Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Björn Lenkeit

aus Karlsruhe

1995

Produktion von geladenen Pionen mit hohem Transversalimpuls in 200 GeV/u S-Au-Kollisionen

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt am

Physikalischen Institut

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. H.J. Specht.

Zusammenfassung

In der Strahlzeit 1992 hat das CERES/NA45 Experiment $3 \cdot 10^6$ multiplizitätsgetriggerte ^{32}SAu-Kollisionen bei 200 GeV/u am CERN-SPS aufgezeichnet. Hieraus wurden 650 000 geladene Pionen im Pseudorapiditätsbereich von $2.05 < \eta < 2.75$ rekonstruiert und ihr Transversalimpuls bestimmt. Gegenüber einer ersten Analyse [13] wurde ein neues Bildverarbeitungsprogramm entwickelt, welches die Rekonstruktionseffizienz etwa verdoppelte, sowie ein detailiertes Studium des von Elektronen/Positronen verursachten Untergrundes durchgeführt, so daß dieser vom Spektrum abgezogen werden konnte. Hierdurch konnte die obere Grenze des Transversalimpulsspektrums von 3.95 auf 5.8 GeV/c und somit der Meßbereich auf $1.0 < p_\perp < 5.8$ GeV/c ausgeweitet werden.

Das von CERES gemessene $p_\perp$-Spektrum stimmt qualitativ mit dem von WA80, unter ähnlichen Bedingungen, beobachteten π_0-Spektrum überein. Die $p_\perp$-Verteilung zeigt oberhalb von 3.5 GeV einen immer deutlicher werdenden erhöhten Wirkungsquerschnitt gegenüber p-p-Kollisionen. Die Form des Spektrums ist nahezu unabhängig von der Multiplizität und damit Zentralität des Ereignisses. Von $dN_{ch}/dy = 50$ bis zu 180 konnte jedoch ein leichter Anstieg von $<p_\perp>$ um 7% beobachtet werden.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Seit der Mitte der achziger Jahre werden Schwerionenexperimente am CERN-SPS durchgeführt. Ziel dieser Experimente ist die Untersuchung von Kernmaterie bei extrem hoher Dichte, um dabei möglicherweise einen neuen Materiezustand, das sogenannte Quark-Gluonen-Plasma (QGP), zu erzeugen. Gemeint ist damit ein Zustand bei hoher Energiedichte und Temperatur, in dem die *Confinement*-Kräfte aufgehoben sind und Quarks und Gluonen sich quasifrei bewegen (*Deconfinement*).
Die Raum-Zeit-Entwicklung einer ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollision bei zentralen Rapiditäten stellt man sich dabei z.B. wie folgt vor [1]: $\tau_0 \simeq 1 fm/c$ nach der Kollision bildet sich ein Quark-Gluonen-Plasma im thermischen Gleichgewicht aus. Dieses expandiert adiabatisch, bis es die kritische Temperatur $T_c \simeq 200$ MeV erreicht hat. Anschließend beginnt die Hadronisierungsphase, in der sich aus den Quarks und Gluonen des Plasmas wieder farbneutrale Hadronen bilden. Dieses Hadronengas expandiert dann weiter, bis die Hadronen nicht mehr miteinander wechselwirken und somit keinen thermischen Kontakt mehr halten können (Freeze out).
Als mögliche Signatur des QGP vermutet man Leptonpaare und thermische Photonen. Ziel des CERES-Experiments ist deshalb die systematische Untersuchung von Elektron-Positron-Paaren produziert in Kern-Kern- und Proton-Kern-Kollisionen [15][17], sowie die Untersuchung von direkten Photonen über die Konversionsmethode[16]. Obwohl das Experiment so konzipiert ist, daß etwa 95% der Hadronen unsichtbar sind, lassen sich auch geladene Pionen mit einem Impuls über 5 GeV/c nachweisen. Mit der Analyse dieser Pionen beschäftigt sich diese Arbeit.

1.1 Produktion von Pionen in Kern-Kern-Kollisionen

Zwar können aus dem Randbereich eines eventuellen QGP auch Pionen emittiert werden[10], da diese jedoch die Phase des Hadronengases nicht wechselwirkungsfrei überstehen ist von ihnen kein Signal des QGP möglich. Hat tatsächlich ein Phasenübergang stattgefunden, bilden sich die meisten Hadronen bei der kritischen Temperatur, während das Kollisionssystem hadronisiert. Diese Phase, in der also die Pionen entstehen, läßt sich, ungeachtet der Tatsache, ob ein QGP entsteht oder nicht, am besten durch das Feuerballmodell beschreiben. Hierbei geht man davon aus, daß die kinetische Energie der Partizipanten, also der Nukleonen in den Kernen, die tatsächlich an der Kollision teilnehmen, mehr oder minder vollständig in thermische Energie umgewandelt wird. Es entsteht dann der sogenannte Feuerball mit einer Temperatur T, der isotrop Teilchen emittiert. Beschreibt man diesen als Maxwell-Boltzmann-Gas, so folgt für die Transversalimpulsverteilung:

$$\frac{dN}{dp_\perp^2} \sim \frac{m_\perp}{T} K_1\left(\frac{p_\perp}{T}\right) \sim \frac{1}{T}\sqrt{m_\perp} \exp\left(-\frac{p_\perp}{T}\right) \tag{1.1}$$

mit $m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m_0^2}$, K_1 ist eine modifizierte Besselfunktion. Die inverse Steigung dieses $p_\perp$-Spektrums ist somit ein Maß für die Temperatur des Systems.
Mit der in Gl 1.1 beschriebenen Exponentialverteilung lassen sich die $p_\perp$-Spektren jedoch nur für $p_\perp < 1$ GeV zufriedenstellend beschreiben. Eine sehr viel bessere Beschreibung auch für Transversalimpulse bis 7 GeV bietet eine empirische, QCD-inspirierte Formel [2] :

$$\frac{dN}{dp_\perp^2} = A\left(\frac{p_0}{p_\perp + p_0}\right)^n = \begin{cases} A(1 - \frac{n}{p_0}p_\perp) \sim A\exp(-\frac{n}{p_0}p_\perp) & \text{für } p_\perp \to 0 \\ A(\frac{p_0}{p_\perp})^n & \text{für } p_\perp \to \infty, \end{cases} \tag{1.2}$$

wobei die inverse Steigung für $p_\perp = 0$ ein Maß für die Temperatur ist:

$$T = \frac{p_0}{n} \tag{1.3}$$

Bei großen Transversalimpulsen werden die Spektren immer stärker durch harte Streuprozesse beeinflußt (Abb. 1.1). Während man bei Proton-Proton-Kollisionen die $p_\perp$-Spektren recht gut mit Gl 1.2 beschreiben kann, weichen die $p_\perp$-Spektren von Kern-Kern-Kollisionen von dieser Verteilung erheblich ab:

1. Man findet eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes für $p_\perp <$ 250 MeV. Eine mögliche Erklärung dieses sogenannten *low-$p_\perp$ enhancement* ist der Zerfall nuklearer Resonanzen, insbesondere von N^* und Δ [6].

2. Für große $p_\perp$ findet man eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes [5] Dieser ist stark abhängig von der Projektil- und der Targetmasse. Beschrieben wird diese Abhängigkeit durch die Formel:

$$\frac{d\sigma_{BA}}{dp_\perp^2} = B^{\beta(p_\perp)} A^{\alpha(p_\perp)} \frac{d\sigma_{pp}}{dp_\perp^2}, \tag{1.4}$$

wobei A die Targetmasse und B die Projektilmasse ist. Eine mögliche Erklärung dieses sogenannten *high-$p_\perp$ enhancement* oder auch Cronin-Effektes sind Mehrfach-Streuprozesse innerhalb der Kernmaterie[7].

Abbildung 1.1: Anteil verschiedener QCD-Streuprozesse am Wirkungsquerschnitt für Pionen [11].

L. van Hove [3] berechnete für den Fall eines Phasenüberganges vom QGP zum Hadronengas den Verlauf von Druck, Entropie- und Energiedichte als Funktion der

Temperatur (Abb. 1.2). Diese zeigt den für Phasenübergänge typischen Verlauf, nämlich einen Anstieg bei gleichbleibender Temperatur. Da, wie oben beschrieben, die inverse Steigung des $p_\perp$-Spektrums ein Maß für die Temperatur des Systems und die Zahl der geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit ein Maß für die Entropiedichte des Systems ist, erwartet man den in Abb. 1.2 beschriebenen Verlauf des mittleren Transversalimpulses als Funktion der Multiplizität. Tatsächlich hat man eine damit verträgliche Abhängigkeit bereits gemessen [4],[8],[9].

Eine andere Möglichkeit Schwerionenkollisionen zu beschreiben bieten mikroskopi-

Abbildung 1.2: Abhängigkeit des Drucks, der Entropie- und Energiedichte von der Temperatur beim Phasenübergang (links), sowie die daraus vorhergesagte Abhängigkeit des mittleren Transversalimpuses von der Multiplizität. Beides aus [3].

sche Modelle. Dabei geht man davon aus, daß zwei Nukleonen, die sich nahegenug kommen, durch Farbladungsaustausch sogenannte Strings bilden. Ein String ist ein längliches Objekt, bestehend aus einem Gluon, an dessen Enden sich entweder ein Quark oder ein Diquark befindet. Die Länge ist proportional zur Anregungsenergie. Dieser String zerfällt dann in kleinere Strings, diese in wieder kleinere usw. bis sie am Ende in Hadronen zerfallen. In Kapitel 6.5 wird das Transversalimpulsspektrum mit VENUS, einem solchen Stringmodell, verglichen.

Kapitel 2

Das CERES-Experiment

CERES(ČErenkov Ring Electron Spectrometer) ist ein Experiment am CERN-SPS, dort bekannt unter dem Namen NA45. Es ist in der Lage, geladene Teilchen mit einem $\gamma > 32$ ortsempfindlich nachzuweisen und ihren Impuls zu bestimmen. Die Rapiditätsakzeptanz beträgt $2.05 < \eta < 2.75$ bei einer Schwerpunktsrapidität von 2.57 für zentrale S-Au Kollisionen, die azimutale Akzeptanz $360°$. In Kap. 2.1 werden die einzelnen Komponenten des Experiments kurz beschrieben (näheres bei [12]), in Kap. 2.2 wird dann das Verhalten von Pionen in den RICH-Detektoren näher erläutert.

2.1 Experimenteller Aufbau

Aus dem SPS kommend treffen die S-Kerne mit einer Energie von 200 GeV/u auf das Target:

> Es ist ein segmentiertes Target bestehend aus 40 Au-Scheiben von 50μm Dicke und 600μm Durchmesser. Durch diese Anordnung ist sichergestellt, daß ein produziertes Teilchen, welches in die RICH-Akzeptanz fällt, höchstens noch die nachfolgende Scheibe trifft und somit Vielfachstreuung und Konversionen minimiert werden. In Zahlen bedeutet dies 1.3% einer Strahlungslänge bei 5.3% von einer Wechselwirkungslänge.

Der Weg eines bei einer der Kollisionen zwischen einem Projektil- und einem Targetkern produzierten geladenen Teilchens (ungeladene sind in keinem der folgenden Detektoren sichtbar) führt zunächst durch die Siliziumdriftkammer:

Es handelt sich um einen Silizium-Detektor, in dem die, von einem durchgehenden geladenen Teilchen, freigesetzten Elektronen radial nach außen gedriftet werden. Hier werden sie über 360 Anoden ausgelesen. Aus der Driftzeit wird die radiale und aus der Verteilung der Amplituden auf die Anoden die azimutale Position bestimmt. Die Driftkammer dient zusammen mit den RICH-Detektoren zur Spurrekonstruktion und zur Verwerfung von Photon-Konversionen.

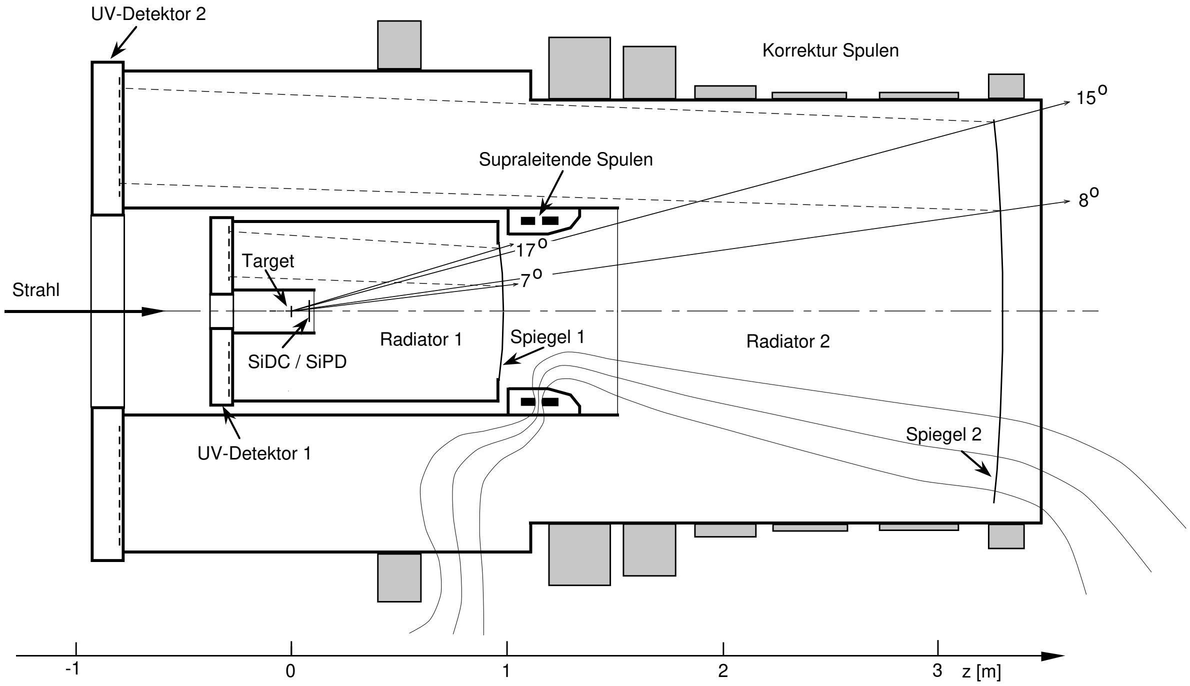


Abbildung 2.1: CERES-Experiment im Querschnitt. In der oberen Hälfte ist der Akzeptanzbereich angedeutet, im unteren Teil der Verlauf der Feldlinien.

Kurz danach durchkreuzt es den Siliziumpadzähler.

Dieser ist aufgeteilt in 8 Ringe mit 8 Segmenten, besteht also aus 64 Pads. Die Breite der Ringe ist so gewählt, daß sie gleichgroße Rapiditätsintervalle überstreichen, zusammen decken sie 2 Rapiditätseinheiten ab. Die Pulshöhen der Pads werden zur analogen Summe aufaddiert, die ein Maß für die Multiplizität der Kollision ist. Da die Multiplizität wiederum ein Maß für die Zentralität des Ereignisses ist, wird sie als Triggerentscheidung verwendet. Der First-Level-Trigger verwendet das Signal des Siliziumpadzählers. Er aktiviert die Ausleseelekronik nur bei Ereignissen mit $N_{ch}/dy > 50$, wobei die Zahl der Ereignisse mit $N_{ch}/dy < 125$ um einen Faktor 1/3 unterdrückt wurde.

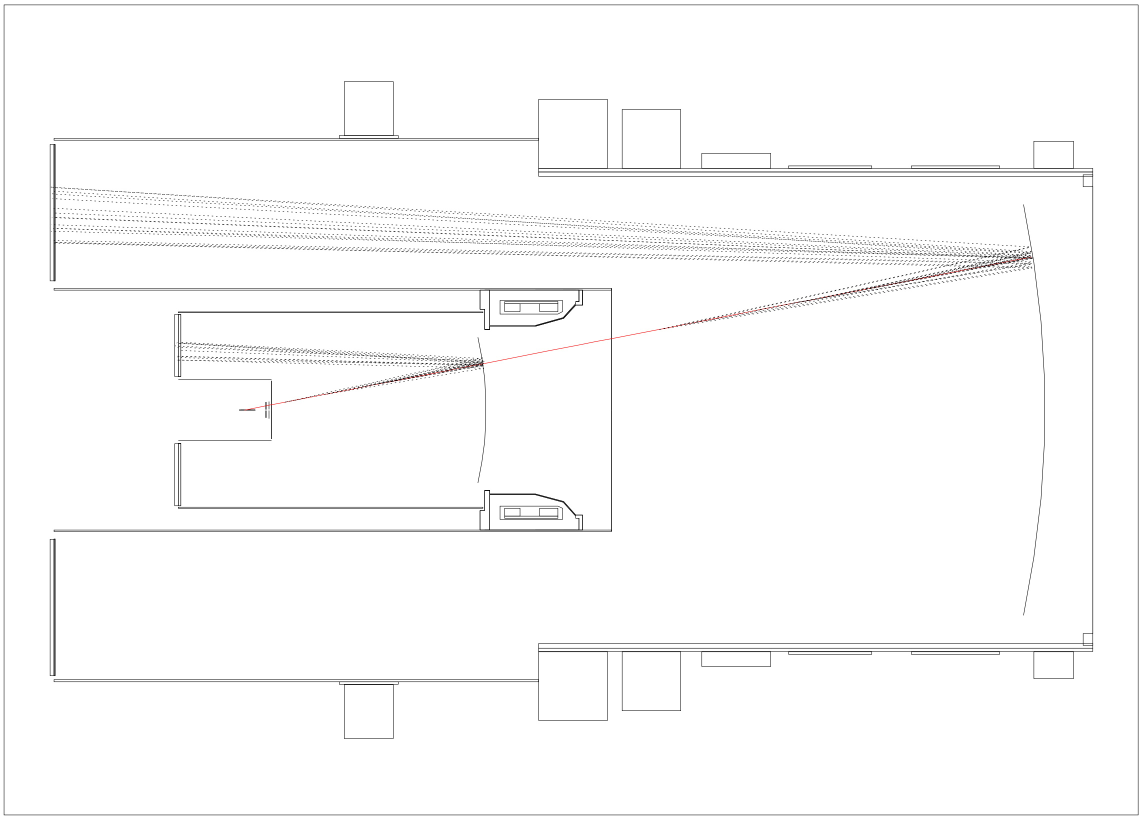


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der RICH-Detektoren im CERES-Experiment. Gezeigt ist die Trajektorie eines geladenen Teilchens mit $\gamma > \gamma_{th}$, sowie der Weg der Čerenkovphotonen.

Danach durchquert es den Hauptteil des Experiments, die beiden ringabbildenden Čerenkov-Detektoren(RICH).

> Die RICH-Detektoren bestehen je aus einem mit CH_4 gefüllten Radiator, einem sphärischen Spiegel und ortsempfindlichen UV-Detektoren. Geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Radiatorgas, emittieren Photonen innerhalb eines Kegels mit einem charakteristischen Öffnungswinkel (Čerenkovwinkel). Der sphärische Spiegel bildet den Lichtkegel dann als Ring auf die Bildebene ab, wo die Photonen von den UV-Detektoren nachgewiesen werden. Die Spiegel sind zu 85% UV-reflektiv, wobei der Spiegel in RICH1 eine Strahlungslänge von nur 0.4% hat, was zur Vermeidung von Konversionen und Vielfachstreuung nötig ist. Zwischen dem Radiator und dem UV-Detektor befindet sich in RICH1 ein CaF_2- und in RICH2 ein Quarz-Fenster. CaF_2 hat bessere Transmissionseigenschaften für UV-Licht, wodurch die geringere Anzahl an Photonen in

> RICH1 aufgrund des kürzeren Radiators ausgeglichen wird. Die UV-Detektoren sind mit einem Zählergas aus Helium und Ethan, bei einer Beimischung von TMAE (Tetrakis-di-Methyl-Amino-Ethylen), gefüllt, in der die eintreffenden Photonen in Elektronen konvertieren. Dieses Signal wird dann durch zwei Parallelplatten- und eine Vieldrahtverstärkungsstufe um den Faktor $2 - 5 \cdot 10^5$ verstärkt. Ausgelesen wird dieses Signal dann mit Hilfe von 50 000 schachbrettartig angeordneten Pads. Ein Photonenhit, auf dieser Padebene, zeichnet sich durch eine gaußförmige Ladungsverteilung, mit einer Breite von 0.9 Pads in RICH1 bzw. 0.75 Pads in RICH2, aus. 90% der Ladung eines Photonhits verteilt sich auf einen Bereich von 3×3 Pads.

Zwischen den beiden RICH-Detektoren erfährt das Teilchen eine azimutale Ablenkung, von der Stärke $\Delta\phi = 120$ mrad/GeV, verursacht durch ein Magnetfeld:

> Das Magnetfeld wird von zwei supraleitenden Spulen erzeugt. Warme Korrekturspulen sorgen dafür, daß die Feldlinien in RICH2 auf das Target zulaufen, die Teilchenbahnen also parallel zu den Feldlinien verlaufen, und RICH1 feldfrei ist.

2.2 Pionen im RICH-Detektor

Das Prinzip des Čerenkov-Effektes besteht darin, daß ein Teilchen beim Durchfliegen eines Mediums Photonen unter einem charakteristischen Winkel zur Teilchenbahn, aussendet, sofern für die Teilchengeschwindigkeit

$$v > c/n \tag{2.1}$$

gilt, wenn n der Brechungsindex des Mediums ist. Erklären kann man sich dies mit Hilfe von konstruktiver Interferenz von Huygenschen Elementarwellen, die das Teilchen entlang seiner Bahn erzeugt. Der Öffnungswinkel des Lichtkegels in Bezug auf die Teilchenbahn beträgt

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n} \tag{2.2}$$

mit

$$\beta = v/c = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \tag{2.3}$$

Hieraus läßt sich die Čerenkovschwelle, die Schwelle ab der ein Teilchen im Detektor nachzuweisen ist, berechnen:

$$\gamma_{th} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}. \tag{2.4}$$

Für $\gamma \to \infty$ läßt sich aus (2.2) der asymptotische Čerenkovwinkel berechnen:

$$\theta_\infty = \arccos \frac{1}{n} \simeq \frac{1}{\gamma_{th}}. \tag{2.5}$$

Durch Reflektion in dem sphärischen Spiegel mit der Brennweite F, wird dieser Lichtkegel dann in einen Ring mit dem Radius

$$R = F\theta \tag{2.6}$$

projiziert. Aus den vorhergehenden Gleichungen folgt

$$\frac{R}{R_\infty} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_\pi \gamma_{th}}{p}\right)^2} \tag{2.7}$$

und wegen

$$p = m_\pi \sqrt{\gamma^2 - 1} \simeq m_\pi \gamma \tag{2.8}$$

gilt

$$p = \frac{m_\pi \gamma_{th}}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R_\infty}\right)^2}}. \tag{2.9}$$

Die CERES Detektoren werden mit einem $\gamma_{th} \simeq 32$ betrieben. Der Mindestimpuls eines im Detektor erkennbaren Pions beträgt also

$$p_{min,\pi} = m_\pi \sqrt{\gamma_{th}^2 - 1} \simeq 4.5 \text{ GeV}. \tag{2.10}$$

Wie man aus Gl. (2.9) sieht, läßt sich aus dem Radius der Impuls des verursachenden Teilchens bestimmen. Es gibt jedoch noch eine zweite Möglichkeit den Impuls eines Teilchens zu bestimmen und zwar über die Ablenkung im Magnetfeld zwischen den beiden RICH-Detektoren. In diesem Magnetfeld erhält ein geladenes Teilchen einen azimutalen Kick in Abhängigkeit von seinem Impuls:

$$\Delta\Phi = \frac{0.120 \text{ rad}}{p \text{ [GeV]}} \tag{2.11}$$

Die Impulsbestimmung über den Radius ist *für Pionen* jedoch wesentlich genauer [13].

Nicht nur der Radius, sondern auch die mittlere Zahl der Photonen pro Ring hängt vom Impuls ab. Es gilt:

$$\frac{N}{N_\infty} = 1 - \left(\frac{m_\pi \gamma_{th}}{p}\right)^2 \tag{2.12}$$

Für Ringe mit asymptotischem Radius gilt:

$$N_\infty = N_0 \frac{L}{\gamma_{th}^2} \tag{2.13}$$

N_0 wurde im CERES-Spektrometer zu 131 Photonen/cm in RICH1 und 75 Photonen/cm in RICH2 bestimmt. Ein asymptotischer Ring in RICH1 (RICH2) hat somit 11.7 (12.6) Photonen.

Kapitel 3

Überblick über die Datenanalyse

In Abb 3.1 und 3.2 ist ein Ereignis in der Form zu sehen, wie es während des Experimentes aufgezeichnet wurde. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die damit durchgeführte Analyse gegeben (ausführlicheres findet sich bei [15][13]).

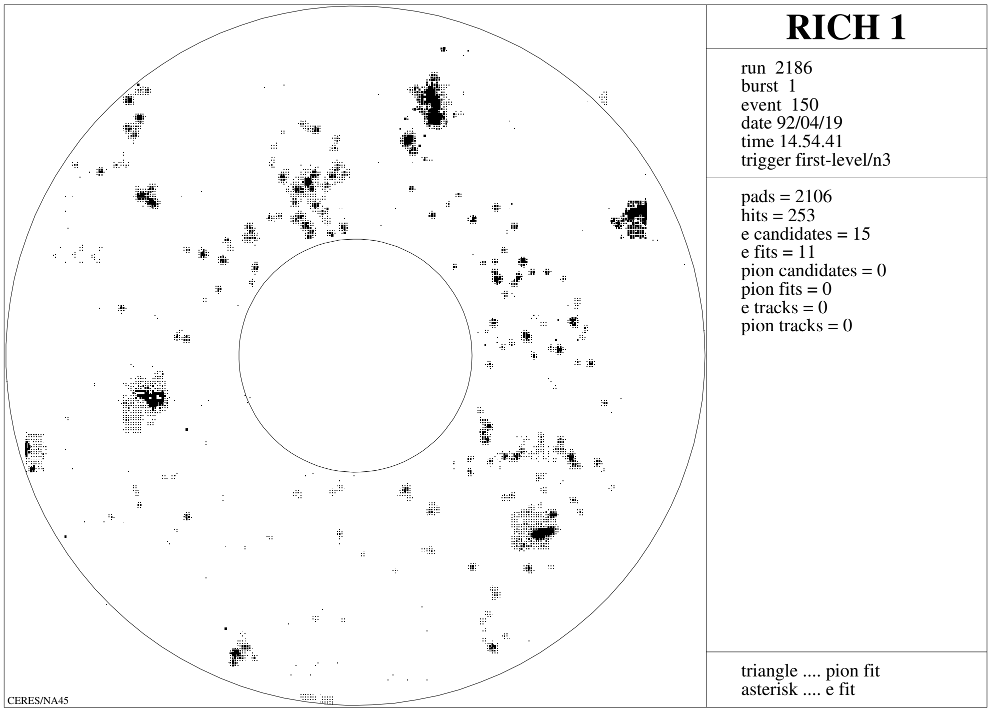


Abbildung 3.1: RICH1-Rohdatenereignis

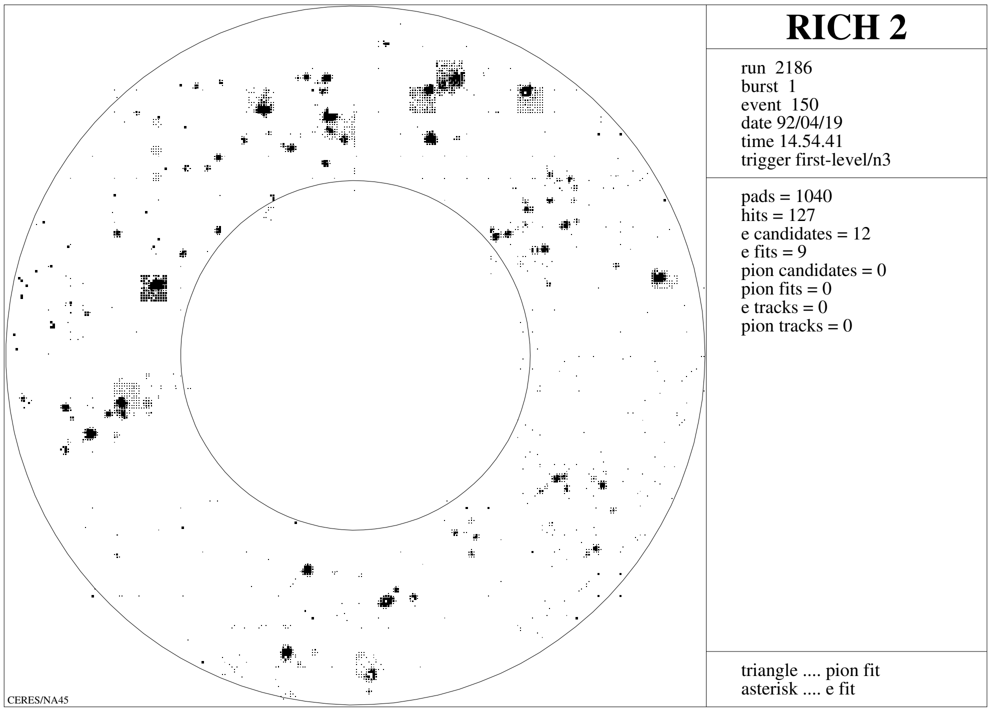


Abbildung 3.2: RICH2-Rohdaten des selben Ereignisses wie in Abb 3.1

3.1 Rohdatenaufbereitung

Vor der eigentlichen Analyse müssen die Rohdaten zunächst von physikalischen und elektronischen Störsignalen gereinigt werden. Physikalische Störungen sind:

- Spuren ionisierender Teilchen, die durch den UV-Detektor fliegen.
- Nachbilder alter Ereignisse, die noch auf dem hochohmigen Widerstand der Drahtverstärkungsstufe vorhanden sind.

Elektronische Störungen sind:

- Nullpunktsschwankungen einzelner Pads, die zum Aufflackern, ohne physikalische Ursache führen.
- Durch lokal hohe Pulshöhen auf mehreren Pads kann der Nullpunkt eines ganzen Moduls verschoben werden.

Die Rejektion dieser Signale erfolgt in zwei Schritten:

1. Da die tatsächlichen UV-Hits eine gaußförmige Ladungsverteilung haben, werden einzelne Pads oder kleine Gruppen von Pads rejiziert, deren Verteilung nicht mit einer gaußförmigen verträglich sind.

2. Es werden große, zusammenhängende Gebiete von aufleuchtenden Pads, auch Cluster genannt, zweimal nacheinander um die Hälfte der mittleren Amplitude des Clusters abgesenkt. Auf diese Art erreicht man eine Rejektion der unphysikalischen Cluster, ohne dabei physikalische Hits zu verlieren.

3.2 Suche nach Ringen

Die Suche nach Ringen in den Ereignissen erfolgt in mehreren Schritten.

Zu Beginn wird mittels Houghtransformation (HT) nach möglichen Ringmittelpunkten (auch Kandidaten genannt) gesucht. Praktisch sieht das so aus, daß man um jedes aufleuchtende Pad einen Ring legt, diese Ringe aufaddiert und in einem eigenen Array abspeichert. Liegen nun mehrere Pads auf einem Ring, so ergibt sich auf diese Art ein Maximum im Ringzentrum. Indem man das Array also nach Maxima absucht, findet man mögliche Ringmittelpunkte. Für Elektronenringe funktioniert diese zweidimensionale Houghtransformation gut, da Elektronenringe alle den selben Radius haben. Bei Pionen hat man jedoch das Problem, daß sie einen variablen Radius haben. Deshalb ist hier eine dreidimensionale HT nötig, mit dem Radius als dritte Variable. Hierauf wird in Kapitel 4 näher eingegangen.

Anschließend wird ein analytischer Fit durchgeführt. Hierbei wird mittels der 'Iterational Linear Regression Method' analytisch ein Ring errechnet, wobei alle Pads innerhalb einer $\pm$ 3 Pads breiten Ringmaske verwendet werden.

Als nächsten Schritt werden in einer Umgebung mit der Größe von 1.5 Čerenkovradien um alle Kandidaten Photonen-Hits rekonstruiert. Dazu wird um jedes Pad eine 3×3 Maske gelegt und der Schwerpunkt der Ladungsverteilung bestimmt. Fällt dieser auf das zentrale Pad, so wird dieses als Hit abgespeichert. Liegt der Schwerpunkt jedoch außerhalb dieses Pads, wird die Maske in Richtung Schwerpunkt verschoben und der Vorgang wiederholt.

Mit den Hitzentren kann man nun einen sogenannten χ^2 - Fit durchführen. Hierbei wird die Funktion

$$\psi^2(x_0, y_0, r_0) = -\frac{1}{N-2}\sum_{i=1}^{N} \exp\left[\frac{(\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2} - r_0)^2}{2\sigma_f^2}\right] \tag{3.1}$$

minimiert, wobei x_0, y_0 die Koordinaten des zu bestimmenden Mittelpunktes sind, r_0 der zu bestimmende Radius, σ_f ist die mittlere Breite der Ladungsverteilung der Photonenhits und x_i, y_i sind die Koordinaten des i'ten von N Hits. Die Funktion stellt ein gaußförmiges Fitpotential dar, das dafür sorgt, daß vom Ring weit entfernte Hits mit immer geringerem Gewicht gewertet werden. Als Startwerte nimmt man die Werte des analytischen Fits.

Kapitel 4

Ringkandidatensuche durch Houghtransformation

Bei der Analyse der RICH-Daten sind die Ringmittelpunkte und im Falle der Pionenringe darüber hinaus auch die Ringradien von vornherein nicht bekannt. Deshalb ist es entscheidend, zu Beginn der Analysekette ein Bildverarbeitungsprogramm zu haben, daß mit möglichst hoher Effizienz ringförmige Muster erkennt und dabei möglichst gut Zufallsringe verwirft. Um Ringe mit variablem Radius zu erkennen, wurde eine dreidimensionale Houghtransformation (HT) entwickelt (Kap. 4.1), zur besseren Verwerfung von Zufallsringen noch eine zweite, nichtlineare HT eingeführt (Kap. 4.2).

4.1 Dreidimensionale Houghtransformation

Aufgabe der Ringkandidatensuche ist es, in den Ereignisse ringförmige Muster zu erkennen. Diese Muster werden durch die Parameter x,y und r vollständig beschrieben, wobei x und y die Koordinaten des Ringmittelpunktes und r den Radius des Rings darstellen.
Eine Hough-Transformation ist eine Transformation vom Datenraum, repräsentiert durch die aufleuchtenden Pads, in den dreidimensionalen Parameterraum der von den drei Ringparametern aufgespannt wird[14]. Das bedeutet, jeder Punkt (x_0,y_0) im Datenraum wird auf eine Hyperebene im Parameterraum abgebildet, die durch die Funktion

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = r^2 \qquad (4.1)$$

beschrieben wird. Jeder Punkt auf dieser Ebene entspricht einem möglichen Ringmittelpunkt mit zugehörigem Radius. Hier handelt es sich bei dieser Ebene um die

Oberfläche eines Kegels. Führt man dies für alle Datenpunkte durch so schneiden sich die Kegelflächen von Datenpunkten die auf einem Ring liegen in einem Punkt. Rastert man nun den Parameterraum, so kann man für jeden Rasterpunkt angeben, wieviele Kegelflächen durch ihn hindurchgehen. Diese Häufigkeitsverteilung ergibt dort ein Maximum, wo sich ein Ringmittelpunkt befindet.
Praktisch wird die Abbildung auf die kegelförmige Hyperfläche durchgeführt indem man um jedes angesprochene Pad mehrere Ringe mit den gewünschten Radien und Breiten legt und diese Ringe dann in einem neuen Feld (Houghfeld) abspeichert. Wobei jeder Ring in seiner eigenen Ebene des den Parameterraum darstellenden Houghfeldes abgespeichert wird, den größten in der obersten Ebene, die anderen der Reihe nach darunter. In Abbildung 4.1 sieht man einen Ring und die dazugehörige Ebene des Houghfeldes.
Zuerst muß man sich aber eine geeignete Rasterung für den Parameterraum suchen. In der x,y-Ebene sind die Daten bereits in Pads unterteilt, es ist naheliegend dies auch im Parameterraum zu verwenden. Da extrem kleine Ringe nicht mehr genügend Photonhits besitzen, um erkennbar zu sein (Gl. 2.12), geht in radialer Richtung der interessierende Bereich von 55 % bis 100 % des asymptotischen Radius, in Pads bedeutet das 8-14.5 (RICH1) und 9-16.4 (RICH2).

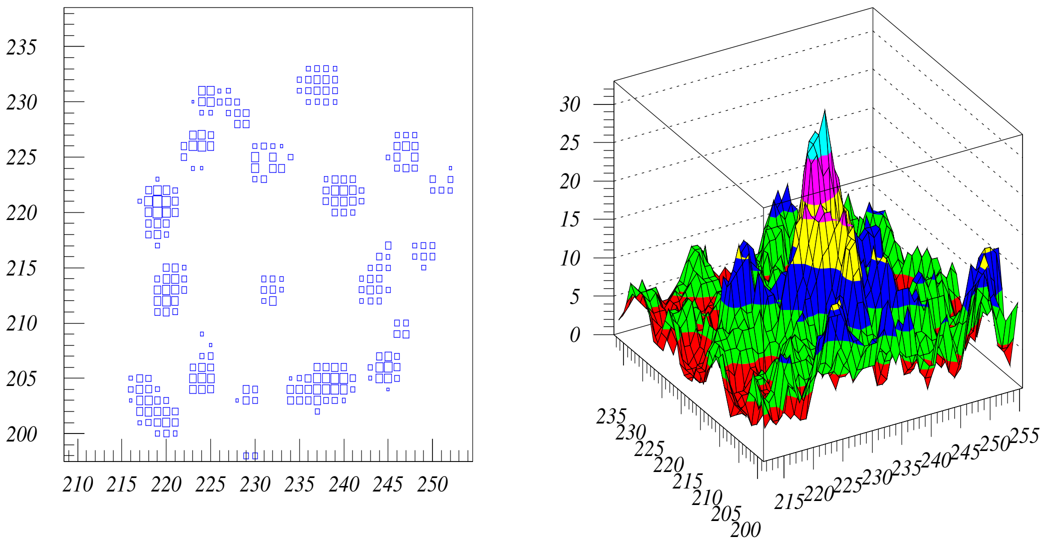


Abbildung 4.1: Ring in RICH1 mit Untergrundhits, rechts die zugehörige Ebene des Houghfeldes. Der große Peak wird von dem Ring verursacht. Daneben entstehen jedoch kleinere Peaks zu denen keine physikalischen Ringe gehören

Optimal wäre hier eine Aufteilung in jeweils 6 Intervalle, die dann ungefähr eine Breite von einem Pad hätten. Je mehr Ringe abgespeichert werden und natürlich auch je breiter diese Ringe sind, desto mehr Rechenzeit benötigen die Algorithmen. Man muß also versuchen, Ringmasken zu finden die eine größtmögliche Ringfindeeffizienz bei möglichst kleinem Rechenaufwand bringen.
Hierfür wurden systematische Untersuchungen mit unterschiedlichen Ringmasken durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, daß man mit 3 Ringen eine ebensogroße Ringfindeeffizienz erreicht wie mit 6 Ringen, bei noch weniger Ringen nimmt die Effizienz dann allerdings stark ab.
Die Genauigkeit mit der sich der Radius des Čerenkovrings bestimmen läßt ist mit 6 Ringen zwar größer, die mit 3 Ringen erreichte Genauigkeit von $\pm$ 1 Pad genügt in diesem Stadium der Analyse jedoch völlig.
Breite, sich überlappende Ringmasken bringen keinen Effizienzgewinn.
Die optimalen Ringmasken bestehen daher sowohl in RICH1 als auch in RICH2 aus drei ein Pad breiten Masken, wobei die Ringradien 95, 80 und 65 % des asymptotischen Radius entsprechen.

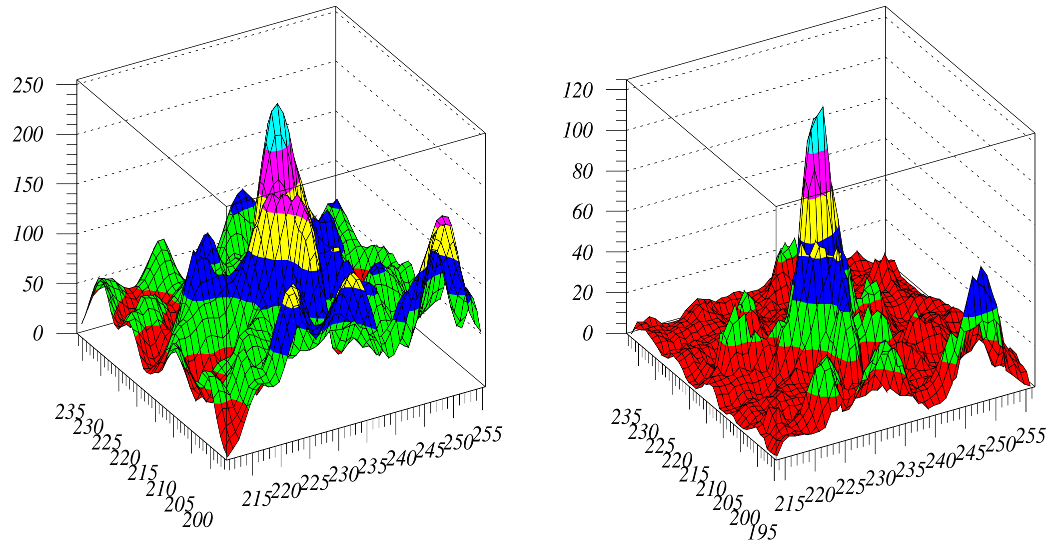


Abbildung 4.2: Houghfeld des Ringes aus Abb 4.1 nach der Aufsummation(links) und nach der zweiten HT. Der Kontrast zwischen den Peaks echter und unechter Ringe ist hier sehr viel deutlicher als nach der ersten HT.

4.2 Zweite nichtlineare Houghtransformation

Das größte Problem bei der Mustererkennung besteht darin, daß durch zufällige Anordnung von Hits Ringe entstehen können die keine physikalische Ursache haben (Fakeringe). Ein eindimensionaler Schnitt auf die Amplitude oder die Breite des Maximums im Houghfeld genügt für die Unterdrückung der Fakeringe den Ansprüchen nicht. Deshalb wird noch eine zweite nichtlineare Hough-Transformation durchgeführt [18].
Zunächst geht man nocheinmal durch den ganzen Parameterraum und in jedem Raster, in dem nach der ersten Transformation die Zahl der durchgehenden Kegel stand, werden nun auch noch die in der selben Ebene stehenden Werte der acht Nachbarraster aufaddiert.

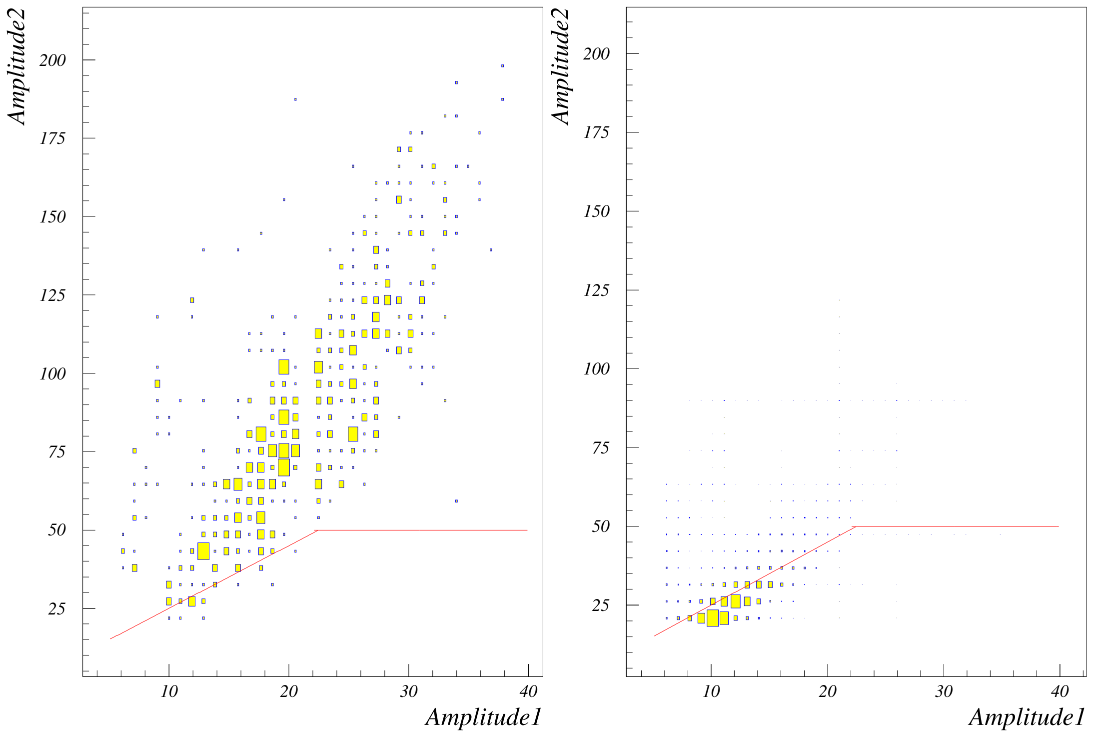


Abbildung 4.3: Amplitudenverteilung nach der zweiten, gegen die nach der ersten Houghtransformation, links Monte-Carlo-Ringe rechts Fakeringe. Die Linie stellt den zweidimensionalen Schnitt dar.

Hiermit erreicht man eine Glättung des Houghfeldes (Abb. 4.2). Danach wird dann die zweite HT durchgeführt:
Sie funktioniert im Prinzip genauso wie die Erste, mit dem Unterschied, daß man für jedes Pad eines Maskenrings ein eigenes Gewicht berrechnet mit dem dieses dann in den Rastern des zweiten Houghfeld abgespeichert wird. Bei der ersten HT war dieses Gewicht noch für alle Pads einheitlich 1.
Um dieses Gewicht zu berechnen legt man zunächst den zu einem Pad im Datenraum gehörenden Maskenring nocheinmal in das vorhandene Houghfeld, das durch die erste HT und die Aufsummation erzeugt wurde. Nach der Formel

$$g_i = \frac{n_i}{\sum_{j=1}^{Maskenring} n_j} \tag{4.2}$$

berechnet man dann das Gewicht für das i-te Pad auf dem Maskenring. n_i ist dabei der Wert des Houghfeldes nach der Aufsummation, an dem Ort auf dem das i-te Pad liegt. Im Nenner wird über alle Pads des Maskenrings summiert, wobei wiederum n_j der Wert des Houghfeldes nach der Aufsummation, am Ort des j-ten Pads, ist. Jedes Pad auf einem Maskenring hat somit ein eigenes Gewicht. Mit diesen Gewichten werden dann die Maskenringe in die Raster des zweite Houghfeld gelegt.
Die Idee bei dieser Gewichtung ist die, daß Pads die zu vielen unterschiedlichen Ringkandidaten gehören könnten, deren Summe über den zugehörigen Maskenring also groß ist, wahrscheinlich zu Zufallsringen gehören und deshalb mit einem geringeren Gewicht gezählt werden.
In Abbildung 4.2 sieht man das Houghfeld des Ringes von Abbildung 4.1 nach der Aufsummation der Nachbarpads sowie nach der zweiten HT. Vergleicht man die Houghfelder nach der ersten und zweiten HT so sieht man, daß der Peak der zu dem Ring gehört stark ansteigt, während die anderen kleineren Peaks, die Fakeringe darstellen, noch kleiner werden.
Bei der Suche nach Ringzentren, sucht man nach lokalen Maxima im zweiten Houghfeld. Hat man ein Maximum gefunden, vergleicht man an dieser Stelle die Amplitude im zweiten Houghfeld mit der im ersten. In Abbildung 4.3 sind die Amplituden nach der zweiten HT gegen die nach der ersten aufgetragen. Hierfür wurden Pion Monte-Carlo-Ringe erzeugt und auf Rohdatenereignisse gelegt. Das linke Bild stellt die Verteilung der gefundenen Monte-Carlo-Ringe dar, das rechte Bild die übrigen in den Ereignissen gefundenen Ringe. In diesem Stadium der Analyse findet man ungefähr 40 Kandidaten pro Ereignis. Tatsächlich erwartet man aber nicht mehr als vier echte Ringe pro Ereignis, d.h. über 90% der im rechten Bild befindlichen Ringe sind Fakeringe. Deshalb muß man den Schnitt so ansetzen, daß man möglichst wenig Ringe des zum linken Bild gehörenden Datensatzes verliert und dabei dennoch möglichst viele Fakeringe wegschneidet. Die eingezeichnete Linie stellt diesen Schnitt dar.
Auf diese Art erreicht man eine bessere Rejektion von Fakeringen, bei gleichzeitig höherer Ringfindeeffizienz. Insbesondere bei Ereignissen hoher Multiplizität ist die

Effizienz höher als durch einfache Houghtransformation wie Abb. 4.4 verdeutlicht. Hierfür wurde ein Kandidatenprogramm mit nur einfacher HT zur Erkennung von Elektronenringen mit einem Programm mit der zweiten HT verglichen. Bei der einfachen HT nimmt die Ringfindeeffizienz mit der Multiplizität um circa 20 % ab, bei der zweifachen dagegen nur um circa 5 %. Außerdem sorgt die zweite HT für eine Verringerung der Fakeringe von 16 auf 12 pro Ereignis bei mittlerer Multiplizität.

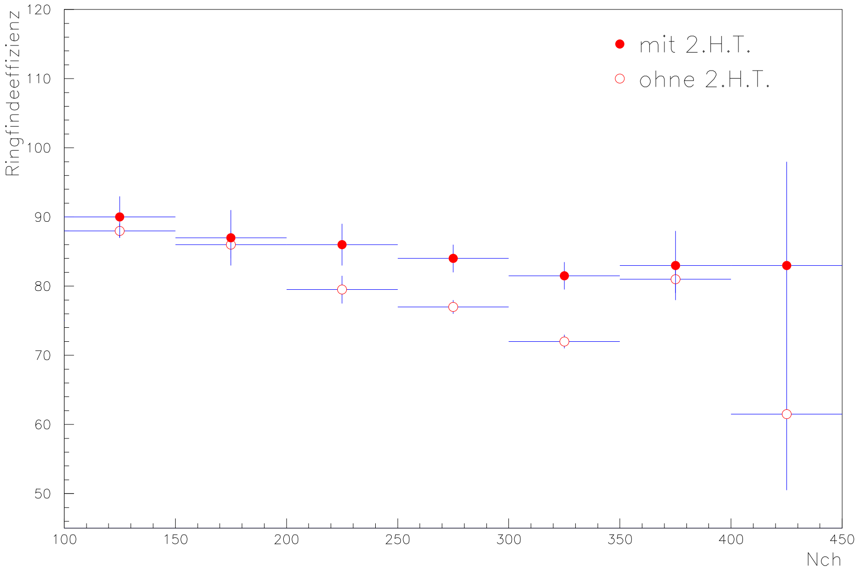


Abbildung 4.4: Vergleich der Ringfindeeffizienz von Elektronringen mit der zweiten Houghtransformation (12 unphysikalische Ringe pro Ereignis) und ohne (16) in Abhängigkeit von der Multiplizität.

Kapitel 5

Korrekturfunktionen

Nachdem man mit Hilfe der in den Kapiteln 3. und 4. beschriebenen Analyseschritte in den beiden RICH-Ereignissen Ringe rekonstruiert hat, sucht man nach Spuren von Pionen. Diese zeichnen sich dadurch aus, daß sich in beiden Detektoren an der selben Position, unter nur kleiner azimutaler Verschiebung durch die Ablenkung im Magnetfeld, sich jeweils ein Ring befindet. Dabei müssen beide Ringradien entsprechend Gl. 2.7 dem selben Impuls entsprechen.
Durch Schnitte auf die Qualität der Ringe, die Übereinstimmung der Positionen sowie die Ringradiuskorrelation lassen sich Pionenspuren von Zufallsspuren separieren. Da Elektronen im Magnetfeld sehr viel stärker abgelenkt werden, lassen sich Elektronenspuren durch einen Schnitt auf die azimutale Ablenkung im Magnetfeld von Pionenspuren unterscheiden.
Da man bei der ersten Rekonstruktion von Pionspuren möglichst wenig Effizienzverluste erleiden möchte, werden alle diese Schnitte nur sehr vorsichtig vorgenommen. Zwangsläufig hat man dann allerdings in dem Datensatz von $1.3 \cdot 10^6$ Spuren aus $3 \cdot 10^6$ Ereignissen eine große Zahl von Spuren die nicht von Pionen verursacht werden. Um daraus ein glaubhaftes Pion-Transversalimpulsspektrum zu erhalten, sind noch zwei Dinge zu tun:

1. Man muß den Datensatz von Untergrundspuren befreien. Verursacht werden diese zum einen durch zufällige Anordnungen von Hits zu einem Ring ohne physikalische Ursache der sich dann mit einem echten Ring des anderen Detektors zu einer Spur verbindet (Kap.5.1), zum anderen durch Spuren von Elektronen/Positronen (Kap.5.2).

2. Man muß die Effizienz ein Pion zu erkennen in Abhängigkeit von seinem Transversalimpuls bestimmen um damit dann das Spektrum zu korrigieren (Kap.5.3).

5.1 Unphysikalischer Untergrund

Unphysikalische Untergrundspuren entstehen insbesondere in Regionen hoher Hitdichte, wenn sich Hits zufällig zu Ringen zusammenfinden und dieser Ring sich dann mit einem Ring im anderen Rich Detektor zu einer Spur verbindet. Um die Eigenschaften von diesen zu untersuchen, erzeugt man sich Untergrundspuren indem man RICH1-Daten zusammen mit den RICH2-Daten eines *anderen* Ereignisses analysiert, wobei beide Ereignisse ungefähr die selbe Multiplizität ($\pm$ 10 geladene Teilchen pro Rapiditätseinheit) besitzen mußten. Dies ist aufgrund der zu erwartenden Multiplizitätsabhängigkeit des unphysikalischen Untergrundes wichtig. Außerdem wurde darauf geachtet, daß die Multiplizitätsverteilung dieser gemixten Ereignisse mit der Verteilung der richtigen Ereignisse identisch ist. In einem solchermaßen zusammengewürfelten Ereignis sind keine Spuren physikalischen Ursprungs zu finden, findet man doch eine Spur so ist es eine der Untergrundspuren. Dies wurde mit einer ausreichenden Zahl von Ereignissen durchgeführt,

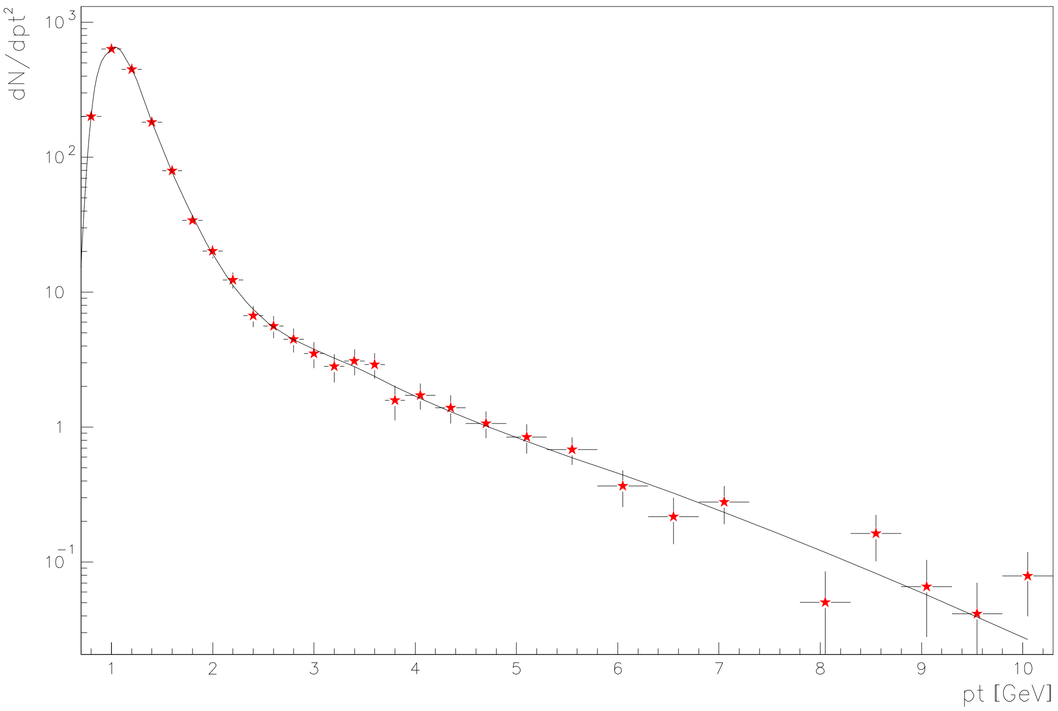


Abbildung 5.1: Transversalimpulsverteilung von unphysikalischem Untergrund. Die Linie stellt das geglättete Spektrum dar.

so daß man eine gute Statistik hatte, um deren Eigenschaften zu untersuchen. Aufgrund dieser Eigenschaften wurden folgende Schnitte zur Verwerfung dieses Untergrundes eingeführt:

1. Ein echte Spur sollte in beiden Detektoren die selbe radiale Position einnehmen. Deshalb werden nur solche akzeptiert, die eine radiale Abweichung von weniger als 4 mrad haben. Dies entspricht einem 3 σ Schnitt auf die radiale Korrelation von Spuren mit mehr als 11 Hits pro Ring. Für die azimutale Position wird ein ähnlicher Schnitt unter Berücksichtigung der Ablenkung im Magnetfeld gemacht (Abb. 5.2).

2. Da Fakes häufig in Regionen hoher Hitdichte vorkommen, werden Ringe verworfen, die eine geringere Hitdichte haben als die Umgebung direkt um den Ring.

3. Für beide Ringe der Spur wird unabhängig voneinander γ berechnet. Weichen diese beiden Werte mehr als 3 σ voneinander ab, so wird die Spur verworfen.

Trotz dieser Schnitte können natürlich nicht alle Zufallsspuren verworfen werden. Deshalb mißt man die spektrale $p_\perp$-Verteilung dieses unphysikalischen Untergrundes und zieht diese dann von dem Datenspektrum ab. Dazu wurden $3.1 \cdot 10^5$ der oben beschriebenen gemixten Ereignisse analysiert und nach allen Schnitten wurde das in Abb. 5.1 gezeigte Spektrum ermittelt. Auffallend an diesem Spektrum ist das plötzliche Abflachen bei pt $\simeq 2.5$. Eine Erklärung hierfür ist, daß die von Elektronenringen mitverursachten Zufallsspuren alle bei großen Transversalimpulsen liegen. Da die gemixten Ereignisse die selbe Multiplizitätsverteilung aufweisen wie die echten, lassen sie sich leicht auf $3 \cdot 10^6$ Ereignisse normieren.
Die Zahl der unphysikalischen Zufallsspuren ist natürlich stark von der Multiplizität abhängig. So verbleibt in 200 Ereignissen niedriger Multiplizität (dN/dy $\simeq 70$) durchschnittlich eine Zufallsspur, bei hoher Teilchendichte (dN/dy $\simeq 170$) in 60 Ereignissen eine. Die Form der Verteilung in Abhängigkeit von der Multiplizität läßt sich aufgrund der begrenzten Statistik nur bis $p_\perp = 3.5$ zuverlässig überprüfen und ist innerhalb der statistischen Fehler multiplizitätsunabhängig.

5.2 Physikalischer Untergrund

Unter physikalischem Untergrund versteht man Spuren von Elektronen/Positronen, die fälschlicherweise als Pionen identifiziert werden. Da die meisten von Pionen verursachten Ringe einen Radius haben der kleiner als der asymptotische ist, lassen sie sich auf diese Art und Weise von den Elektronen/Positronen trennen. Problematisch wird es nur bei den Pionen, die in den Bereich asymptotischer Radien kommen. Grundsätzlich gibt es aber auch hier eine Unterscheidungsmöglichkeit. Da die Elektronen/Positronen sehr viel leichter sind als die Pionen, werden sie bei gleichem γ(= gleicher Radius) im Magnetfeld stärker abgelenkt. Verdeutlicht wird dies in Abb 5.2, in der die Ablenkung aller gefundenen Spuren im Magnetfeld gegen den Radius in RICH2 aufgetragen ist.

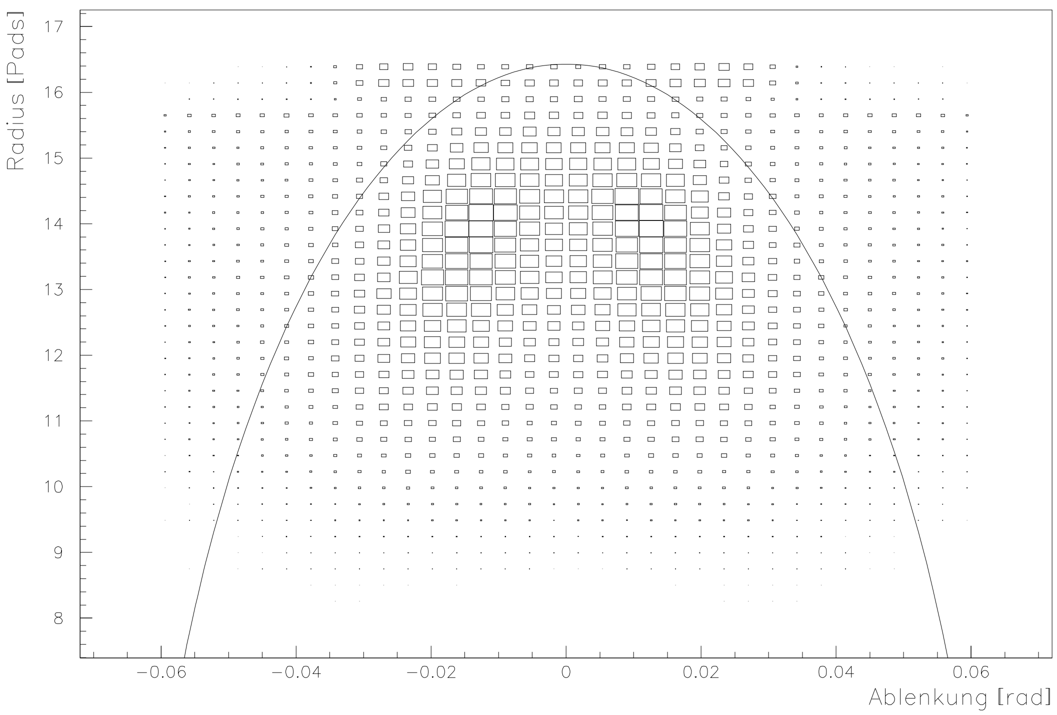


Abbildung 5.2: Radius in RICH2 gegen die azimutale Ablenkung, für die aus den Daten rekonstruierten Spuren. Das Band bei Radius$\simeq$16 wird durch Elektronen/Positronen verursacht. Die eingezeichnete Linie stellt den Schnitt dar mit dem diese unterdrückt werden.

Die eingezeichnete Linie stellt den Schnitt dar mit dem die Elektronen unterdrückt werden. Dieser Schnitt wurde zusammen mit den in Kap. 5.1 beschriebenen Schnitten so optimiert, daß das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis des Datensatzes möglichst günstig ist. In Abb. 5.3 finden sich dieselben Diagramme, wie sie sich aus Monte-Carlo-Simulationen für Pionen und Elektronen/Positronen ergeben. Hier wird deutlich, daß man niemals alle Leptonen aus dem Datensatz wegschneiden kann. Deshalb muß man hier genauso wie bei dem unphysikalischen Untergrund versuchen den Anteil des Transversalimpulsspektrums, der von den Leptonen verursacht wird abzuziehen. Hierzu wurden mit Hilfe eines „Generators" e^+e^--Paare erzeugt. Dieser berechnet, mittels bereits gemessener Impulsverteilungen sämtlicher Mesonen sowie den Wirkungsquerschnitten für deren Dalitz-Zerfälle, eine realistische Impulsverteilung für Elektronen/Positronen. Mit Hilfe der Multiplizität lassen sich diese dann absolut den Daten anpassen. Diese Paare wurden dann mit Hilfe eines Monte Carlo Programms in Ringe umgewandelt, die dann wiederum auf Rohdatenereignisse gewürfelt wurden. Anschließend wurde auf diese Ereignisse die Analyse nebst aller Schnitte angewendet.

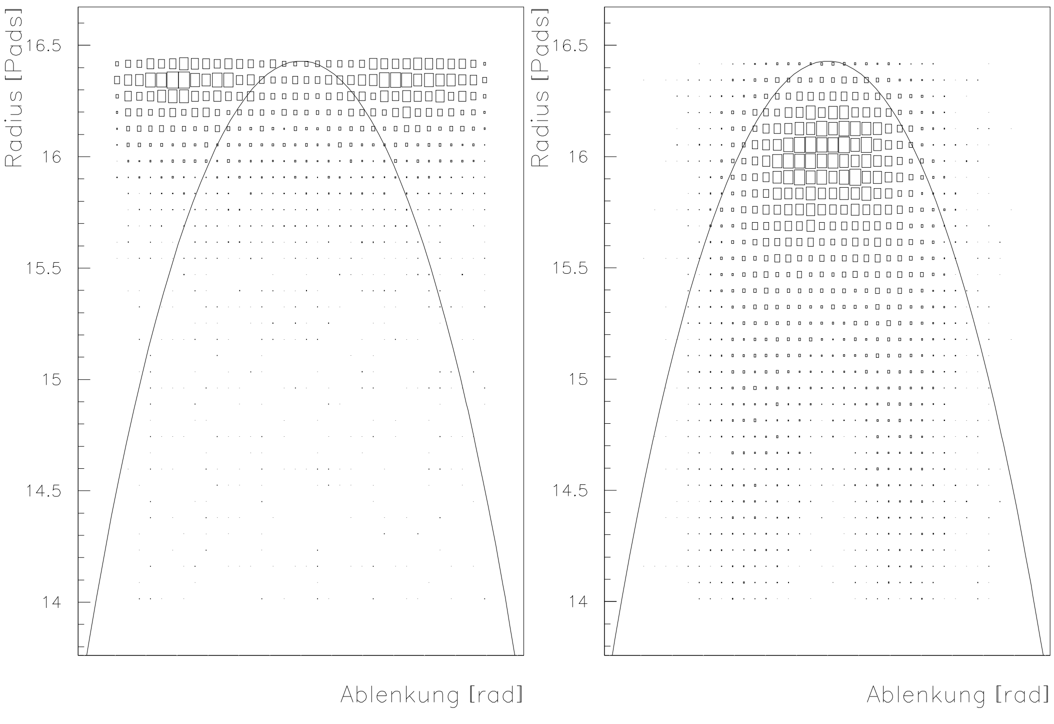


Abbildung 5.3: Radius in RICH2 gegen die azimutale Ablenkung. Links Monte-Carlo-Elektronen, rechts Monte-Carlo-Pionen.

Auf diese Art ließ sich der Anteil der Elektronen die allen Schnitten trotzten zu

$7.7 \cdot 10^{-5}$ pro Elektron bestimmen. Ebenfalls mit dem „Generator“ läßt sich die Gesamtzahl von Elektronen/Positronen aus allen mesonischen Zerfällen zu $3.56 \cdot 10^6$ in $3 \cdot 10^6$ Ereignissen bestimmen. Die Zahl der e^+e^--Paare aus Konversionen im Verhältnis zu e^+e^--Paaren aus mesonischen Zerfällen läßt sich mit der Formel

$$\frac{N_e(Konv)}{N_e(\pi_0 - Dal)} = \frac{dN_\gamma}{dN_{\pi 0}} \cdot \frac{7}{9} \cdot \frac{X}{X_0} \cdot \frac{1}{BR_{\pi_0 - Dal}} = 3.35 \tag{5.1}$$

berechnen. Wobei das Verhältnis $\frac{dN_\gamma}{dN_{\pi 0}} = 0.44$, die Strahlungslänge $\frac{X}{X_0} = 2.29\%$ und das Verzweigungsverhältnis $BR_{\pi_0 - Dal} = 1.198\%$ beträgt [15]. Die Gesamtzahl der Spuren die von Elektronen/Positronen verursacht werden beträgt also $3.56 \cdot 10^6 \times (1 + 3.35) \times 7.7 \cdot 10^{-5} = 1190 \pm 60$. Die spektrale $p_\perp$-Verteilung dieser Spuren ist in Abb. 5.4 zu sehen. Auch hier ändert sich die Form der Verteilung nicht mit der Multiplizität. Da die Zahl der Elektronen pro Ereignis linear mit der Multiplizität ansteigt, nimmt die Zahl der verbleibenden physikalischen Untergrundspuren ebenfalls zu.

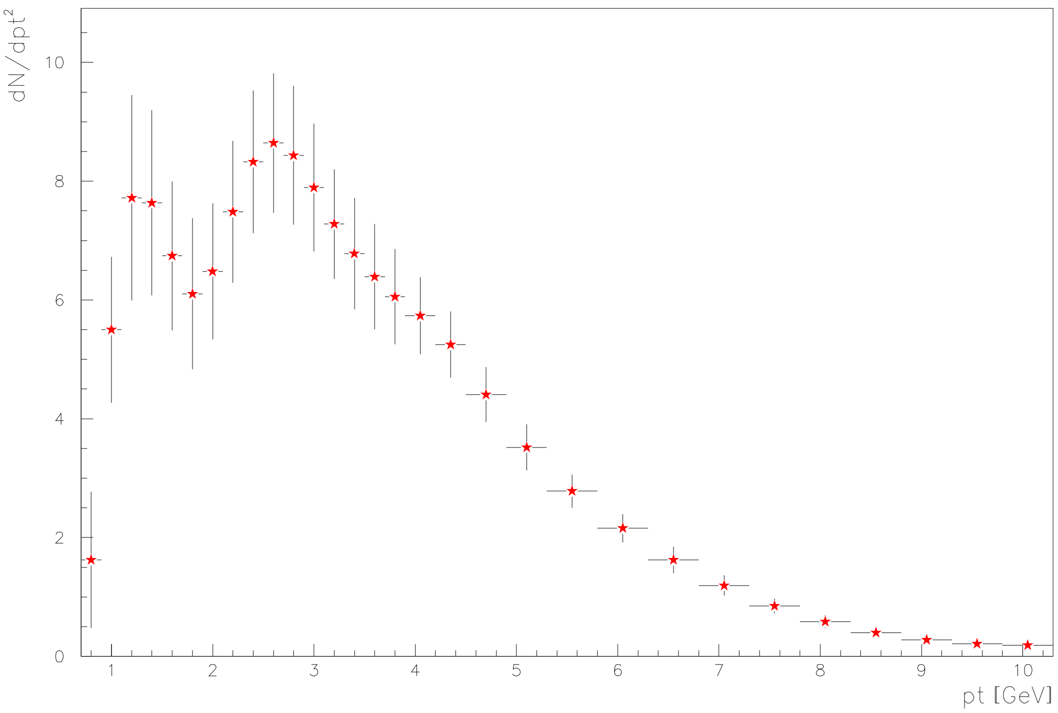


Abbildung 5.4: Transversalimpulsverteilung von Monte Carlo Elektronen/Positronen die fälschlicherweise als Pionen erkannt wurden.

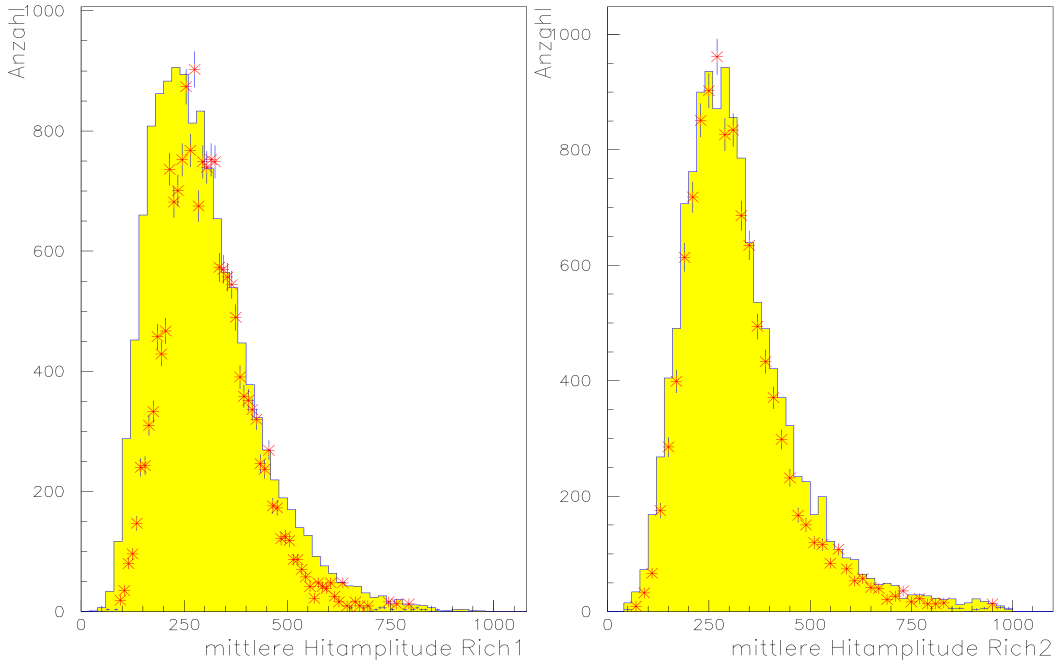


Abbildung 5.5: Vergleich der mittlerer Hitamplitude zwischen Daten(durchgezogene Linie) und Monte Carlo.

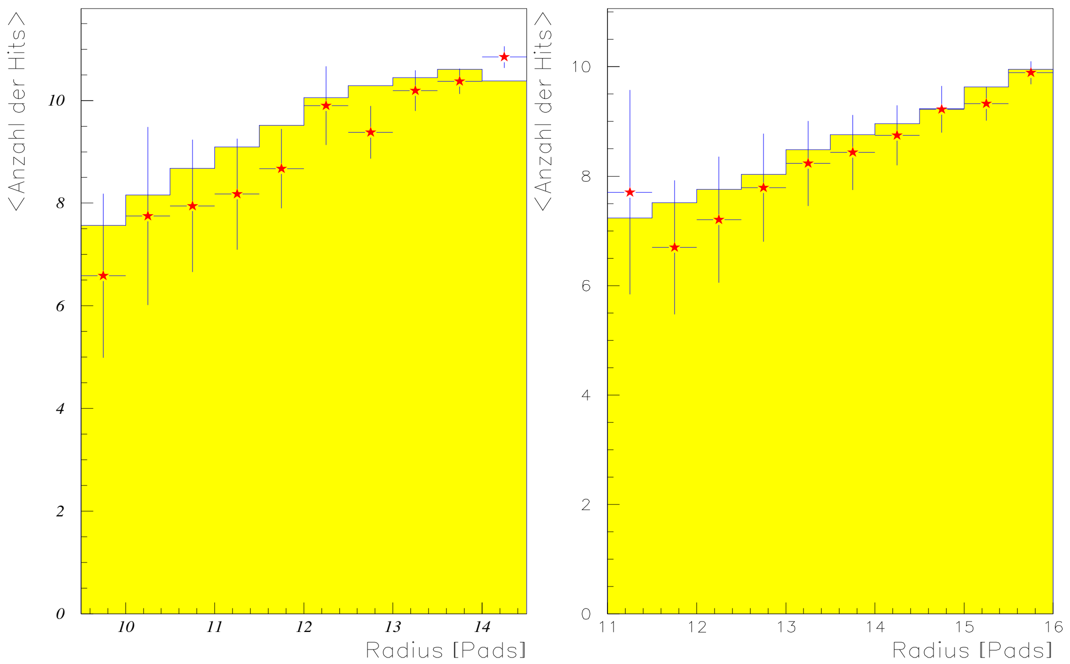


Abbildung 5.6: Vergleich der mittleren Zahl der Hits in Abhängigkeit vom Ringradius zwischen Daten(durchgezogene Linie) und Monte-Carlo. Links RICH1, rechts RICH2.

5.3 $p_\perp$-Korrekturfunktion durch Monte-Carlo-Simulation

Da sowohl die Zahl der Photonen pro Pionenring (siehe Gl.2.12), sowie die Impulsauflösung, als auch die Qualitätsschnitte, mit denen man den Untergrund unterdrückt vom Impuls abhängen, ist es klar, daß das Impuls- und damit auch das Transversalimpulsspektrum verfälscht wird. Deshalb muß man mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen diesen Effekt korrigieren [13].
Dazu erzeugt man Pionenringe, die möglichst alle Eigenschaften eines Natürlichen aufweisen, in der Hauptsache: Breite und Amplitude der Photonhits, Streuung der Hits um den Ring sowie die impulsabhängigen Größen Anzahl der Hits, Ringradius und Winkeldrehung. In Abb. 5.5 ist die Verteilung der Photonen-Hitamplituden, in Abb. 5.6 die Zahl der Photonenhits pro Ring in Abhängigkeit vom Ringradius, jeweils im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo zu sehen. Die Übereinstimmung der Hitamplituden in RICH2 ist hervorragend und in RICH1 zwar nicht mehr so gut, jedoch immer noch zufriedenstellend. Die Abhängigkeit der Hitzahlen vom Ringradius wird ebenfalls innerhalb der statistischen Fehler gut beschrieben. Diese simulierten Ringe werden dann auf die Rohdatenereignisse gelegt. Hierbei muß man darauf achten, daß die Monte-Carlo-Pionen eine naturgetreue Rapiditäts und Impulsverteilung (gleichbedeutend mit einer naturgetreuen Transversalimpulsverteilung) haben. Hierzu beginnt man mit einem weiß verteil-

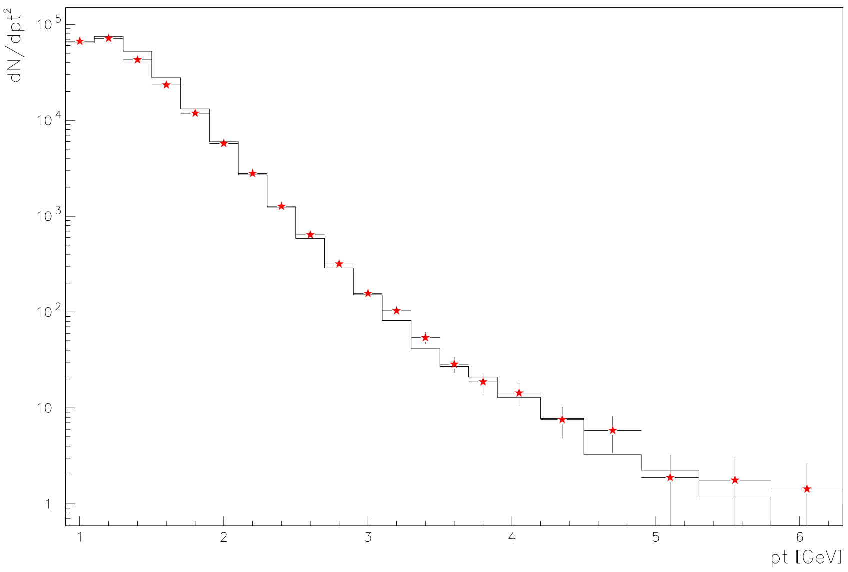


Abbildung 5.7: Vergleich der unkorrigierten $p_\perp$-Verteilung von Daten (durchgezogene Linie) und Monte-Carlo.

ten Rapiditäts- und Impulsspektrum. Diese Ereignisse werden dann mit den selben Analysealgorithmen ausgewertet wie zuvor schon die Rohdaten. Danach vergleicht man das gemessene Datenspektrum, abzüglich der in Kap. 5.1 u. 5.2 beschriebenen Korrekturen, mit dem simulierten Spektrum und verändert jetzt die Eingangsverteilungen so, daß sich diese beiden Spektren angleichen. Durch mehrmaliges Wiederholen dieses Vorgangs erreicht man eine fast völlige Übereinstimmung (Abb. 5.7). Durch Vergleich der erzeugten Monte-Carlo-Transversalimpulsverteilung mit der gemessenen, läßt sich dann die gewünschte Korrekturfunktion bestimmen (Abb 5.8). Genauer gesagt, berrechnet sie sich durch Division der Eingangs- durch die Ausgangsverteilung. Der aus dem Radius bestimmte Impuls stimmt natürlich nicht exakt mit dem Monte-Carlo-Impuls überein sondern ist um diesen gaußverteilt, wobei die Breite dieser Gaußverteilung mit dem Impuls zunimmt. Bei einer exponentiellen Verteilung wie der $p_\perp$-Verteilung hat dies zur Folge, daß das gemessene Spektrum flacher ist als das Tatsächliche. Aus diesem Grund steigt die Korrekturfunktion bei großem $p_\perp$ auf Werte über 1, wodurch dieser Effekt ausgeglichen wird. Das starke Abfallen der Korrekturfunktion für $p_\perp$ < 2 GeV wird zum einen durch die Impulsabhängigkeit der Photonenzahl pro Ring (Gl. 2.12) verursacht, zum anderen dadurch, daß Pionen mit $p_\perp < 1.5$ nicht mehr in der gesamten Detektorakzeptanz nachweisbar sind. Die Form dieser Funktion ist unabhängig von der Multiplizität, sie ändert jedoch ihre Absolutwerte, wie die gestrichelten Linien in Abb. 5.8 andeuten, die obere gilt für $dN_{ch}/dy = 50$ die untere für $dN_{ch}/dy = 170$.

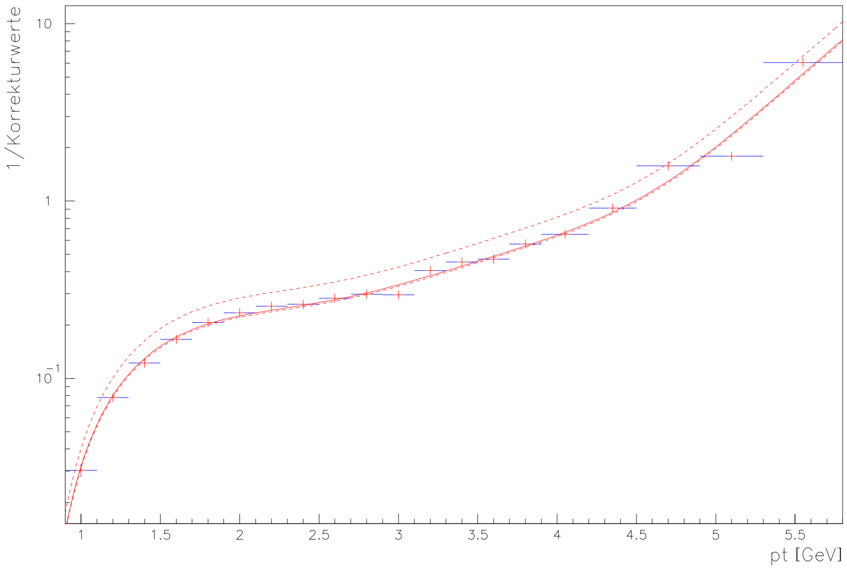


Abbildung 5.8: Korrekturfunktion, der Anstieg auf Werte über 1 bei hohem $p_\perp$ wird durch die schlechter werdende Impulsauflösung verursacht, der Abfall durch die geringe Zahl von emittierten Photonen für Pionen mit kleinem Impuls. Die durchgezogene Linie stellt die geglättete Funktion dar, die gestrichelten deuten die Änderung dieser Funktion mit der Multiplizität an.

Kapitel 6

Transversalimpulsspektren

Mit Hilfe der in den beiden vorhergehenden Kapiteln besprochenen Korrekturfunktionen läßt sich nun das Transversalimpulsspektrum erstellen. In Kap. 6.1 wird dies beschrieben sowie die Form der Verteilung diskutiert. In Kap. 6.2 wird dann die Multiplizitätsabhängigkeit untersucht und in den folgenden Kapiteln Vergleiche mit änlichen Experimenten sowie Monte-Carlo-Simulationen gezogen. Angegeben wird stets der invariante Wirkungsquerschnitt

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \frac{1}{p_\perp}\frac{dN}{dp_\perp}, \tag{6.1}$$

im konstanten Pseudorapiditätsbereich $2.05 < \eta < 2.75$.

6.1 Korrigiertes Transversalimpulsspektrum

In Abb. 6.1 sieht man das Daten-$p_\perp$-Spektrum zusammen mit den dazugehörigen Untergrundspektren aus den Abbildungen 5.1 und 5.4, normiert auf 3 Mio Ereignisse. Wenn man den Untergrund richtig beschrieben hat und auch die Normierung korrekt durchgeführt wurde, sollten das Untergrund- und das Datenspektrum bei großen Transversalimpulsen ineinander übergehen. Tatsächlich ist dies ab einem $p_\perp$ von 6 GeV der Fall. Im unteren Teil von Abb. 6.1 ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit vom Transversalimpuls aufgetragen. Bis zu einem $p_\perp$ = 5.8 GeV ist ein Signal sichtbar, weshalb die folgenden Verteilungen bis zu diesem Wert gezeigt werden, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist an dieser Stelle mit 1:9 allerdings bereits sehr schlecht. In Abb. 6.2 wird dann das Pion-$p_\perp$-Spektrum, nach dem Abzug des Untergrundes, gezeigt. Dieses muß noch mit der Korrekturfunktion aus Abb. 5.8 korrigiert werden. Dieses korrigierte Spektrum ist im unteren Teil von Abb. 6.2 zu sehen.Auf der y-Achse aufgetragen ist dabei die Zahl der geladenen Pionen pro Rapiditätseinheit, pro 100 MeV $p_\perp$- Bin, pro Ereignis.

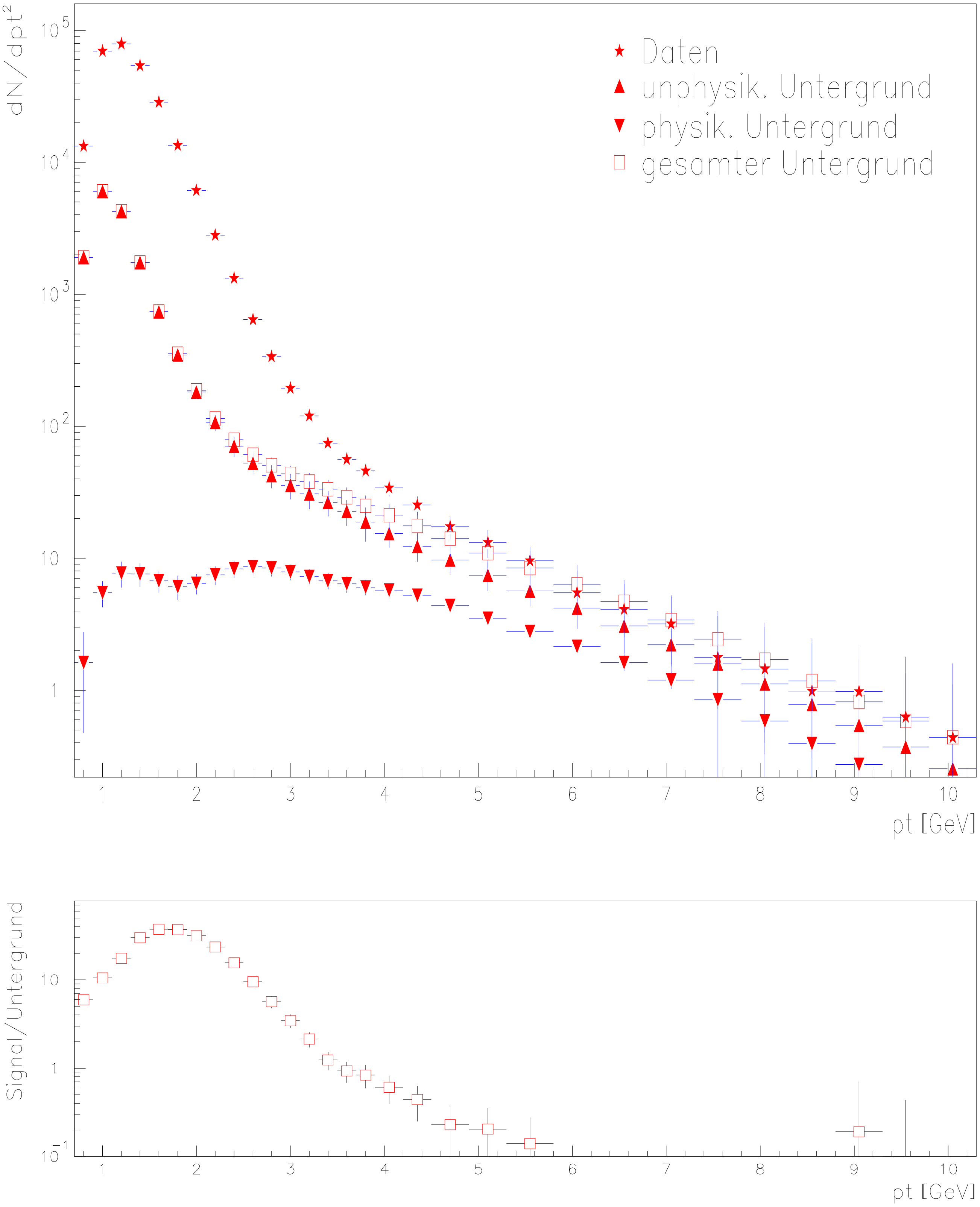
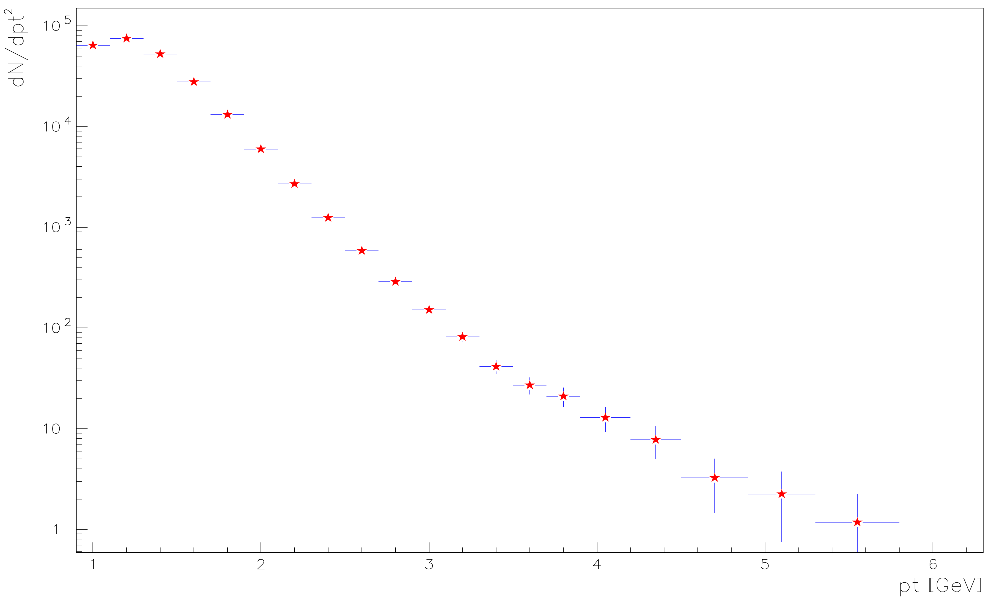


Abbildung 6.1: Vergleich des Daten-Transversalimpulsspektrums mit dem des unphysikalischen Untergrundes, des physikalischen Untergrundes sowie der Summe aus beiden. Unten ist das Verhältnis des Signals zum gesamten Untergrund in Abhängigkeit von $p_\perp$ dargestellt.



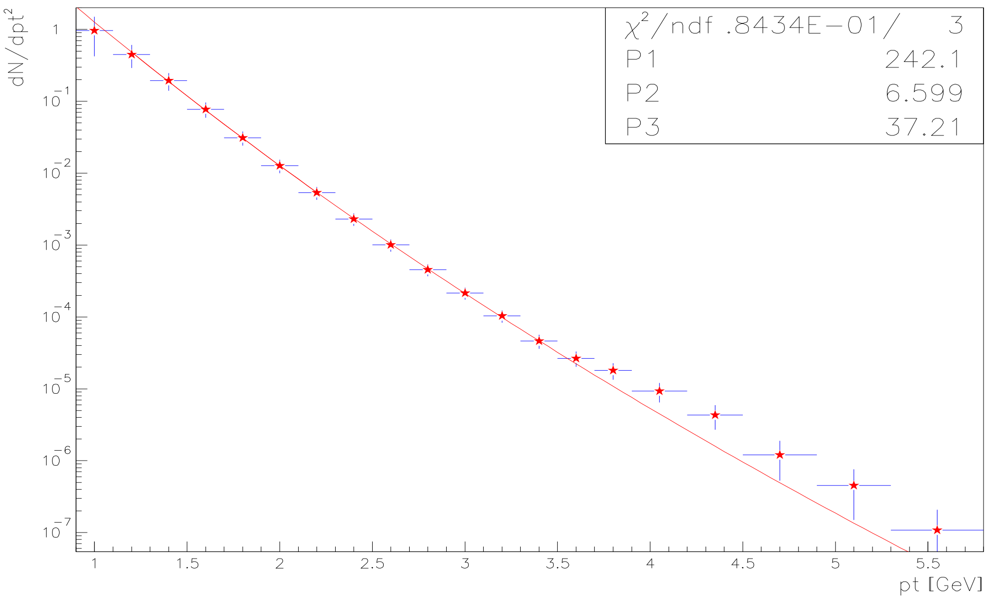


Abbildung 6.2: Transversalimpulsspektrum nach Abzug des Untergrundes (oben) und effizienzkorrigiertes Transversalimpulsspektrum. Diesem Spektrum angepaßt wurde die Funktion $P1(\frac{P2}{p_\perp+P2})^{P3}$. Auf der y-Achse aufgetragen ist die Zahl der geladenen Pionen pro Rapiditätseinheit, pro 100 MeV $p_\perp$-Bin, pro Ereignis.

Eine Tabelle mit den Wirkungsquerschnitten befindet sich in Anhang B. Die eingezeichnete Linie stellt eine Parametrisierung mit Gl. 1.2 dar. Diese für pp-Kollisionen entwickelte Funktion wurde in einem Bereich (1.2-2.2 GeV) angepaßt, in dem Kern-Kern-Spektren noch mit Proton-Proton-Spektren identisch sind (siehe Abb.6.5) . Mit Hilfe von Gl. 1.3 läßt sich nun der Steigungsparameter des Systems bestimmen: T = 175 $\pm$ 30 MeV. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem anderer Experimente, z.B. WA80, die 173 MeV [19] für zentrale Kollisionen messen.

6.2 Multiplizitätsabhängigkeit

In der Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von der Multiplizität ist möglicherweise das Signal eines Phasenüberganges zu beobachten. Deshalb ist es interessant die $p_\perp$-Spektren bei unterschiedlichen Multiplizitäten miteinander zu vergleichen, sowie den mittleren Transversalimpuls in Abhängigkeit der im Siliziumpaddetektor gemessenen Multiplizitätsdichte zu untersuchen.

Dazu wurde die gesamte Analyse gesondert für Ereignisse hoher ($dN_{ch}/dy > 160$)

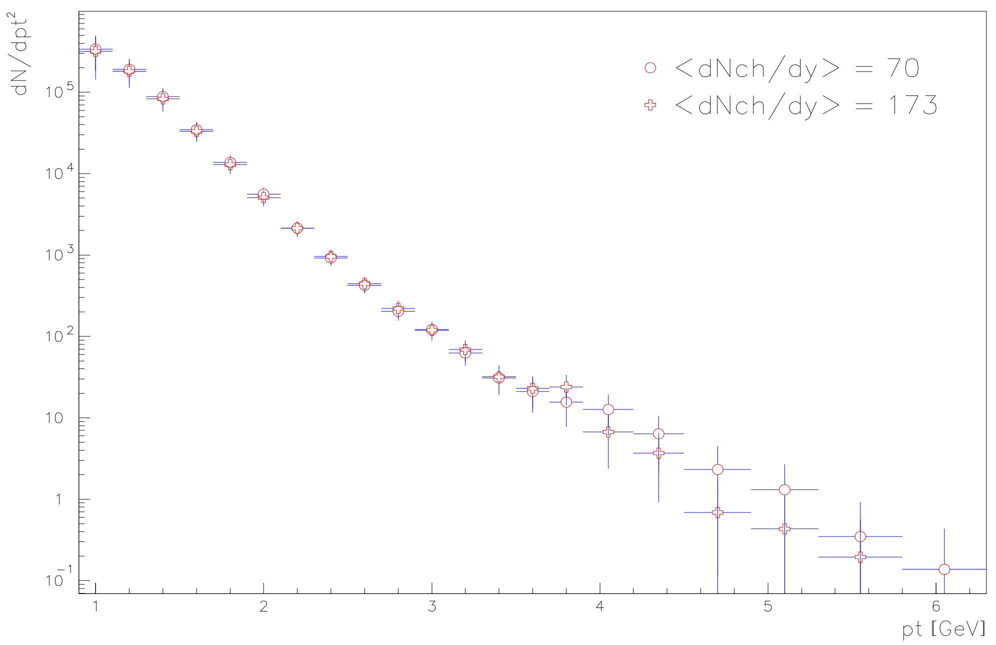


Abbildung 6.3: Vergleich der Transversalimpulsspektren bei unterschiedlichen Multiplizitäten.

sowie niedriger Multiplizität ($dN_{ch}/dy < 120$) nochmals durchgeführt. Wie bereits in Kap. 5 erwähnt, ändern sich die Formen der Korrekturfunktionen innerhalb der statistischen Fehler nicht mit der Multiplizität, die Absolutwerte dagegen schon. Somit wurden die Formen der in Kap. 5 beschriebenen Funktionen übernommen, ihre Absolutwerte aber mit der Multiplizität, der Zahl der Ereignisse, sowie der von der Multiplizität abhängigen Zahl der Elektronen neu normiert. In Abb. 6.3 ist das Ergebnis zu sehen. Innerhalb der statistischen Fehler ist keine Änderung der Verteilungen zu beobachten. Zwar scheinen die Verteilungen über 4 GeV systematisch voneinander abzuweichen, dies kann jedoch auch darauf beruhen, daß aufgrund der begrenzten Statistik der Untergrund doch nicht ganz richtig beschrieben wird und da in diesem Bereich das Signal/Untergrund Verhältnis ungefähr 1:10 beträgt, macht sich ein solcher Fehler stark bemerkbar. Um hier eine genauere Aussage machen zu können, müßte man die Zahl der analysierten *gemixten* Ereignisse stark erhöhen.

Um die Änderung des mittleren Transversalimpulses mit der Multiplizität zu un-

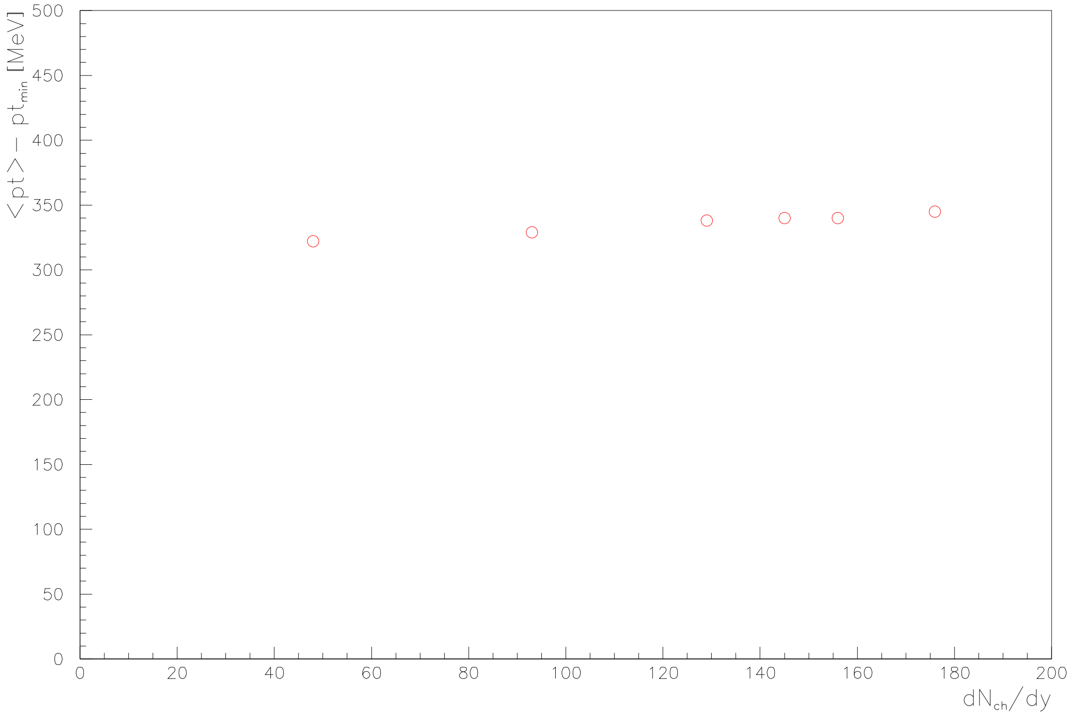


Abbildung 6.4: Mittlerer Transversalimpulses (im Intervall 1.1 GeV < $p_\perp$ <4.9 GeV), abzüglich der unteren Schwelle, in Abhängigkeit von der Multiplizität.

tersuchen, wurden die Daten in 6 Multiplizitätsfenster unterteilt, für jedes die oben beschriebene Prozedur vollzogen und anschließend der mittlere Transversalimpuls im Intervall 1.1 GeV < $p_\perp$ <4.9 GeV bestimmt. Der mittlere Transversalimpuls, abzüglich der unteren Schwelle des Intervalls, in Abhängigkeit von der Muktiplizität ist in Abb. 6.4 zu sehen. Zu beobachten ist ein linearer Anstieg um circa 7 %. Inwieweit dies von systematischen Fehlern beeinflußt wird muß noch untersucht werden. Der nur schwache Anstieg ist in Übereinstimmung mit den Messungen der HELIOS-Kollaboration [9].

6.3 Vergleich mit pp-Kollisionen

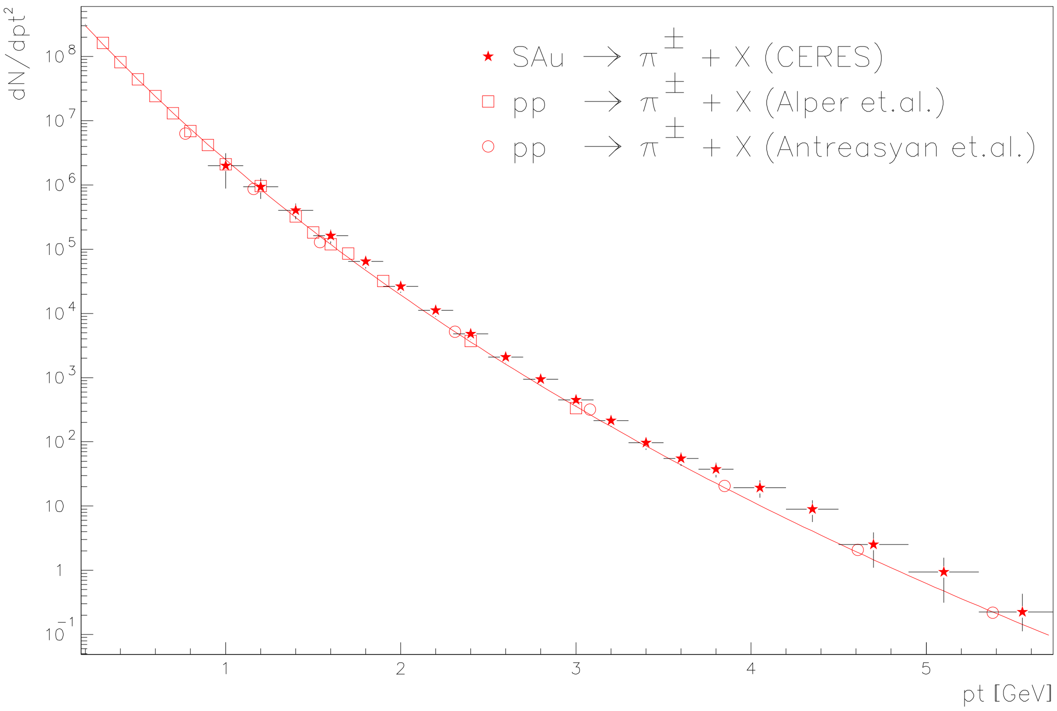


Abbildung 6.5: Vergleich des Spektrums mit Spektren aus pp-Kollisionen bei zentralen Rapiditäten und vergleichbaren Schwerpunktsenergien [21][20]

In Abb. 6.5 ist der Vergleich der Form des Spektrums mit Proton-Proton-Kollisionen bei zentralen Rapiditäten zu sehen. Die Daten wurden bei zentralen Rapiditäten und Schwerpunktsenergien von 23 GeV/u [21] sowie 19.4 GeV/u [20] genommen. Die Proton-Spektren wurden zum Vergleich mit Gl. 1.2 parametrisiert. Man sieht, daß die Steigung der Spektren bis zu einem $p_\perp$ von 3.5 GeV fast identisch ist. Erst danach wird das SAu-Spektrum deutlich flacher.

In Abb.6.6 ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $p_\perp$ zu sehen. Aufgrund des Cronin-Effektes, würde man eigentlich einen monotonen Anstieg dieses Verhältnisses bei Transversalimpulsen von 1-4 GeV erwarten. Der etwas seltsame flache Verlauf bis 3.5 GeV, ist möglicherweise auf systematische Fehler in der Korrekturfunktion zurückzuführen.

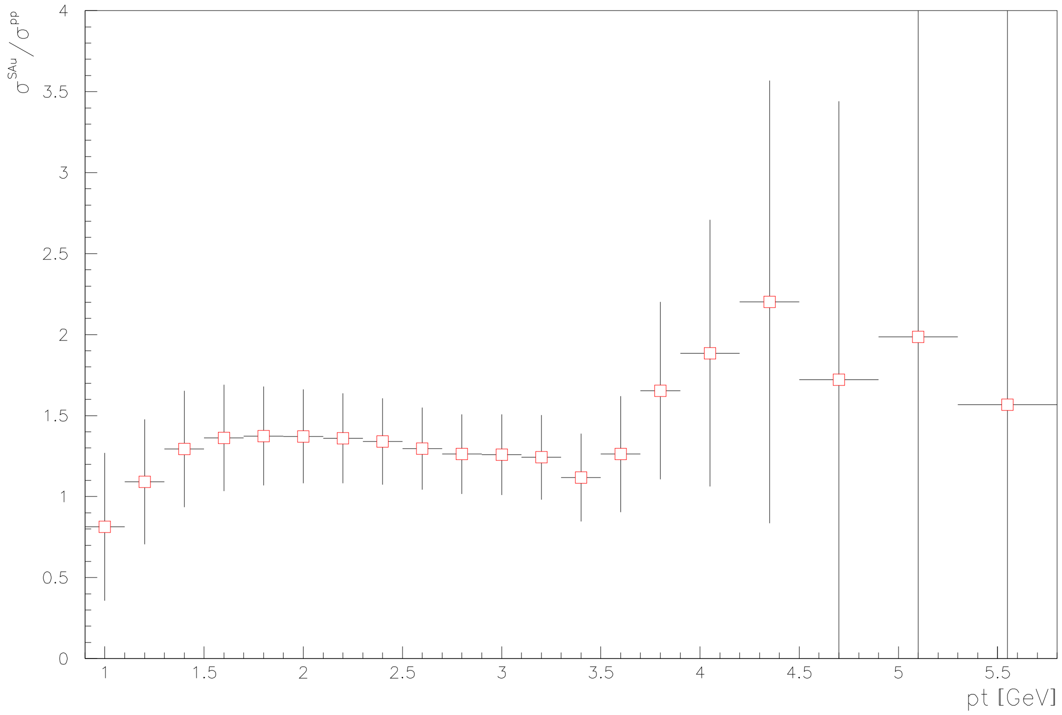


Abbildung 6.6: Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von SAu- und pp-Spektren aus Abbildung 6.5 für geladene Pionen.

6.4 Vergleich mit WA80

Die WA80 Kollaboration hat das selbe Kollisionssystem, bei der selben Schwerpunktsenergie, in einem ähnlichen Rapiditätsbereich ($2.10 < \eta < 2.92$) untersucht [19]. Das Experiment ist in der Lage, ungeladene Pionen zu identifizieren. Der Vergleich mit dem semizentralen WA80-Transversalimpulsspektrums ist in Abb. 6.6 zu sehen. Die beiden Spektren wurden bei 2.2 GeV aneinander angepaßt um die Form der Verteilungen zu vergleichen. Sie stimmen sehr gut miteinander überein.

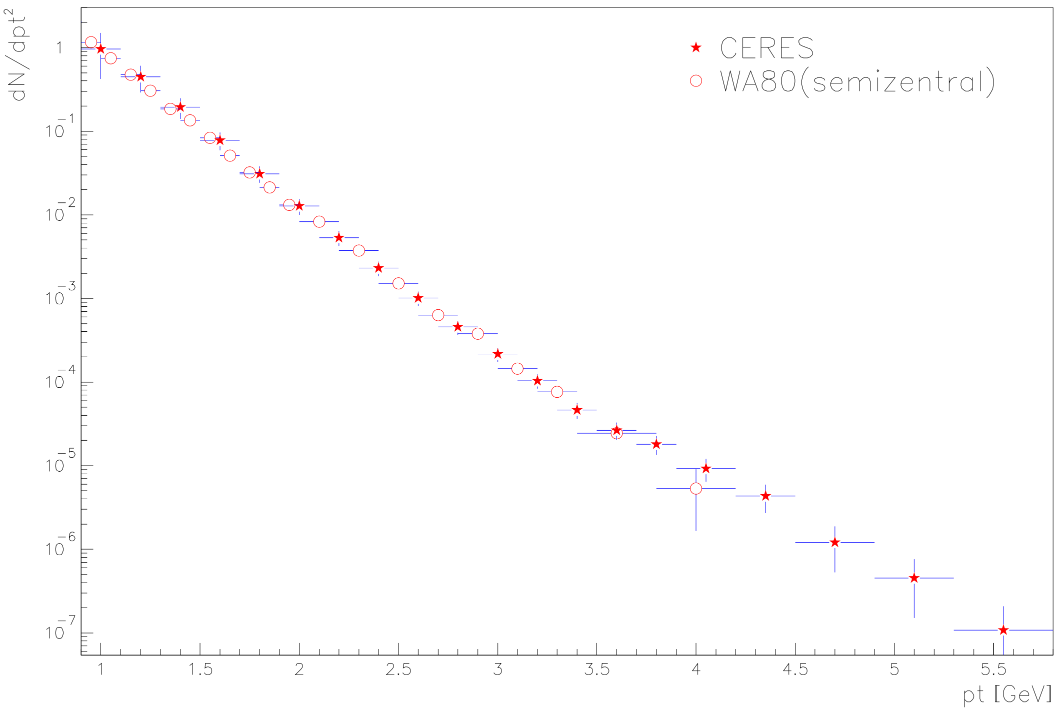


Abbildung 6.7: Vergleich von CERES $\pi^{\pm}$ mit den semizentralen WA80 π^0 [19] Daten.

6.5 Vergleich mit VENUS

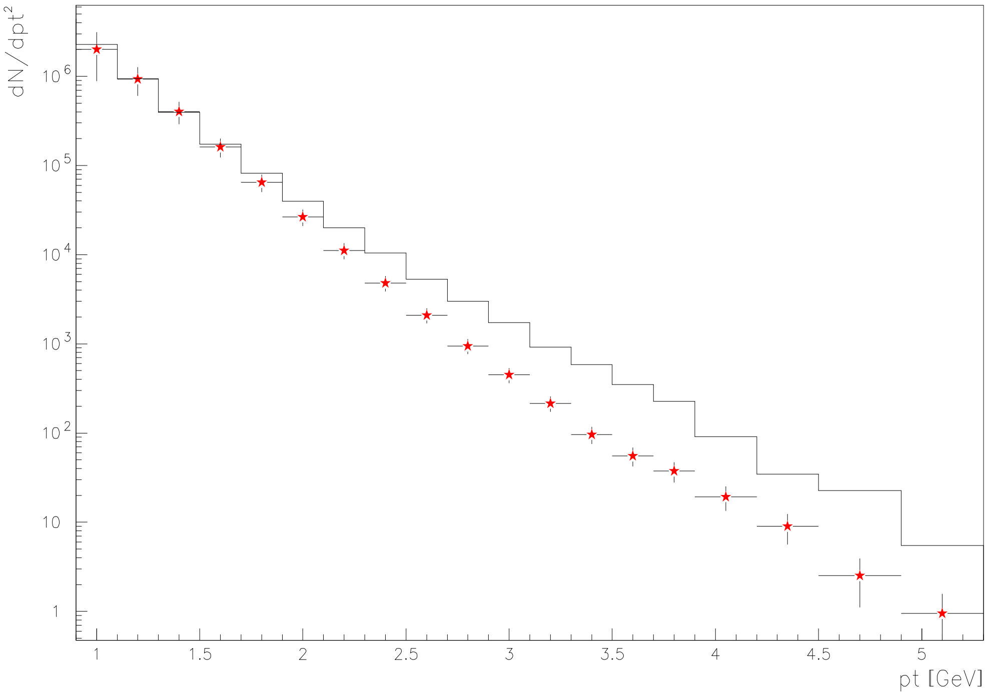


Abbildung 6.8: Vergleich mit VENUS4.10-Monte Carlo (durchgezogene Linie).

In Abb. 6.8 ist die Verteilung von geladenen Pionen zu sehen, die mit Hilfe des VENUS 4.10 Monte Carlo [22] erzeugt wurden und in die CERES-Akzeptanz fielen. Um es mit dem CERES-Spektrum zu vergleichen, wurde es bei 1.2 GeV angepaßt. Der Vergleich mit WA80 zeigte, daß das CERES-Spektrum eher zu flach ist. Der Vergleich mit VENUS zeigt jedoch genau das Umgekehrte, VENUS ist für goße $p_\perp$ noch sehr viel flacher. Die Schwäche des Generators besteht darin, daß er an Daten angepaßt werden muß. Für hohe $p_\perp$ existieren jedoch noch nicht so viele Daten.

Anhang A

Justierung der Richdetektoren

Für das CERES-Experiment ist es sehr wichtig, möglichst genau die räumliche Korrelation zwischen den beiden Richdetektoren zu kennen.D.h. man muß feststellen, an welchen Orten ein Teilchen in RICH1/2 detektiert wird, wenn es im Magnetfeld nicht abgelenkt worden währe. Hierzu eignen sich Pionen, da man bei ihnen aus dem Radius den Impuls bestimmen kann und daraus dann die Ablenkung im Magnetfeld. Dies wurde bereits mit einem Sampel von 100 000 Pionen durchgeführt[16]. Mit der jetzt produzierten höheren Zahl an Pionen (600 000), läßt sich eine noch genauere Kalibrierung durchführen.
Hierfür wurde der Akzeptanzbereich der Detektoren in 600 Teilbereiche unterteilt, 60 in azimutaler(Phi) und 10 in radialer(Theta) Richtung. Die Thetaunterteilung wurde nach gleichgroßen Rapiditätsintervallen vorgenommen, so daß in jedem Segment gleichviele Spuren zu finden sind. Dann wurden aus dem Sampel der rekonstruierten Spuren die Besten ausgesucht um ein sauberes Pionensampel zu haben. Hierzu wurden folgende Schnitte durchgeführt:

- Ringe in der Nähe des asymptotischen Radiuses wurden verworfen um keine Elektronen im Sampel zu haben.
- Zu der Spur mußten jeweils mindestens 6 Hits in RICH1/2 gehören.
- In beiden Detektoren mußte der Ring durch mehr als einen Halbkreis repräsentiert sein.
- Die beiden Ringradien der Spur mußten zueinander passen.

Anschließend wurden dann alle Spuren gesammelt, die im selben Segment lagen und die Differenz zwischen den Positionen in RICH1 und RICH2 bestimmt. Abgzogen wurde hiervon noch die Ablenkung im Magnetfeld. Die Verteilung dieser Differenzen pro Segment ergaben eine Gaußverteilung. Der Mittelwert dieser

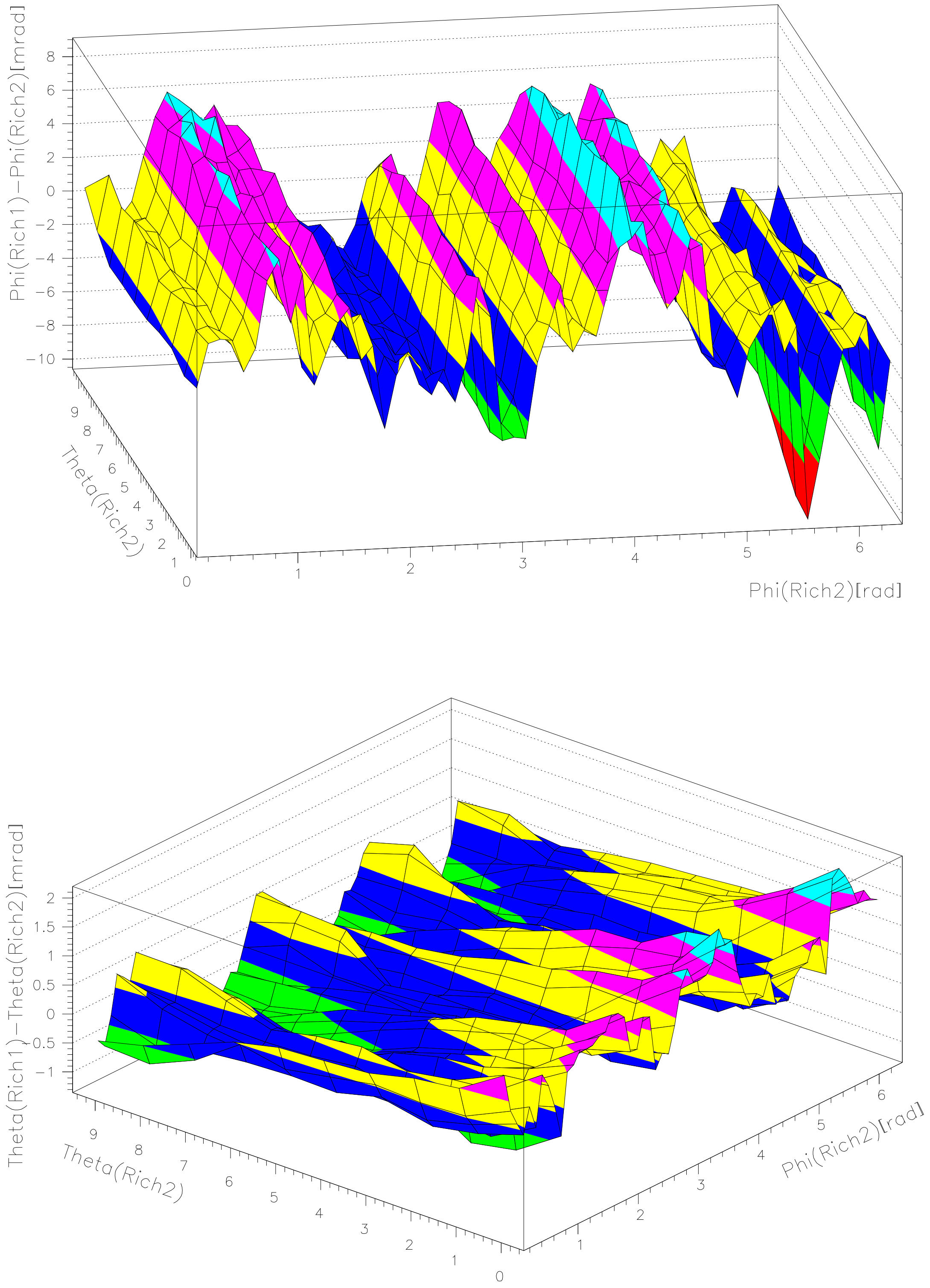


Abbildung A.1: Match-Korrekturwerte von Phi(oben) und Theta in Abhängigkeit von Theta und Phi.Ermittelt mit Hilfe von 600 000 Pionen-Spuren. Die Unterteilung der Thetaintervalle ist nicht äquidistant (siehe Text) die Thetaskala geht von 135(0) bis 235(9) mrad

Verteilung ergab dann den Korrekturwert für das Segment. Diese Korrekturwerte für Theta und Phi sind in Abbildung A.1 in Abhänigkeit von der Position des Segmentes in RICH2 dargestellt. Man sieht, daß die Korrekturwerte für Phi unabhängig von der radialen Position in den Detektoren ist, die Ursache für die seltsame azimutale Abhängigkeit ist unklar. Die Thetakorrekturwerte zeigen eine charakteristische 4-er Struktur in Abhängigkeit von Phi am äußeren Rand des Detektors.
Das oben beschriebene Verfahren wurde unabhängig voneinander mit Daten aus Schwefel-Gold-und Proton-Berrilium-Kollisionen durchgeführt. Beide ergaben bis auf Nuancen die selben Korrekturwerte. Die lokale Streuung um die radialen Ko-

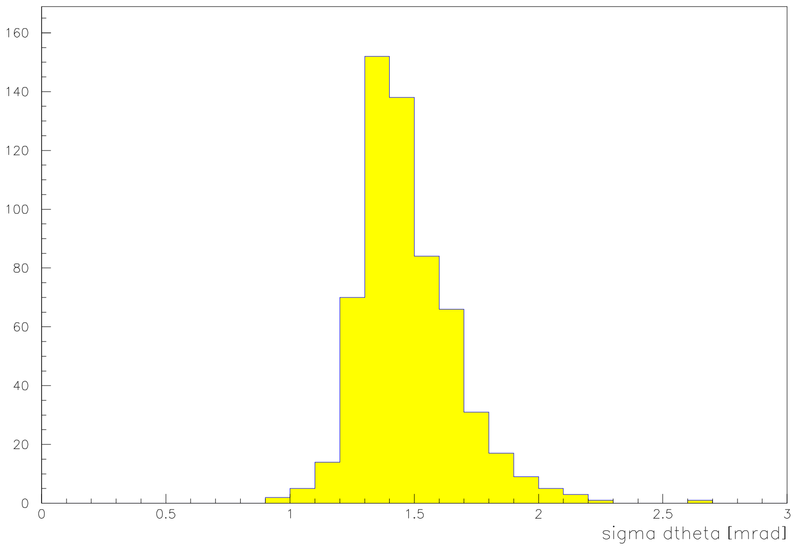


Abbildung A.2: σ-Breiten der lokalen dtheta-Verteilungen von Pion-Spuren mit mindestens 6 Hits/Ring.

rrekturwerte ist in Abb.A.2 abgebildet, wo die Sigmabreiten der lokalen Gaußverteilungen aufgetragen sind. Wie man sieht liegt die lokale Ortsauflösung für Pionenspuren im Mittel bei 1.4 mrad. Da die Ortsauflösung für den gesamten Detektor niemals besser sein kann als die lokale stellt dies eine untere Grenze dar. Das ganze Verfahren wurde wie oben erwähnt unter der Bedingung gemacht, daß die Spuren in beiden Detektoren durch mindestens 6 Hits repräsentiert sind. Da die Auflösung stark von der Zahl der Hits abhängt, wird diese besser wenn man die Schwelle z.B. auf 12 Hits/Ring erhöht. Dann erreicht man Werte bis zu 1.25 mrad. Dies ist jedoch immer noch um 0.3 mrad schlechter als die Auflösung die man aus der Auflösung einzelner Photonenhits ableitet [15].

Anhang B

Tabelle des invarianten Wirkungsquerschnitts

$p_\perp$ [GeV]	$\frac{1}{p_\perp}\frac{dN}{dp_\perp}$	$\pm$ stat.Fehler
1.00 ± 0.1	$9.62 \cdot 10^-1$	$5.39 \cdot 10^-1$
1.20 ± 0.1	$4.49 \cdot 10^-1$	$1.59 \cdot 10^-1$
1.40 ± 0.1	$1.94 \cdot 10^-1$	$5.38 \cdot 10^-2$
1.60 ± 0.1	$7.77 \cdot 10^-2$	$1.88 \cdot 10^-2$
1.80 ± 0.1	$3.10 \cdot 10^-2$	$6.89 \cdot 10^-3$
2.00 ± 0.1	$1.27 \cdot 10^-2$	$2.68 \cdot 10^-3$
2.20 ± 0.1	$5.35 \cdot 10^-3$	$1.09 \cdot 10^-3$
2.40 ± 0.1	$2.31 \cdot 10^-3$	$4.59 \cdot 10^-4$
2.60 ± 0.1	$1.01 \cdot 10^-3$	$1.96 \cdot 10^-4$
2.80 ± 0.1	$4.55 \cdot 10^-4$	$8.68 \cdot 10^-5$
3.00 ± 0.1	$2.16 \cdot 10^-4$	$4.11 \cdot 10^-5$
3.20 ± 0.1	$1.03 \cdot 10^-4$	$2.03 \cdot 10^-5$
3.40 ± 0.1	$4.63 \cdot 10^-5$	$1.01 \cdot 10^-5$
3.60 ± 0.1	$2.66 \cdot 10^-5$	$6.36 \cdot 10^-6$
3.80 ± 0.1	$1.80 \cdot 10^-5$	$4.62 \cdot 10^-6$
4.05 ± 0.15	$9.27 \cdot 10^-6$	$2.82 \cdot 10^-6$
4.35 ± 0.15	$4.31 \cdot 10^-6$	$1.61 \cdot 10^-6$
4.70 ± 0.2	$1.21 \cdot 10^-6$	$6.77 \cdot 10^-7$
5.10 ± 0.2	$4.54 \cdot 10^-7$	$3.04 \cdot 10^-7$
5.55 ± 0.25	$1.08 \cdot 10^-7$	$9.98 \cdot 10^-8$

Tabelle B.1: Invarianter Wirkungsquerschnitt mit statistischem Fehler. Die Zahlen in der zweiten Spalte geben die Zahl der geladenen Pionen pro Rapiditätseinheit, pro 100 MeV $p_\perp$-Bin, pro Ereignis an, bei einer mittleren Multiplizität von $dN_{ch}/dy = 125$.

Literaturverzeichnis

[1] J.D.Bjorken, Phys.Rev.D27 (1983) 140

[2] R.Hagedorn, Multiplicities, $p_\perp$ Distributions and the Expected Hadron - Quark-Gluon Phase Transition, Riv.Nuov.Cimento 6(1983) 1

[4] T.H.Burnett et al., Phys.Rev.Lett.57 (1986)3249

[3] L.Van Hove, Phys.Lett.118B (1982)138

[5] J.W.Cronin et al., Phys.Rev.D11 (1975)3105

[6] J.Schukraft, Review of transversmomentum Distributions..., CERN-PPE/91-04, 1991

[7] M.Lev, B.Petersson , Z.Phys.C21 (1983)155

[8] T.Alexopulos et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1622.

[9] Axel Drees, Doktorarbeit, Heidelberg 1989

[10] L.Van Hove, Phys.Lett.27C (1983)135

[11] J.F.Owens et al. Detailed quantum-chromodynamic predictons for high-p_t processes, Phys.Rev D18(1978)1501

[12] CERES/NA45, Proposal CERN/SPSC 88-25, SPSC/P237 und Addendum SPSC/P237 Add 1 (1988)

[13] Armin Schön, Doktorarbeit, Heidelberg 1993

[14] Bernd Jähne, Digitale Bildverarbeitung S.198 ff, Springer-Verlag

[15] Thomas Ullrich, Doktorarbeit, Heidelberg 1994

[16] Detlef Irmscher, Doktorarbeit, Heidelberg 1993

[17] Roland Baur, Doktorarbeit, Heidelberg 1994

[18] Arndt Brenschede, Giessen, private Mitteilung 1993

[19] Georg Hölker Doktorarbeit, Münster 1993

[20] Antreasyan et.al., Phys.Rev. D19 (1979) 764

[21] B.Alper et.al., Nuc.Phys. B100 (1975) 237

[22] K.Werner, Phys.Rev. 232 (1993) 87

Danksagung

Ich möchte allen Danken, die das Gelingen dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Herrn Prof Specht danke ich für die Aufnahme in die CERES-Gruppe.

Mein Dank gilt natürlich der gesamten Heidelberger CERES-Gruppe. Insbesondere Axel Drees, Peter Glässel, Detlef Irmscher, Andreas Pfeiffer und Thomas Ullrich.

Herrn Prof Wurm danke ich, daß er sich als Zweitgutachter zur Verfügung stellte.

Last but not least danke ich meinen Eltern für die Unterstützung, durch die mein Studium möglich wurde.