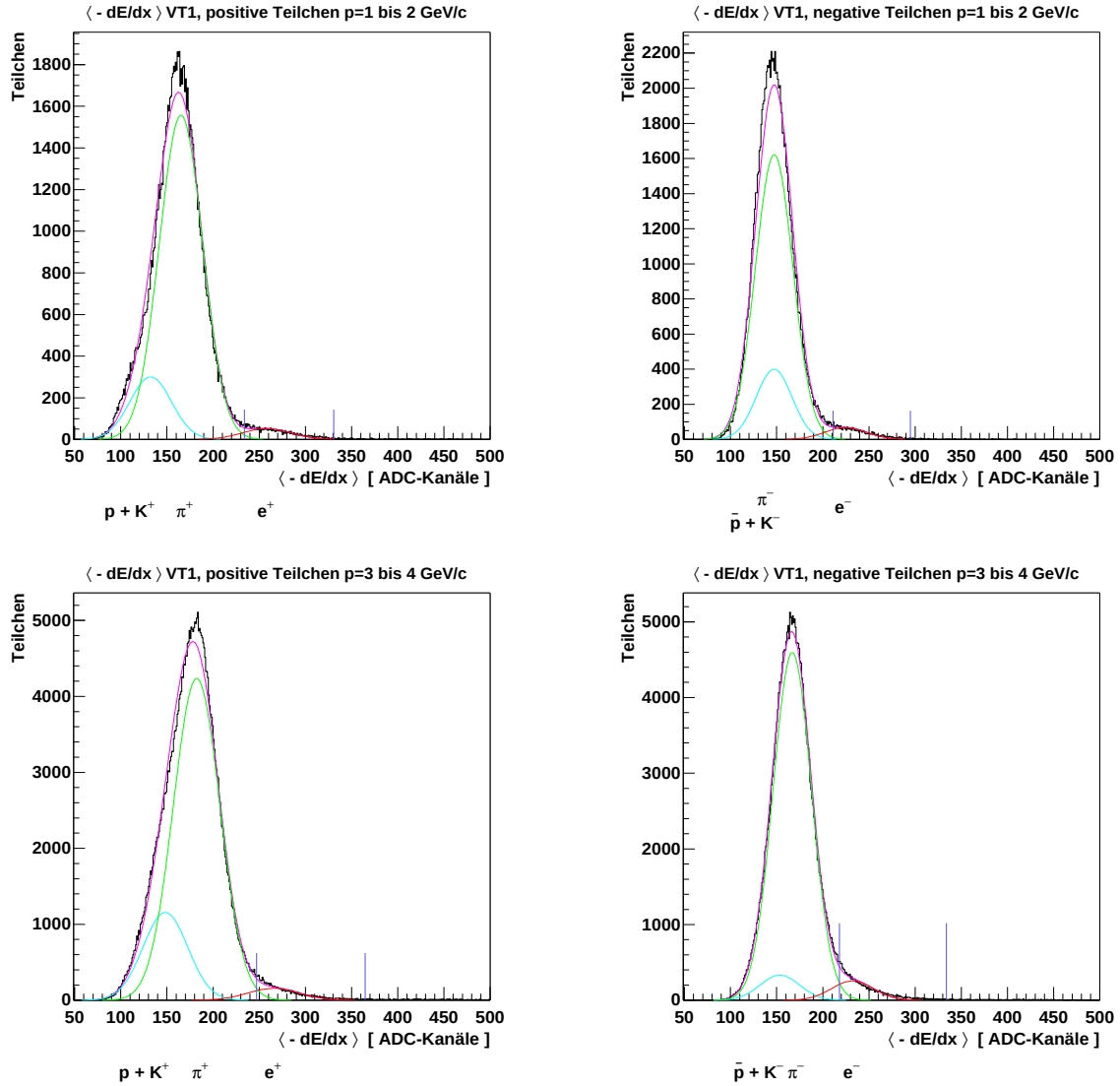


Abbildung A.17 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich im der VTPC1. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der VTPC1

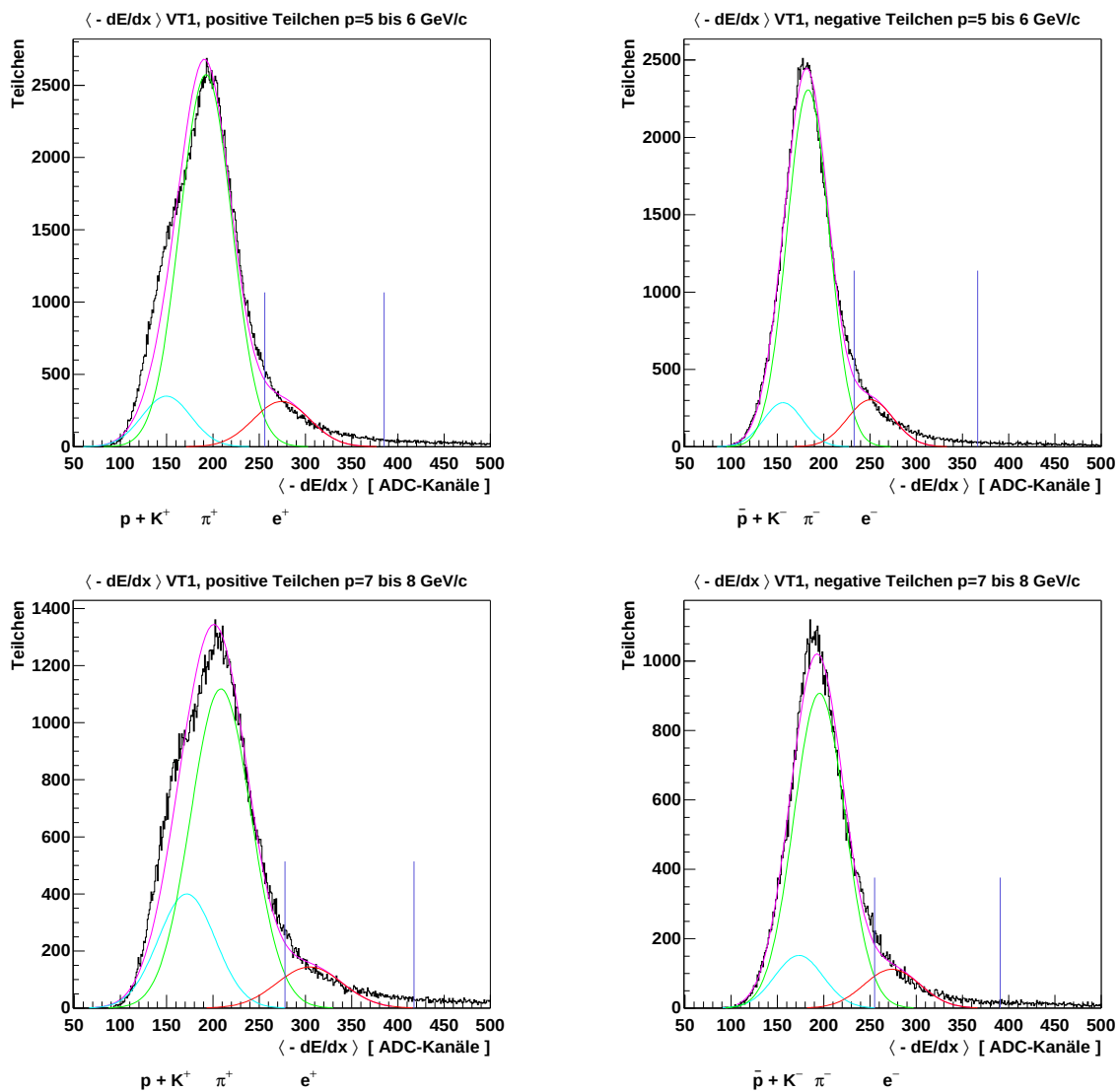


Abbildung A.18 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich im der VTPC1. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der VTPC2

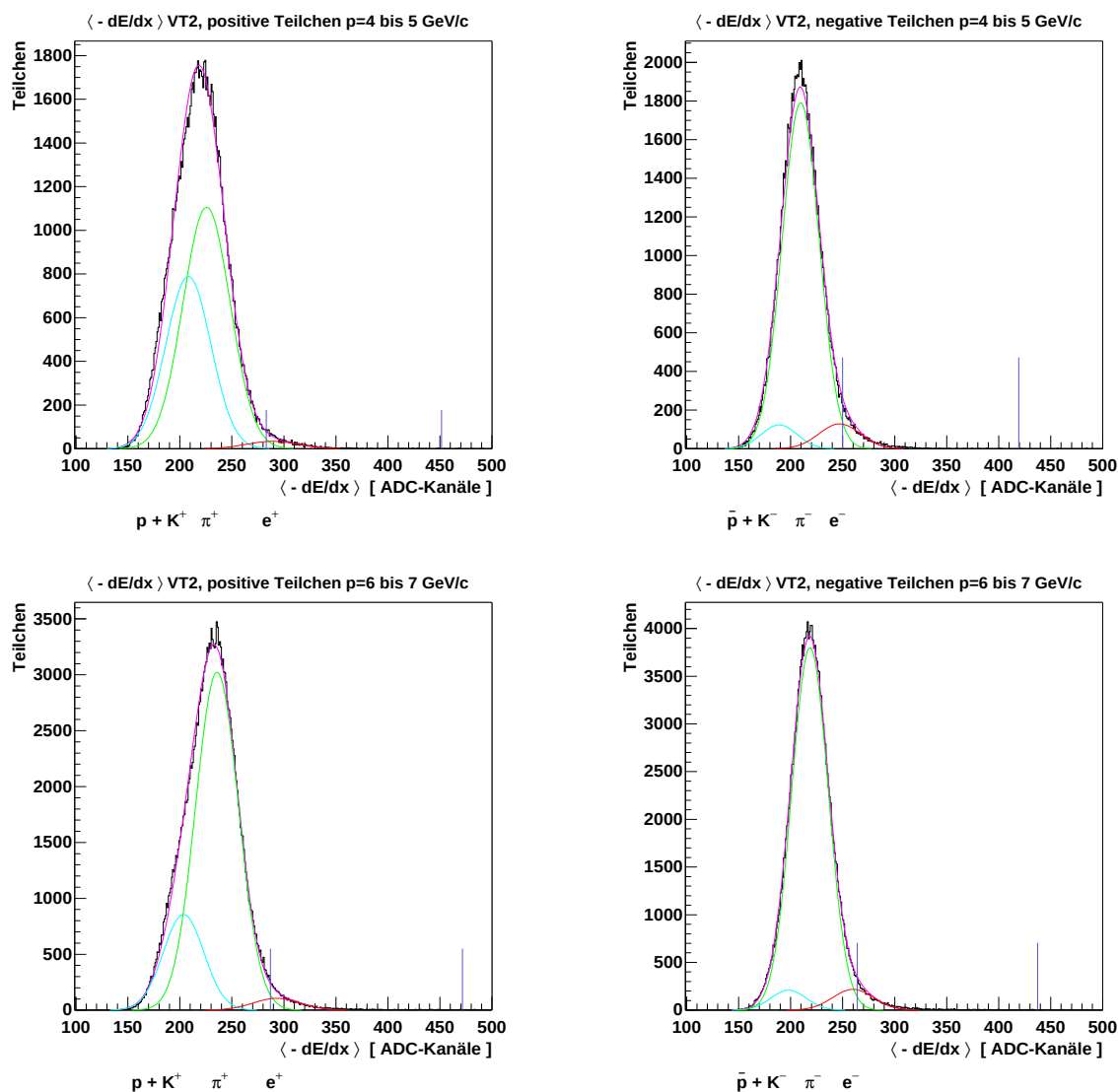


Abbildung A.19 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der VTPC2. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der VTPC2

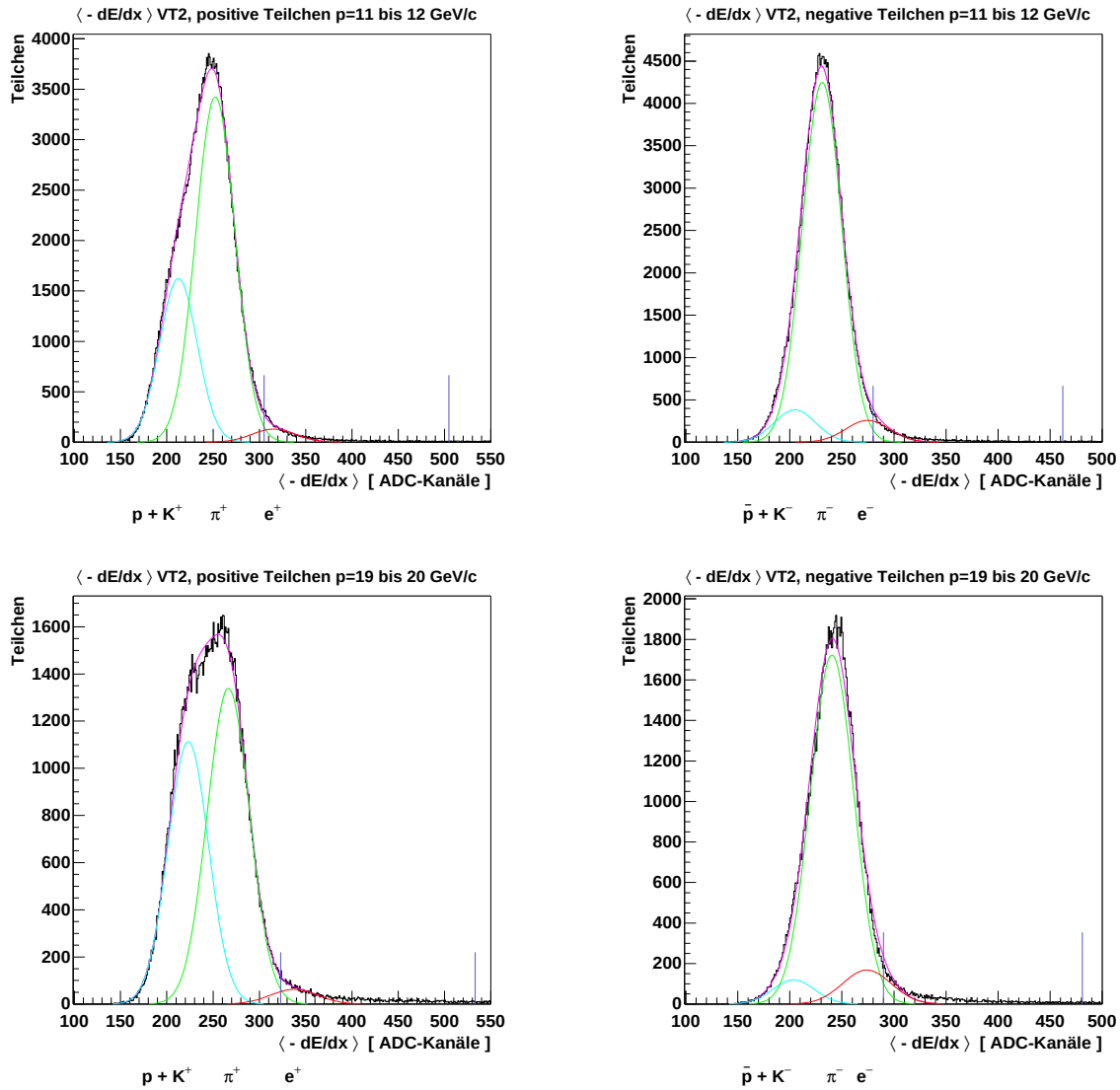


Abbildung A.20 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der VTPC2. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der MTPC

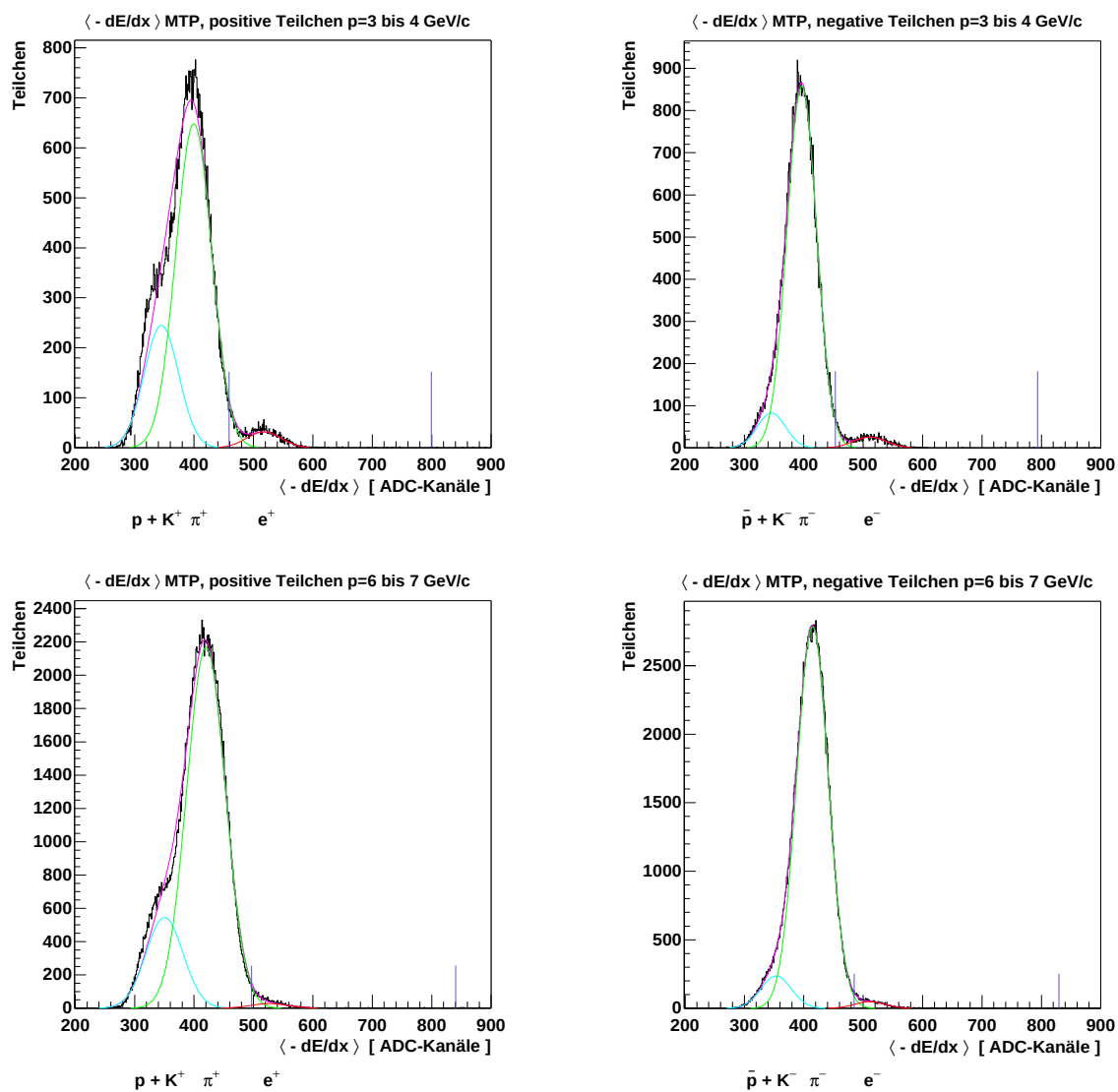


Abbildung A.21 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der MTPC

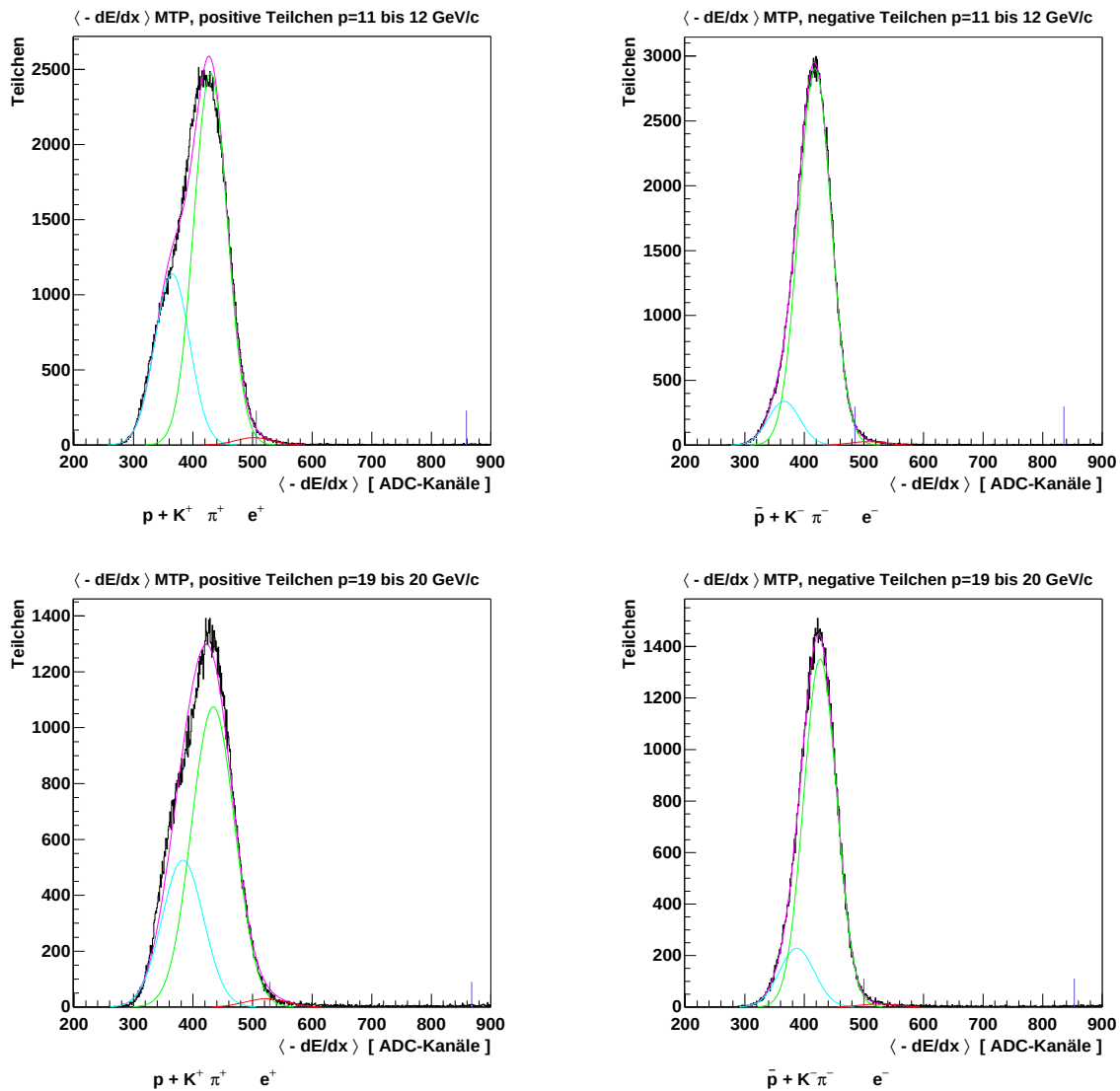


Abbildung A.22 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC

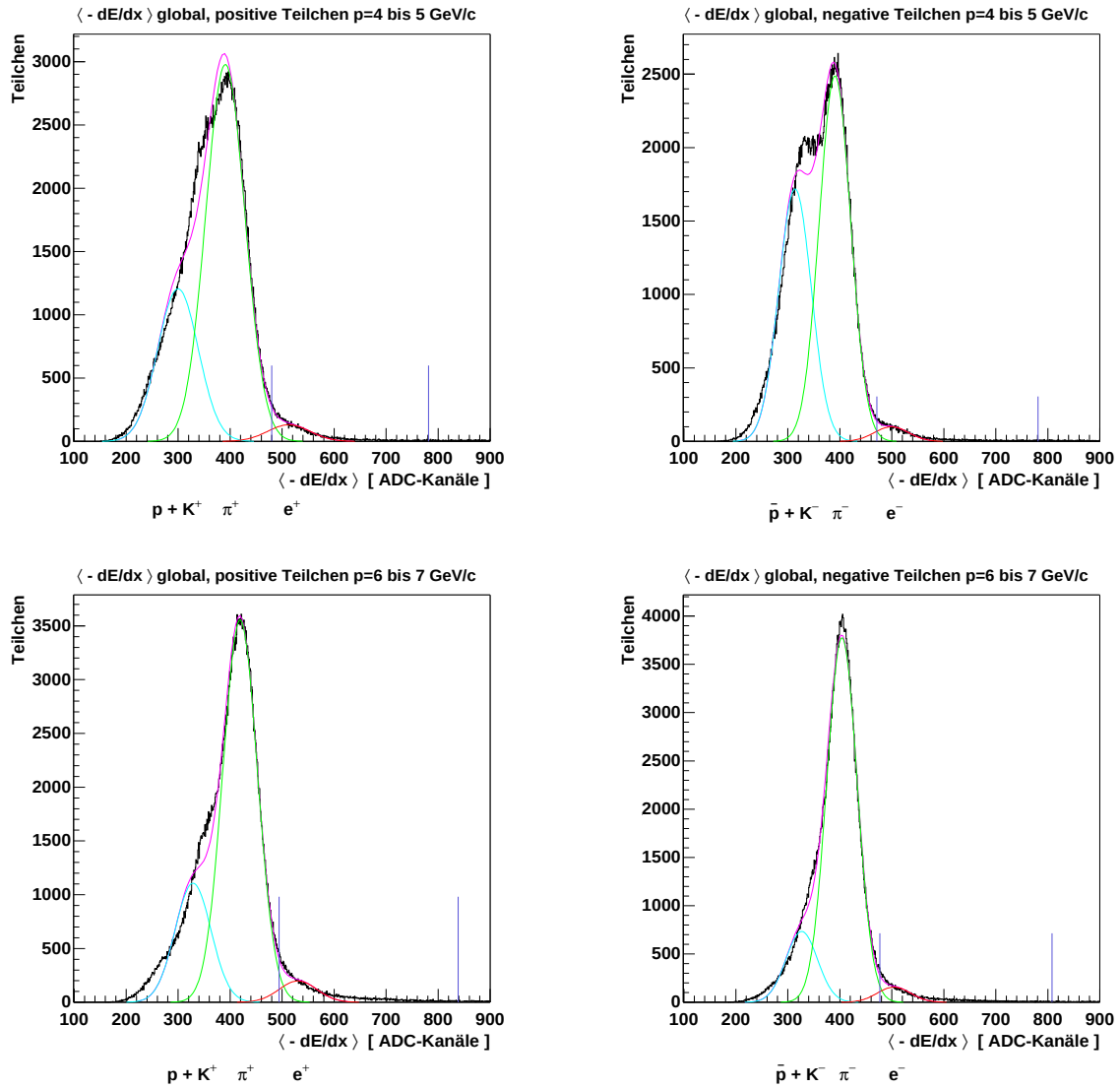


Abbildung A.23 Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der MTPC

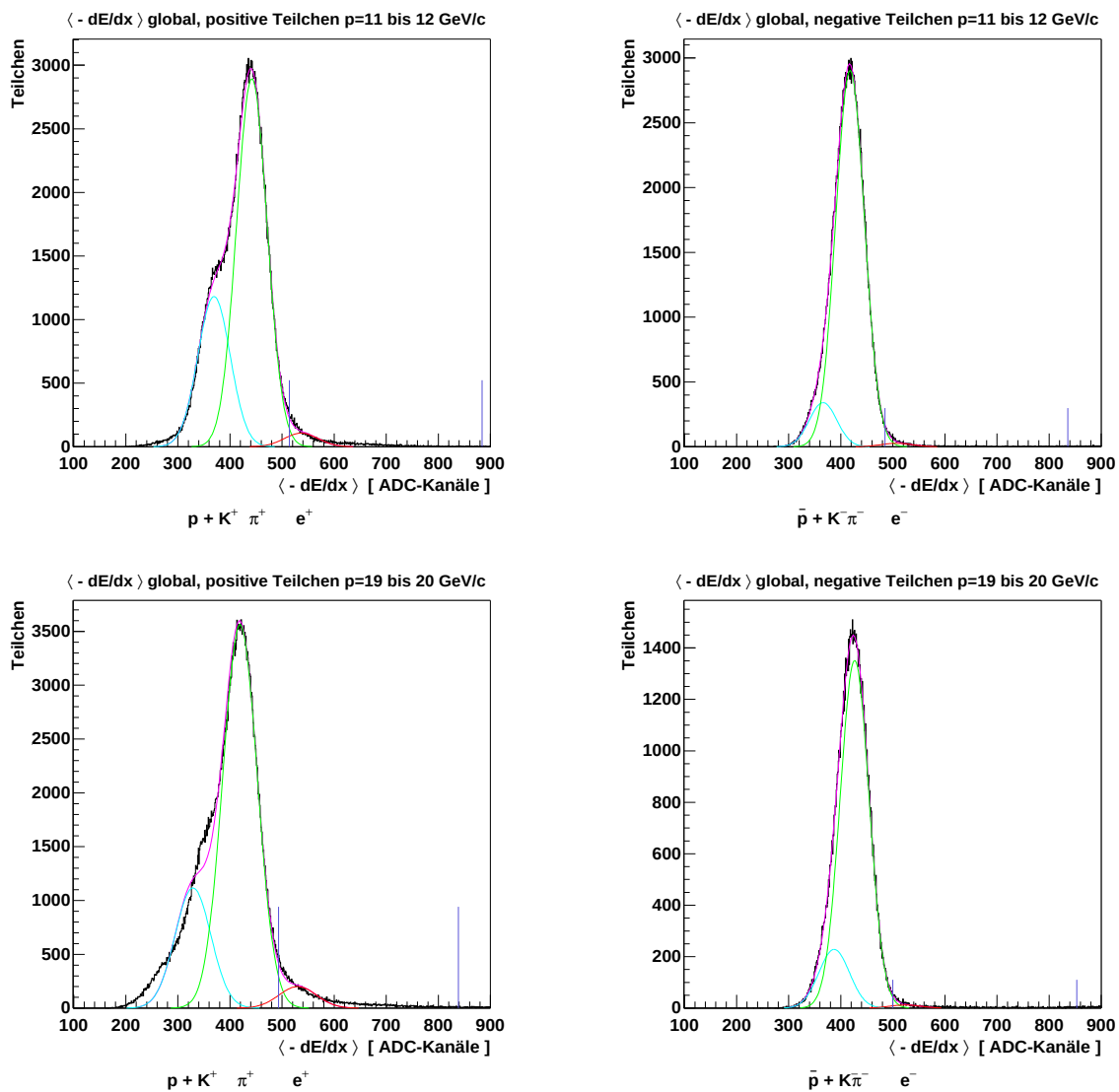


Abbildung A.24 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen. Rechts: Negative Teilchen.

Tabellenverzeichnis

2.1	Die mittlere Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis und Verhältnis der selektierten Teilchen zueinander für verschiedene Selektionskriterien. Nach dem VENUS-Modell und der GEANT-Detektorsimulation.	14
4.1	Mittleres $\langle -dE/dx \rangle$ der Positonen aus VTPC1, VTPC2 und MTPC.	45
4.2	Mittlere Anzahl der selektierten Teilchen pro Ereignis.	59
5.1	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Simulation	68
5.2	Ergebnisse nach den “invariante Masse“-Beschränkung	70
5.3	Ergebnisse nach den “invariante Masse“- und “Impuls“-Beschränkungen	72

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm zum Übergang von hadronischer Materie in ein Quark-Gluon Plasma als Funktion der Baryonendichte und Temperatur.	2
2.1	Signal des ϕ -Mesons Invarianten-Masse-Spektrum der rekombinierten K^+K^- -Paare.	7
2.2	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in MTPCL	8
2.3	Detektorakzeptanz für Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons. Monte-Carlo Simulation.	10
2.4	Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons. Monte-Carlo Simulation.	11
2.5	Impulsverteilungen der Elektron-Positron-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons. VENUS-Modell.	13
2.6	Anzahl der durch die Detektoren gegangenen Elektronen und Positronen aus dem Zerfall des ϕ -Mesons, aufgetragen über die Detektor ID. VENUS-Modell.	13
2.7	Star Experiment.	16
2.8	Cluster entlang einer Trajektorie eines geladenen Teilchen, Methodik der Datenreduktion von Clustern entlang einer Spur	17
2.9	Verteilung des berechneten mittleren Energieverlustes vor und nach Komprimierung und dekomprimierung der Clusterladungen durch "Minipoints".	18
3.1	Übersicht des NA49-Experimentes.	22
3.2	Das in NA49 verwendete Koordinatensystem.	23
3.3	Schematischer Aufbau einer MTPC.	24
3.4	Detaillierte Darstellung einer Vertex TPC.	25
3.5	Driftweg der in Ionisationsprozessen erzeugten Elektronen.	26
3.6	Anordnung der drei Drahtebenen der VTPC2.	27
3.7	Ionisationseinzelmessungen entlang einer Spur, <i>Truncated-Mean</i> -Methode.	29
3.8	$\langle -dE/dx \rangle$ in MTPC aufgetragen gegen den Impuls, $\beta\gamma$.	30
4.1	Cluster und Spuren in VTPC2.	34
4.2	Verbundene Spuren der Teilchen, die mehrere Detektoren durchlaufen.	35

4.3	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in MTPL	38
4.4	Verteilung des mittleren Energieverlust $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in VTPC2	40
4.5	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 2 GeV/c und 3 GeV/c in VTPC1	41
4.6	Spektrum des mittleren Energieverlustes negativer Teilchen im Impulsbereich von 11 GeV/c bis 12 GeV/c in der MTPCL. Der Anstieg im Spektrum im Bereich des doppelten Mittelwertes der angepaßten Gauss-Funktion für negative Pionen wird auf Doppelspuren zurückgeführt.	42
4.7	Auflösung $= \sigma \langle -dE/dx \rangle / \langle -dE/dx \rangle$ des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ in VTPC1,VTPC2 und MTPC aufgetragen gegen den Impuls.	43
4.8	Spektren des mittleren Energieverlustes mit Schranken	44
4.9	Abhängigkeit des mittleren spezifischen Energieverlustes in VTPC1, VTPC2, MTPC	46
4.10	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 2 GeV/c und 3 GeV/c in VTPC1	48
4.11	Unterschied zwischen $\langle -dE/dx \rangle$ Global und $\langle -dE/dx \rangle$ MTPC	49
4.12	$\langle -dE/dx \rangle_{VTPC2 Norm MTPC}$ über $\langle -dE/dx \rangle$ MTPC aufgetragen; positive Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c.	49
4.13	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 3 GeV/c und 4 GeV/c in MTPCL	50
4.14	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 3 GeV/c und 4 GeV/c in MTPL	51
4.15	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 1 GeV/c und 2 GeV/c in VTPC1	52
4.16	Verteilung des mittleren Energieverlustes $\langle -dE/dx \rangle$ von positiven Teilchen mit einem Impuls zwischen 6 GeV/c und 7 GeV/c in MTPL	52
4.17	Verhältnis zwischen Pionen zu selektierten Kandidaten.	53
4.18	Verhältnis zwischen Pionen zu selektierten Kandidaten.	54
4.19	Effizienz = Verhältnis der Anzahl der Kandidaten zur Anzahl aller Elektronen in VTPC1,VTPC2 und MTPC aufgetragen gegen den Impuls.	56
4.20	Verhältnis zwischen Pionen zu selektierten Kandidaten in MTPC.	58
5.1	Spektren der invarianten Masse (linear dargestellt).	62
5.2	Spektren der Invarianten Masse (logarithmisch dargestellt).	63
5.3	Untergrundspektren	64
5.4	Vergleich mehrerer Untergrundspektren	65
5.5	Spektren nach Subtraktion des skalierten Untergrundes.	66
5.6	Spektren nach Subtraktion des skalierten Untergrundes Im Bereich der Masse der ρ, ω, ϕ -Mesonen.	67

5.7 Spektren aus e^+e^- Paaren und nach Subtraktion des skalierten Untergrundes	71
5.8 Spektren nach Subtraktion des skalierten Untergrundes Im Im Bereich der Masse der ρ, ω, ϕ -Mesonen	71
5.9 Spektren aus e^+e^- Paaren und nach Subtraktion des skalierten Untergrundes	73
5.10 Spektren nach Subtraktion des skalierten Untergrundes Im Im Bereich der Masse der ρ, ω, ϕ -Mesonen	73
A.1 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der VTPC1	78
A.2 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der VTPC1	79
A.3 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der VTPC2	80
A.4 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der VTPC2	81
A.5 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC	82
A.6 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der MTPC	83
A.7 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im unteren Impulsbereich der MTPC	84
A.8 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der MTPC	85
A.9 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der VTPC1	88
A.10 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der VTPC1	89
A.11 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der VTPC2	90
A.12 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der VTPC2	91
A.13 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC	92
A.14 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im oberen Impulsbereich der MTPC	93
A.15 Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen.	94
A.16 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der MTPC	95

A.17 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der VTPC1	98
A.18 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der VTPC1	99
A.19 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der VTPC2	100
A.20 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der VTPC2	101
A.21 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im unteren Impulsbereich der MTPC	102
A.22 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe III, im oberen Impulsbereich der MTPC	103
A.23 Spektren des globalen mittleren Energieverlustes der Gruppe II, im unteren Impulsbereich der MTPC. Links: Positive Teilchen.	104
A.24 Spektren des mittleren Energieverlustes der Gruppe I, im oberen Impulsbereich der MTPC	105

Literaturverzeichnis

- [Aga96] G. Aganasiev et al., *Nucl. Phys.* **A610** (1996) 317c–330c.
- [Afa96] S. V. Afanasiev et al., *Nucl. Phys.* **A610** (1996) 76–87.
- [App98] H. Appelshäuser, Dissertation (1998), Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt/M.
- [Ber96] J. Berger et al. Komplexe Trigger und Datenkompression (1996), IKF Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt/M.
- [Bet30] H. A. Bethe, *Annalen der Physik* **5** (1930) 325 ff.
F. Bloch, *Z. Physik* **81** (1933) 363 ff.
E. Fermi, *Phys. Rev.* **57** (1940) 445 ff.
- [Gea87] R. Brun et al. *GEANT-Manual CERN-Program library* **DD/EE.84-1** (1984).
- [Fer40] E. Fermi in [Bet30].
A. Crispin und G. N. Fowler, *Rev. of Mod. Physics* **42** (1970) 290–316.
J. H. Cobb, W. W. M. Allison und J. N. Bunch, *Nucl. Instr. and Methods* **133** (1976) 315–323.
- [Fli98] D. Flierl, Diplomarbeit (1998), IKF Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt/M.
- [Gaź93] M. Gaździcki und R. Renfordt, *Optimization of Pad Geometry of VTPC2*, NA49 Internal Report (1993), IKF Frankfurt.
- [Gaź95a] M. Gaździcki, *Zeitschrift für Physik* **C66** (1995) 659–662.
- [Gaź95b] M. Gaździcki und D. Röhrich, *Zeitschrift für Physik* **C65** (1995) 215–223.
- [Gün98] J. Günther, Dissertation (1998), Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt/M.
- [Ko96] C. M. Ko et al. *Nucl. Phys.* **A610** (1996) 342c–349c.
- [Las97] B. Lasiuk, Phd. D. thesis (1997), University of California, Los Angeles.
- [Mat86] T. Matsui and H. Satz, *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416.
- [Moc97] A. Mock, Dissertation (1997), Max-Planck-Institut für Physik, München MPI-PhE/97-12.

- [Nan98] NA49 NIM-Paper, in Vorbereitung (1998).
- [Püh98] F. Pühlhover, Quark Matter '97, in Vorbereitung (1997).
- [Sta92] STAR Kollaboration, Conceptural Design Report PUB-5346 (1992).
- [Ste52] R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.* **88** (1952) 851–859.
- [Roo97] R. Brun and F. Rademacher, *Nucl.Inst. & Meth. in Phys. Res* **A389** (1997) 81-86.
See also <http://root.cern.ch/>.
- [Wa97] J. Wambach Quark Matter '97 (1997).
- [Wer89] K. Werner und P. Koch, *Phys. Letters* **B242** (1990) 251–256.
K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87–299.
K. Werner und J. Aichelin, *Phys. Letters* **B300** (1993) 158–162.
K. Werner, *Phys. Rev. Letters* **73** (1994) 1594–1597.
K. Werner, *Proceedings for the International School-Workshop on RHI Physics*, Prag/CSSR (1994).
K. Werner, *Proceedings for the International Workshop on Multi-Particle Correlations and Nuclear Reactions, CORINNE II*, Nantes/Frankreich (1994).

Danksagung

Den Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik Frankfurt (IKF) und den Mitgliedern des NA49-Experimentes am Kernforschungszentrum CERN möchte ich meinen Dank aussprechen. Sie haben mir eine Umgebung geboten, in der ich diese Arbeit durchführen konnte.

Bei Prof. Dr. Reinhard Stock und Prof. Dr. Herberth Ströbele möchte ich mich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik Frankfurt und die darauf folgende Teilnahme am NA49-Experiment bedanken.

Mein besonderer Dank geht an den Initiator dieser Arbeit, Priv. Doz. Dr. Dieter Röhrich. Ihm möchte ich für die gute Betreuung, für viele gute Ideen und für die tatkräftige Unterstützung, die er mir hat zuteil kommen lassen, bedanken.

Den Doktoranden der Frankfurter Gruppe gilt mein Dank, insbesondere Dr. Jörg Günther für seine Hilfe bei physikalischen Problemen und der Beantwortung vieler Fragen betreffend des Computersystems. Christian Bormann und Frank Gabler möchte ich meinen Dank für ihr außerordentliches Engagement bei der Erstellung meiner Analysesoftware aussprechen.

Bei Prof. Dr. John Harris möchte ich mich für die Zeit in seiner Arbeitsgruppe an der Yale-University in New Haven, CT USA bedanken. Dr. Thomas Ullrich danke ich für die gute Zusammenarbeit und die Zurverfügungstellung seiner Ergebnisse aus der VENUS-GEANT Simulation. Dr. Brian Lasiuk danke ich für die Hilfe bei der Teilchenidentifikation.

Großer Dank geht an meinen Arbeitszimmerkollegen Dominik Flierl, der für mich ein wertvoller Gesprächspartner und Berater war.

Meinen Eltern, Dr. Gesche Berger und Rolf Berger möchte ich hiermit für die finanzielle Unterstützung während meines Studiums danken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Eva Kirchhoff für Ihre geduldige und ausdauernde Unterstützung während der Erstellung dieser Arbeit. Ohne Sie wäre mancher Tag viel trauriger gewesen.