INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Armin Schön
aus Konstanz

Tag der mündl. Prüfung: 16. Juni 1993

Transversalimpulsverteilungen von Pionen aus ultrarelativistischen Schwefel-Gold-Kollisionen bei 200 AGeV

Gutachter: Prof.Dr. Hans Joachim Specht
Prof.Dr. Dietrich Pelte

Zusammenfassung

In der Strahlzeit 1992 hat das CERES/NA45 Experiment insgesamt $5 \cdot 10^6$ ^{32}S-Au-Kollisionen bei 200 AGeV am CERN SPS aufgezeichnet. In $1.2 \cdot 10^6$ dieser Kollisionen wurden 106 000 positiv oder negativ geladene Pionen rekonstruiert und ihr Transversalimpuls bestimmt. In einer Pseudorapiditätsakzeptanz von $2.03 < \eta < 2.65$ wurden Transversalimpulse von 0.85 bis 3.95 GeV gemessen.
Das Transversalimpulsspektrum zeigt eine deutliche Abweichung von der Form, wie man sie in p-p-Kollisionen beobachtet. Der mittlere Transversalimpuls $< p_\perp >$ ist innerhalb der systematischen Fehler unabhängig von der geladenen Multiplizität des Ereignisses.
Bis $p_\perp = 2\ GeV$ können π^+ und π^- unterschieden werden. Es ist in diesem Bereich kein Unterschied zwischen den Transversalimpulsverteilungen für die beiden Ladungen festzustellen.
Das gleiche Stoßsystem bei vergleichbarer Pseudorapiditätsakzeptanz $2.1 < \eta < 2.9$ hat das CERN SPS-Experiment WA80 untersucht. Der Ursprung der beobachteten unterschiedlichen Krümmung der π^0-Transversalimpulsspektren und der CERES-Daten bleibt unklar. Da die experimentellen Techniken sehr verschiedenen sind, könnte es sich um einen Effekt unterschiedlicher systematischer Fehler handeln.
Der Vergleich mit den CERN SPS-Experimenten NA34 und NA35 ist wegen der unterschiedlichen Rapiditätsakzeptanzen und Stoßsysteme nur bedingt möglich. Die betrachteten NA35-Daten stammen aus S-Ag-Kollisionen und repräsentieren negative Hadronen im Rapiditätsintervall $2 < y < 3$. Im Überlappbereich von $1 < p_\perp < 2$ GeV stimmen diese Daten mit der hier vorgestellten Messung überein. Der Vergleich mit NA34 (S-W, $1.0 < \eta < 1.9$) zeigt eine Abweichung in der Form des Spektrums, die mit der unterschiedlichen Rapiditätsakzeptanz, dem Kaon-Anteil des h^--Spektrums und bekannten systematischen Fehlern erklärt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Das CERES/NA45 (CErenkov Ring Electron Spectrometer) wurde aufgebaut für die Messung von Elektron-Positron-Paaren in ultrarelativistischen Kern-Kern- (A-A) und Proton-Kern-Kollisionen (p-A) bei 200 GeV/Nukleon bzw. 450 GeV am CERN SPS [CER88]. In der letzten Dekade ist mit der Untersuchung solcher Kollisionen ein neues Arbeitsfeld auf der Grenze zwischen Kern- und Hochenergiephysik entstanden. QCD-Gitterrechnungen sagen für ausreichend hohe Energiedichten einen Phasenübergang der hadronischen Materie zum Quark-Gluon-Plasma voraus [QM88] [QM89]. In einem solchen Plasma bewegen sich Quarks, Antiquarks und Gluonen quasi frei und sind nicht länger in Nukleonen zusammengefaßt (engl. *deconfinement*). Das frühe Universum hat einen solchen Zustand durchlaufen. Heute liegt er vielleicht noch im Zentrum von Neutronensternen auf Grund der hohen Dichte vorliegt. Im Labor bieten ultrarelativistische Kern-Kern-Kollisionen die Möglichkeit, diesen exotischen Zustand der Materie zu untersuchen. Zu den Signalen, an denen ein solcher Phasenübergang zu erkennen sein könnte, zählen in erster Linie Strangeness-, Photon- und Dilepton-Produktion, sowie die Transversalimpulsspektren produzierter Hadronen. Die hadronischen Endzustandswechselwirkungen und die hohe Multiplizität geladener Teilchen in Kern-Kern-Kollisionen machen allerdings den experimentellen Nachweis eines Phasenüberganges äußerst schwierig. Um beide Probleme soweit wie möglich zu umgehen, beschränkt sich CERES auf die Messung von Elektron-Positron-Paaren und sehr hochenergetischen Pionen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Transversalimpulsspektren von geladenen Pionen mit $0.85 < p_\perp < 3.95$ GeV bei einer Pseudorapiditätsakzeptanz von $2.03 < \eta < 2.65$. Das untersuchte Stoßsystem ist ^{32}S-Au bei 200 AGeV. Eine solche Messung ist von keinem anderen Experiment durchgeführt worden.

1.1 Transversalimpulsverteilungen von Pionen

In den siebziger Jahren wurden am CERN-ISR in p-p-Kollisionen Pionen mit Transversalimpulsen $p_\perp$ bis zu 14 GeV/c gemessen [GIA79]. Dabei wurden in den $p_\perp$-Verteilungen (siehe Abb. 1.1) verschiedene Effekte isoliert. Unter 1 GeV/c

Abbildung 1.1: ISR $p_\perp$-Verteilungen von π^0 bei verschiedenen Schwerpunktsengergien aus [COL84]. Die gestrichelte Linie ist eine Fortsetzung des $exp(-6\,p_\perp)$ Abfalls unter 1 GeV/c.

zeigen die Spektren einen exponentiellen Abfall mit

$$\frac{d\sigma_p}{dp_\perp} \sim e^{-6\,p_\perp}, \tag{1.1}$$

der mit der Reichweite der hadronischen Wechselwirkung in Zusammenhang steht. Oberhalb flachen die Spektren deutlich ab. Die Erklärung dieser erhöhten Teilchenproduktion liegt in harten Partonstreuprozessen. Abbildung 1.2 zeigt den Anteil verschiedener QCD-Parton-Parton-Streuungen in niedrigster Ordnung am Wirkungsquerschnitt bei hohen $p_\perp$. Bei der Untersuchung von p-p- und p-A-Kollisionen am Fermilab entdeckte man 1978, daß p-A-Kollisionen nicht einfach als Überlagerung mehrerer p-p-Stöße betrachtet werden können, sondern die Wirkungsquerschnitte einem Gesetz der Form

$$\frac{d\sigma_{pA}}{dp_\perp^2} = A^{\alpha(p_\perp)}\,\frac{d\sigma_{pp}}{dp_\perp^2} \tag{1.2}$$

genügen [CRO79], was daraufhindeutet, daß die Anzahl der harten QCD-Streuprozesse nicht linear mit der Zahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen

Abbildung 1.2: Der Beitrag verschiedener QCD-Streuprozesse niedrigster Ordnung am *hard scattering* aus[OWE78].

steigt. In Abb. 1.3 ist der sog. Croninexponent $\alpha(p_\perp)$ für π^+ und π^- als Funktion des Pion-Transversalimpulses aufgetragen. Die Meßwerte von D_2-, Be-, Ti- und W-Targets folgen alle Gleichung (1.2). Für $p_\perp > 2$ GeV gilt $\alpha(p_\perp) > 1$. Diese Tatsache wird *high-$p_\perp$ enhancement* oder Cronin-Effekt genannt. Untersuchungen der HELIOS-Kollaboration zeigten 1989 [DRE89], daß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Projektilmasse in A-A-Stößen sich in analoger Weise beschreiben läßt, so daß insgesamt gilt

$$\frac{d\sigma_{BA}}{dp_\perp^2} = B^{\beta(p_\perp)}\,A^{\alpha(p_\perp)}\,\frac{d\sigma_{pp}}{dp_\perp^2}, \tag{1.3}$$

wobei A die Target- und B die Projektilmasse ist. Neben dem Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei hohen $p_\perp$ ist auch unterhalb von $p_\perp = 250$ MeV eine erhöhte

Abbildung 1.3: Der Croninexponent α als Funktion des Transversalimpulses aus [CRO79].

Teilchenproduktion beobachtet worden. Dieses *low-$p_\perp$ enhancement* wird mit der Anregung und dem Zerfall nuklearer Resonanzen (N^*, Δ) in Zusammenhang gebracht.
Zu den Erkenntnissen der siebziger Jahre zählt auch die Tatsache, daß die Transversalimpulsspektren in ihrer Form, und zu einem gewissen Teil sogar im absoluten Wirkungsquerschnitt, für verschiedene Teilchen der Masse m im Ausgangskanal gut übereinstimmen, wenn statt $p_\perp$ die transversale Masse

$$m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m^2} \tag{1.4}$$

zur Beschreibung verwendet wird. Zur Erklärung des sog. *$m_\perp$-scaling* wird von Hagedorn und anderen [HAG83] ein System im lokalen thermischen Gleichgewicht angenommen, was die Verbindung zwischen dem Transversalimpuls und der Temperatur nach

$$\frac{1}{p_\perp}\frac{dN}{dp_\perp} \sim \frac{m_\perp}{T} K_1\left(\frac{p_\perp}{T}\right) \sim \frac{1}{T}\sqrt{m_\perp}\, exp\left(-\frac{p_\perp}{T}\right) \qquad f\ddot{u}r \;\; \frac{m_\perp}{T} >> 1 \tag{1.5}$$

herstellt. Messungen der inversen Steigung der Transversalimpulsverteilungen geben somit Aufschluß über die Temperatur im Reaktionsvolumen.
Den Verlauf von Druck, Entropie- und Energiedichte beim Phasenübergang vom

Abbildung 1.4: Links: Abhängigkeit des Drucks, der Entropie- und Energiedichte von der Temperatur beim Phasenübergang. Rechts: Mittlerer Transversalimpuls gegen Multiplizität. Beides aus [HOV82].

Hadrongas zum Quark-Gluon-Plasma im thermodynamischen Modell von L. van Hove zeigt Abbildung 1.4. Als unmittelbar beobachtbares Signal eines Phasenüber-

Abbildung 1.5: Der mittlere Transversalimpuls $< p_\perp >$ gegen die transversale Energie $E_\perp$ in S-W- und S-Pt-Kollisionen, aus [DRE89]. $E_\perp$ ist wie die Multiplizität ein Maß für die erreichte Energiedichte.

ganges schlägt van Hove die Konstanz des mittleren Transversalimpulses $< p_\perp >$ bei ansteigender Energiedichte bzw. Multiplizität vor. Wenn das Plasma durch Ausdehnung wieder auf T_c abgekühlt ist, setzt die Hadronisierung ein, für deren Dauer die Temperatur und damit $< p_\perp >$ konstant ist. Da die meisten Hadronen in dieser Phase gebildet werden, ist konstantes $< p_\perp >$ ein von den Anfangsbedingungen unabhängiger Hinweis auf die Existenz einer Mischphase von Hadrongas und Quark-Gluon-Plasma. Ein solches Plateau ist in Schwerionenkollisionen am

CERN-SPS nachgewiesen worden [DRE89], siehe Abbildung 1.5. Die Überprüfung dieser Beziehung für ein anderes Stoßsystem und eine andere Rapiditätsakzeptanz ist Bestandteil dieser Arbeit.

1.2 Elektron-Positron-Paare

Da Leptonen der starken Wechselwirkung nicht unterliegen, können sie die Kernmaterie ungehindert verlassen und stellen eine hervorragende Sonde für die frühe, heiße Phase der Kollision dar. Das gilt auch für direkte Photonen, die in CERES mit Hilfe der Konversionsmethode gemessen werden [IRM93]. Unter den beobachtbaren Elektron-Positron-Paaren im invarianten Massenbereich von 100 MeV - 3 GeV sind folgende Signale von besonderem Interesse:

- Das sog. Paarkontinuum mit invarianten Massen $< m_\rho$. Solche Paare entstehen bei der Vernichtung von Quark-Antiquarks, die erst in der Kollision erzeugt werden. Die Produktionsrate solcher e^+e^--Paare sollte quadratisch von der Multiplizität des Ereignisses abhängen, während die Rate der e^+e^--Paare aus hadronischen Zerfällen nur linear von der Multiplizität abhängt.

- Die Vektormesonen ρ/ω und ϕ. Über ihren Zerfall in e^+e^--Paare können Lage und Breite der Peaks im Massenspektrum gemessen werden. Der ρ-Peak ist verknüpft mit der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie der starken Wechselwirkung, während das Φ Aufschluß geben könnte über die erhöhte Produktion von $s\bar{s}$-Quarks im Quark-Gluon-Plasma.

Neben Dalitz Zerfällen ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-, \eta \rightarrow \gamma e^+e^-$) stellen Konversionen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \gamma \rightarrow e^+e^-$) die Hauptquelle für kombinatorischen Untergrund. Um die Konversionswahrscheinlichkeit möglichst klein zu halten, befinden sich in der Teilchenbahn nur 2.3% einer Strahlungslänge. Auch die Vielfachstreuung der Leptonen auf dem Weg durch das Experiment wird dadurch klein gehalten.
Daneben wird mit CERES auch der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von e^+e^--Paaren aus $\gamma\gamma$-Reaktionen (sog. QED-Paare) in Schwerionenstößen untersucht [GUE93].

Kapitel 2

Das CERES/NA45 Experiment

In Abb. 2.1 wird ein Schnitt durch das Experiment entlang der Symmetrieachse, d.h. der Strahlachse gezeigt. Eine vergrößerte Darstellung der Targetregion zeigt Abbildung 2.2.

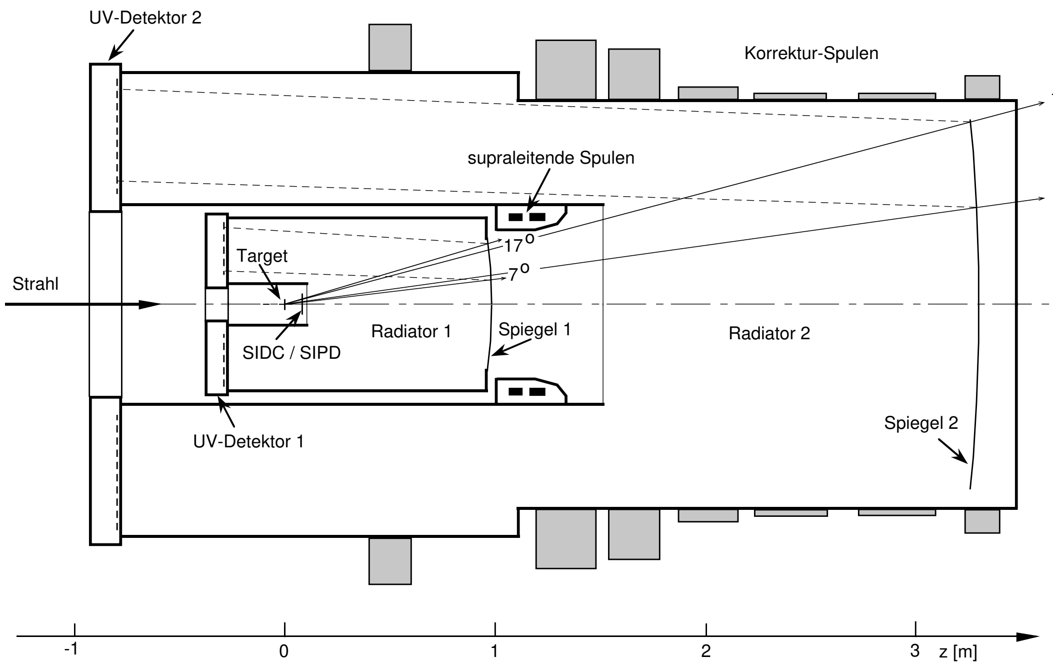

Abbildung 2.1: Das CERES-Experiment. Die eingezeichneten maximalen Teilchenbahnwinkel entsprechen einer Pseudorapiditätsakzeptanz von $1.9 < \eta < 2.8$.

Der Weg eines im Wechselwirkungspunkt im Target erzeugten, geladenen Teilchens durch das Experiment verläuft in Kürze so:
Das Teilchen erzeugt zunächst ein Ionistationssignal in der Siliziumdriftkammer (SiDC). Sein Durchstoßpunkt kann zur Vertexrekonstruktion verwendet werden,

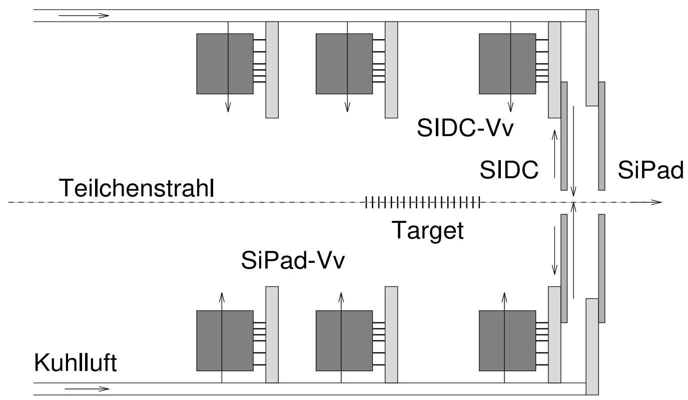

Abbildung 2.2: Der Targetbereich mit Siliziumdriftkammer (SiDC), Siliziumpadzähler (SiPad), Elektronik und ausgedehntem Target.

während die Pulshöhe einen Hinweis darauf gibt, ob es sich um ein einzelnes Teilchen oder um ein enges Paar, z.B. eine Konversion, handelt. Diese Information ist bei der Mustererkennung in den ringabbildenden Čerenkov-Detektoren (RICH) nützlich. Sodann wird das Teilchen im Siliziumpaddetektor (SiPad) ein Signal in einem der 64 Pads hinterlassen, das für den Multiplizitätstrigger verwendet wird. Durch eine Mylarfolie dringt das Teilchen danach in den Radiator von RICH1 ein und emittiert auf seiner Bahn Čerenkovphotonen, die durch den sphärischen Spiegel auf einen Ring im Konversionsbereich des kleinen UV-Zählers abgebildet werden. Das Teilchen durchdringt den dünnen Spiegel in RICH1 und wird im Magnetfeld, das von der supraleitenden Spule zwischen den beiden RICH Detektoren erzeugt wird, azimutal abgelenkt. In RICH2 werden wiederum die erzeugten Čerenkovphotonen durch einen sphärischen Spiegel auf den großen UV-Zähler abgebildet.
Die Komponenten werden im folgenden Abschnitt etwas detaillierter vorgestellt.

- Das **Target** besteht aus 40 Au-Scheiben von 50 μ Dicke und 600 μ Durchmesser in einem Abstand von jeweils 1.5 mm. Diese Anordnung stellt sicher, daß in einer Targetscheibe produzierte Teilchen höchstens noch die nächste Scheibe treffen, sofern sie in die Akzeptanz des Spektrometers fallen. So entspricht das Target nur 1.3% einer Strahlungslänge, bei einer Wechselwirkungslänge von 5.3% (^{32}S Strahl). Diese Anordnung dient der Vermeidung von Vielfachstreuung und Konversionen.

- Die **Siliziumdriftkammer** dient der Spurrekonstruktion und der Verwerfung von in RICH1 nicht aufgelösten Konversionen. Sie kann außerdem auch zur Multiplizitätsmessung (offline) verwendet werden. Die radiale Driftkammer wird über 360 am äußeren Rand befindliche Anoden ausgelesen, wobei die Driftzeit die radiale Koordinate eines Hits liefert und aus der Pulshöhenverteilung auf die Anoden die azimutale Koordinate bestimmt werden kann [CHE92] [HES93]. Die Pseudorapiditätsakzeptanz beträgt 1.9 Einheiten, mit $2.0 < \eta < 3.7$ (für ein Scheibentarget bei z=0).

- Der **Siliziumpadzähler** besteht aus 64 Pads, 8 Unterteilungen in azimutaler und 8 in radialer Richtung, wobei die radiale Größe der Pads so gewählt ist, daß sie gleichgroße Pseudorapiditätsintervalle überdecken (für ein Scheibentarget bei z=0) mit $1.7 < \eta < 3.7$. Die Pulshöhen aller Pads werden im Falle von Kern-Kern-Kollisionen zu einer analogen Summe aufaddiert, aus der die geladene Multiplizität des Ereignisses bestimmt und für die Triggerentscheidung mitverwendet wird. In Proton-Kern-Kollisionen wird keine analoge Summe gebildet, sondern die Zahl der getroffenen Pads verwendet ("digitale Summe") [GUE92].

- Die **RICH-Detektoren** sind vom zugrunde liegenden Prinzip insofern abgewandelt, als durch Verschiebung des Targets aus dem Krümmungsmittelpunkt des Spiegels eine fast flache Bildebene strahlaufwärts vom Target entsteht. Zum einen können deshalb flache UV-Zähler verwendet werden, zum anderen sind diese nicht dem Teilchenstrom aus der Reaktion ausgesetzt. Abbildung 2.3 zeigt dieses Prinzip. Beide Radiatoren sind mit CH_4 gefüllt, was zu einer Schwelle von ca. $\gamma_{th} = 32$ führt. Diese Schwelle überschreiten Elektronen mit einem Impuls von ca. 20 MeV, während Pionen einen Impuls von 4.5 GeV aufweisen müssen (siehe Kapitel 3.2.1). Damit ist sichergestellt, daß alle interessanten Elektronen sichtbar sind, bei gleichzeitiger Unterdrückung von 90% des hadronischen Untergrundes[1](*hadron blind tracking*). Da die Anzahl der Čerenkovphotonen, die im Radiator im Mittel erzeugt werden, von der Länge des Radiators abhängt (siehe Kapitel 3.1), muß die geringere Länge des inneren Radiators durch ein CaF_2-Fenster ausgeglichen werden, während für RICH2 ein Quarzfenster genügend viele Photonen passieren läßt. Die Transmission von CaF_2 reicht weiter in den ultravioletten Teil des Čerenkovspektrums, wodurch der Verlust wegen Gleichung (3.7) (s.u.) ausgeglichen werden kann.

- Die **Spiegel** müssen eine hohe UV-Reflektivität und gute optische Qualität aufweisen. Der Spiegel in RICH1 muß zudem eine geringe Strahlungslänge haben, um die Vielfachstreuung der durchtretenden Teilchen zu begrenzen. Diesen Erfordernissen wurde in RICH1 durch eine neuartige Konstruktion

[1]Die restlichen 10% sind Teilchen, die gerade die Schwelle überschreiten. Die meisten dieser Teilchen erzeugen aber keinen rekonstruierbaren Ring, sondern nur einzelne Hits. Auf Ringniveau ist die Unterdrückung fast 100%.

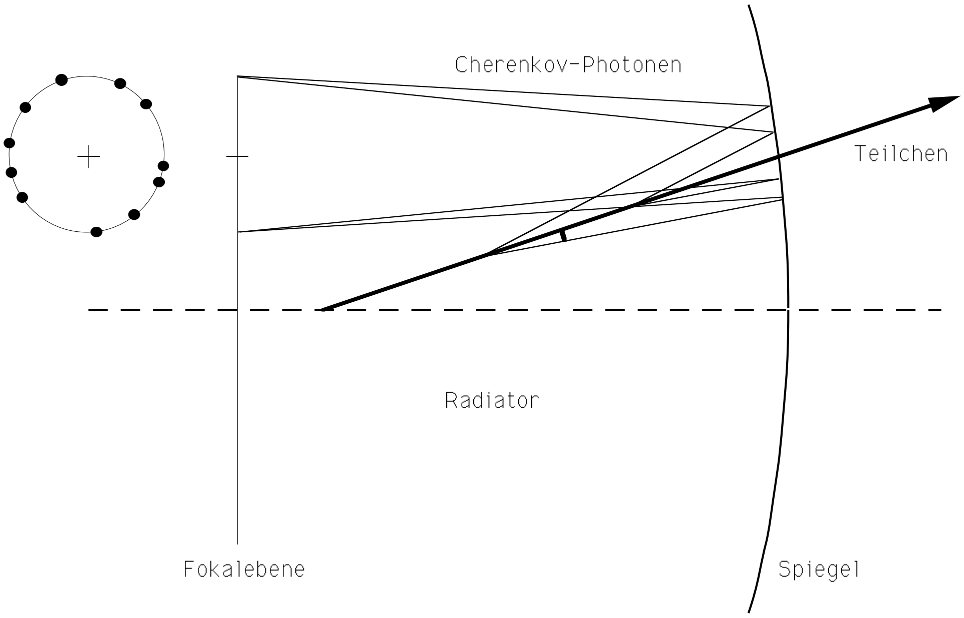

Abbildung 2.3: Der CERES RICH mit flacher Bildebene strahlaufwärts vom Target als Modifikation des klassischen RICH Detektors.

Rechnung getragen. Der Spiegel besteht aus einer Kohlefaserschale von nur 1.1 mm Dicke, die eine Epoxydharzschicht trägt. Diese Schicht härtete in Kontakt mit einem goldbedampften Glasmaster von optischer Qualität aus und wurde nach der Trennung vom Master mit Aluminium bedampft. Der so erzeugte Spiegel ist zu 85% UV-reflektiv bei einer Strahlungslänge von nur 0.4%. Da die Strahlungslänge des Spiegels in RICH2 keine Rolle spielt, konnte hier ein aus 10 Einzelstücken bestehender, 6 mm dicker Glasspiegel mit vergleichbarer UV-Reflektivität verwendet werden.

- Der **supraleitende Magnet** zwischen RICH1 und RICH2 besteht aus einem Spulenpaar, das von entgegengesetzt gerichteten Strömen durchflossen wird. Ein geladenes Teilchen erhält in dem so erzeugten Feld eine impulsabhängige, azimutale Ablenkung von $\Delta\phi = 120\ mrad/GeV$. Diese Anordnung und die warmen Korrekturspulen sorgen dafür, daß RICH1 praktisch feldfrei ist, während die Feldlinien im Radiator von RICH2 zum Target zeigen. Die Teilchenbahnen in RICH2 verlaufen somit parallel zu den Feldlinien, womit sichergestellt ist, daß die Ringe nicht durch gekrümmte Bahnen verzerrt werden. In zweiter Ordnung werden die Teilchen auch zum Strahl hin abgelenkt, wobei die Winkeländerung $\Delta\theta = 0.8/p^2\ [mrad/GeV^2]$ beträgt, mithin für die hier betrachteten Pionen völlig zu vernachlässigen ist.

- Die **UV-Zähler** sind neuartige Hybride aus Parallelplatten- und Vieldrahtstufen mit resistiven Kathoden und Padauslese. Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau beider Zähler. Ein Čerenkovphoton tritt durch das Fenster in den mit 94 % He und 6 % C_2H_6 (unter Normaldruck) gefüllten Zähler ein. Dem Zählergas beigemischt ist TMAE (Tetrakis-di-Methyl-Amino-Ethylen), das mit einem Ionisationspotential von nur 5.4 eV eine hervorragende gasförmige Photokathode darstellt. An einem Molekül TMAE wird das Photon innerhalb der Konversionsstufe in ein Photoelektron umgewandelt. Das Elektron driftet unter dem angelegten Feld in die erste Verstärkungszone, die als Parallelplattenstufe ausgelegt ist. Die hier entstehende Lawine driftet durch die

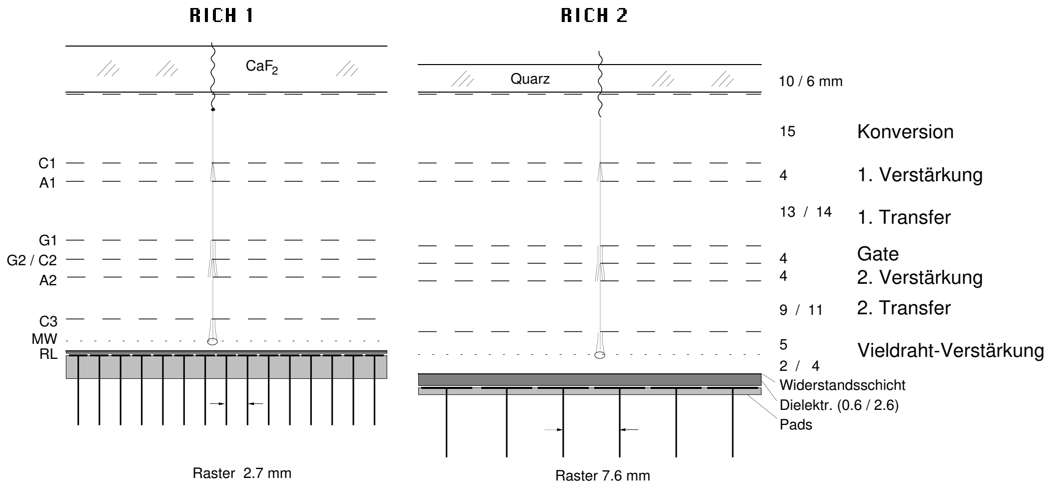

Abbildung 2.4: Die UV Detektoren

erste Transferstufe durch die Gate-Elektrode in die zweite Verstärkungsstufe, ebenfalls in Parallelplattengeometrie. Mit Hilfe der Gate-Elektrode kann die Lawine vor der zweiten Stufe gestoppt werden, wenn der Zähler nicht aktiv sein soll. Von dieser Möglichkeit wird im Normalbetrieb keine Gebrauch gemacht. Es folgt eine weitere Transferstufe und die Drahtverstärkungszone. Diese letzte Verstärkungsstufe wurde als Vieldrahtstufe ausgelegt, da die Verstärkung bei großen Eingangssignalen hochgradig nichtlinear wird und somit die Gefahr von Gasentladungen (*sparks*), die durch geladene Teilchen mit großem Ionisationsvermögen ausgelöst werden können, gegenüber einer weiteren Parallelplattenstufe um mehrere Größenordnungen reduziert wird. Auf diese Weise wird eine dynamische Bandbreite von einem einzelnen Photoelektron bis zu Signalen von stark ionisierenden Teilchen, die in den Zähler eindringen und im Extremfall 5000 primäre Elektronen in der Konversionsstufe plazieren (z.B. langsame Protonen im Bragg-Maximum), erzielt. Die unter Strahlbedingungen erreichbare Verstärkung beträgt etwa 5×10^5. Die resistiven Kathoden definieren einerseits das DC-Potential für die Drahtverstärkung, sind aber andererseits transparent für die Induktionssignale der Lawinen um die Drähte, so daß die hinter der Kathode und einer Isolatorschicht angebrachten Pads auf Erdpotential liegen können. Damit sind beide Enden der Zähler, also sowohl das Eintrittsfenster, als auch die Ausleseseite, auf Erdpotential, was aus Sicherheitsgründen notwendig ist. Die Aufteilung der Gesamtverstärkung auf drei Stufen dient der Vermeidung von Photonenrückkopplung (*photon feedback*), da die in den Verstärkungsstufen emittierten Photonen in den Transferstufen absorbiert werden und so keine sekundären Lawinen auslösen können, die der Gesamtverstärkung unterliegen.

- Die **Padauslese** muß die Induktionssignale auf den jeweils etwa 50 000 Pads in möglichst kurzer Zeit um mit möglichst kleinem technischen Aufwand auslesen. Um beide Anforderungen zu erfüllen, wird eine Kombination paralleler Ausleseketten mit interner Multiplexstruktur verwendet [FIS92] [SCH90] [TAP92]. Auf RICH1 (RICH2) werden jeweils $8 \times 32(11 \times 11)$ Kanäle zu einem Auslesemodul zusammengefaßt, das 4 (2) CAMEX-Chips mit je 64 integrierten Vorverstärkern und die gesamte Ansteuerelektronik trägt. Jeweils 16 *twisted pair* Kabel übertragen die Analoginformationen in den 30 m entfernten Kontrollraum, wo die individuellen Pulshöhen einer Nullpunktskorrektur und einer Nullunterdrückung unterworfen werden.

- Das **Triggersystem** besteht aus mehreren Ebenen. Auf der untersten Ebene wird aus Szintillatoren ein Strahltrigger abgeleitet. Dann wird mit Hilfe des Siliziumpadzählers die Multiplizität des Ereignisses bestimmt. Dabei können bis zu 4 Fenster auf die Multiplizität gesetzt werden und die relative Häufigkeit dieser Multiplizitäten durch Skalierungsfaktoren bei der Triggermischung festgelegt werden. Dadurch können die physikalisch interessanteren hohen Multiplizitäten angereichert werden. Eine Stufe höher angesiedelt ist der *second level trigger* [BAU90], ein systolisches Prozessorarray, das auf einer Untermenge der RICH1 Daten mit Hilfe einer Hough-Transformation nach Ringen sucht und das Ereignis verwirft, wenn nur eng beieinander liegende Ringe gefunden werden. Letztere gehören höchstwahrscheinlich zum Untergrund aus Konversionen und Dalitz Zerfällen, siehe Kapitel 1. Im Rahmen dieser Arbeit ist der *second level trigger* nur insofern von Bedeutung, als er Einfluß hat auf die Beschaffenheit der Ereignisse (Anzahl der getroffenen Pads) und damit auf die Rekonstruktionseffizienzen für Pionenringe.

Kapitel 3

Pionen im RICH

Das CERES-Experiment wurde entworfen für die Messung von Elektron-Positron-Paaren in einem Untergrund von ungefähr Hundert geladenen Hadronen pro Ereignis in der Akzeptanz des Spektrometers. Um diesen Untergrund von der Messung weitestgehend auszuschließen, werden die RICH-Radiatoren mit so hoher Schwelle betrieben, daß nur noch die Elektronen und einige wenige Pionen pro Ereignis ein Signal hinterlassen. Im folgenden Abschnitt werden dieses Prinzip und seine Folgen für den Nachweis von Pionen dargelegt.

3.1 Der Čerenkoveffekt

Der Čerenkoveffekt kann klassisch verstanden werden als Ergebnis der konstruktiven Interferenz von Huygens'schen Elementarwellen, die von Atomen bzw. Molekülen eines Mediums emittiert werden [JEL58], das durch ein durchtretendes, geladenes Teilchen polarisiert wird. Konstruktiv wird diese Interferenz allerdings erst dann, wenn die Geschwindigkeit v des Teilchens größer als die Mediumlichtgeschwindigkeit ist, d.h. es muß gelten

$$v > \frac{c}{n} \tag{3.1}$$

wobei n der Brechungsindex des Mediums und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit sind. Dabei tritt die konstruktive Interferenz entlang eines Kegels um die Teilchenbahn auf. Der halbe Öffnungswinkel θ dieses Kegels beträgt

$$\theta = \arccos \frac{1}{n\,\beta} \tag{3.2}$$

mit

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \tag{3.3}$$

Aus (3.2) folgen zwei wesentliche Eigenschaften:

- Die Schwellengeschwindigkeit β_{th} bzw. γ_{th}, bei der die Emission von Čerenkovstrahlung einsetzt ($\theta = 0$) ist

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} \tag{3.4}$$

  bzw.

$$\gamma_{th} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{3.5}$$

- Für $\beta \to 1$ bzw. $\gamma \to \infty$ geht der Emissionswinkel asymptotisch gegen einen Maximalwert

$$\theta_\infty = \arccos \frac{1}{n} \simeq \frac{1}{\gamma_{th}} \tag{3.6}$$

Die beobachtbare Intensität des emittierten Lichtes, d.h. die Anzahl N der Photonen, ist

$$N = 2\pi\, \alpha\, L\, \sin^2 \theta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\epsilon(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \tag{3.7}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante und λ_1, λ_2 die Grenzwellenlängen des Meßbereichs sind. L bezeichnet die Weglänge durch das Medium und $\epsilon(\lambda)$ die apparativen Eigenschaften, wie Transmission des Radiatorgases, Reflektivität des Spiegels, Transmission des Fensters zum Detektor und Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor. Das Integral und die Vorfaktoren können in einer Konstante N_0 zusammengefaßt werden. Dadurch vereinfacht sich (3.7) zu

$$N = N_0\, L\, \sin^2 \theta \tag{3.8}$$

Mit (3.2) und (3.3) folgt weiter

$$N = N_0\, L \left(1 - \frac{1 - \frac{1}{\gamma_{th}^2}}{1 - \frac{1}{\gamma^2}}\right) \tag{3.9}$$

Daraus leitet man ab, daß für $\gamma = \gamma_{th}$ keine Photonen emittiert werden, während für $\gamma \to \infty$

$$N_\infty = N_0 \frac{L}{\gamma_{th}^2} \tag{3.10}$$

erzeugt werden. N_0 wurde im CERES Spektrometer zu 141 Photonen in RICH1 und 83 Photonen in RICH2 bestimmt. Dem entsprechen 11.7 Photonen auf einem asymptotischen Ring in RICH1 und 12.6 in RICH2.

3.2 Eigenschaften von Pionenringen im RICH

3.2.1 Ringradius und Anzahl der Photonen pro Ring

Nach dem in Kapitel 1 geschilderten Prinzip werden die Photonen, die entlang der Teilchentrajektorie erzeugt werden, auf einen Ring in der Fokalebene der sphärischen Spiegel abgebildet. Für den Radius dieses Ringes gilt in guter Näherung

$$R = F\,\theta \tag{3.11}$$

und

$$R_\infty = F\,\theta_\infty \tag{3.12}$$

mit der Fokallänge F des Spiegels. Nach (3.11), (3.2) und (3.8) sind also sowohl der Radius, als auch die Anzahl der Photonen auf dem Ring vom Impuls des Teilchens abhängig. Da die CERES Radiatoren mit einem γ_{th} von ca. 32 betrieben werden, können Pionen aber erst ab einem Impuls von

$$p_{min,\pi} = m_\pi \sqrt{\gamma_{th}^2 - 1} \simeq 4.5 \quad GeV \tag{3.13}$$

Čerenkovstrahlung erzeugen, während Elektronen bereits ab

$$p_{min,e} = m_e \sqrt{\gamma_{th}^2 - 1} \simeq 17 \quad MeV \tag{3.14}$$

Photonen emittieren. Ab etwa $p = 120\ MeV$ erreichen Elektronenringe 99% des maximalen Radius (3.12), während Pionenringe bei diesem Radius einen Impuls von ca. 30 GeV aufweisen. Abbildung 3.1 zeigt die Abhängigkeit des Radius und der Anzahl der Photonen/Ring vom Pionenimpuls. Die dort dargestellten Zusammenhänge leiten sich aus (3.9), (3.2) und (3.11) zu

$$\frac{R}{R_\infty} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_\pi\,\gamma_{th}}{p}\right)^2} \tag{3.15}$$

und

$$\frac{N}{N_\infty} = 1 - \left(\frac{m_\pi\,\gamma_{th}}{p}\right)^2 \tag{3.16}$$

her. Aus denselben Gleichungen folgt dementsprechend

$$\gamma = \frac{\gamma_{th}}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R_\infty}\right)^2}} \tag{3.17}$$

und wegen

$$p = m_\pi \sqrt{\gamma^2 - 1} \simeq m_\pi\,\gamma \tag{3.18}$$

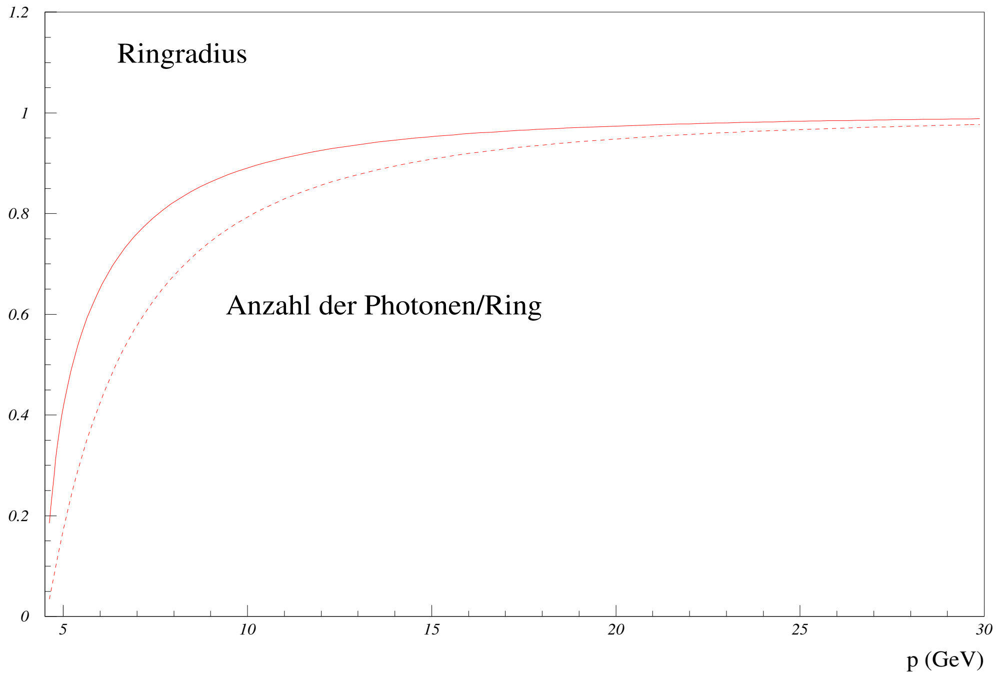

Abbildung 3.1: Der Bruchteil des Ringradius bzw. der Anzahl der Photonen/Ring vom asymptotischen Wert als Funktion des Impulses für Pionenringe.

gilt weiter

$$p = \frac{m_\pi \, \gamma_{th}}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R_\infty}\right)^2}} \tag{3.19}$$

Aus dieser Beziehung ist direkt ersichtlich, daß der Impuls eines Pions aus einer Messung des Ringradius bestimmt werden kann und zwar besser als aus der Ablenkung im Magnetfeld, wie später gezeigt wird.

3.2.2 Ringqualität

Die Ringqualität wird u.a. bestimmt durch die Abweichung der rekonstruierten Photonenorte, im folgenden Hits genannt, von der Sollposition auf dem idealen Ring. Hier spielen mehrere Effekte eine Rolle, die entweder auf Abweichungen der erzeugten Čerenkovphotonen vom idealen Ring, oder auf Fehlern in der Rekonstruktion ihrer Konversionsorte in den UV-Zählern beruhen. Im einzelnen sind dies:

- Vielfachstreuung (engl. *multiple scattering*) erfährt ein geladenes Teilchen auf dem Weg durch Coulombwechselwirkung mit den Atomen der durchdrungenen Medien. Auf die Ringqualität hat allerdings nur die Vielfachstreuung in den Radiatoren Einfluß. Die Verschmierung der Photonenpositionen in Folge der nicht exakt geradlinigen Teilchenbahn im Radiator kann beschrieben werden durch

$$\theta_{rms} = \frac{13.6\,MeV}{\sqrt{6}} \sqrt{\frac{x}{x_0}} \frac{1}{\beta\, p\,[MeV]} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{x_0}\right) \tag{3.20}$$

mit x/x_0 der in der Teilchenbahn befindliche Teil einer Strahlungslänge. Das Radiatorgas in RICH1(2) entspricht 0.13% (0.25%) Strahlungslänge. Für ein Pion an der Čerenkovschwelle bei $p = 4.5\ GeV$ ist die Streuung der Photonen um den Ring in RICH1(RICH2) $\theta_{rms1} = 0.03\ mrad$ ($\theta_{rms2} = 0.05\ mrad$) und damit gegenüber den unten beschriebenen Effekten völlig zu vernachlässigen. Für nicht asymptotische Elektronen ist die Vielfachstreuung dagegen der dominante Effekt. So beträgt die Streuung für ein 99% asypmtotisches Elektron in RICH1(2) $\theta_{rms1} = 1.25\ mrad$ ($\theta_{rms2} = 1.75\ mrad$) und übersteigt damit bereits die quadratische Summe aller anderen Einflüsse. Neben der Ablenkung im Magnetfeld kann daher auch die Ringqualität zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen herangezogen werden. Alle weiteren Einflüsse auf die Ringqualität unterscheiden nicht zwischen Pionen- und Elektronenringen.

- Die Diffusion der Photoelektronen in der Konversionsstufe der UV-Zähler führt zu einem Versatz der ursprünglichen Photonposition, die in RICH1(2) mit $\theta_{rms1} = 0.37\ mrad$ ($\theta_{rms2} = 0.11\ mrad$) zur Ungenauigkeit beiträgt.

- Der digitale Charakter der Pad Auslese limitiert die Rekonstruktionsgenauigkeit in RICH1(2) auf $\theta_{rms1} = 0.33\ mrad$ ($\theta_{rms2} = 0.13\ mrad$) [TAP92].

- Einen weiteren Digitalisierungseffekt erzeugen die Drähte in der letzten Verstärkungsstufe der UV-Zähler. Dieser Effekt trägt allerdings nur in RICH2 nennenswert mit $\theta_{rms2} = 0.21\ mrad$ bei [TAP92], weil eine Lawine nur einen der 3 mm auseinanderliegenden Drähte trifft, während in RICH1 immer zwei Drähte getroffen werden.

- Die chromatische Dispersion, d.h. die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge des Čerenkovphotons, führt zu einer Modifikation von (3.2) zu

$$\theta(\lambda) = \arccos \frac{1}{n(\lambda)\,\beta} \tag{3.21}$$

Der Einfluß dieses Effektes hängt ab von der Breite des Wellenlängenintervalls, in dem die UV-Zähler empfindlich sind und ist deshalb in RICH1, der über ein CaF_2-Fenster verfügt, mit $\theta_{rms1} = 0.95\ mrad$ größer als in RICH2 mit $\theta_{rms2} = 0.53\ mrad$.

- Die Spiegelqualität hat wegen des lokal hervorragenden Spiegels in RICH1 keinen Einfluß, während die Spiegelsegmente in RICH2 mit $\theta_{rms2} = 0.35\ mrad$ zu Buche schlagen.

Für asymptotische Ringe von harten Elektronen und Pionenringe erwartet man insgesamt eine Einzelhitauflösung von $\theta_{rms1} = 1.02\ mrad$ in RICH1 und $\theta_{rms2} = 0.69\ mrad$ in RICH2. Gemessen wurden in RICH1 $1.1\ mrad$ und in RICH2 $0.78\ mrad$ [ULL92].

3.3 Impulsbestimmung von Pionenspuren

Prinzipiell kann der Impuls eines Pions aus zwei Größen bestimmt werden: Aus der Ablenkung des Pions im Magnetfeld zwischen RICH1 und RICH2, d.h. der Drehung des Pionringes in der ϕ-Richtung, sowie aus dem Ringradius. Da die beobachtbaren Pionen aber sehr hohe Impulse haben, ist die Messung über den Ringradius genauer, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

3.3.1 Ablenkung im Magnetfeld

Allgemein gilt für die Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld zwischen RICH1 und RICH2

$$\phi = \frac{\phi_0}{p} \tag{3.22}$$

mit $\phi_0 = 0.120\ rad/GeV$ bei vollem Magnetfeld. Für den Fehler auf der Impulsmessung folgt daraus

$$\sigma_p = \frac{\phi_0}{\phi^2}\,\sigma_\phi = \frac{p^2}{\phi_0}\,\sigma_\phi \tag{3.23}$$

Aus Monte-Carlo-Simulationen [CER88] ist bekannt, daß der Fehler auf der Position des Ringmittelpunktes σ_θ von der Einzelhitauflösung σ_{sh} (siehe Kapitel 3.2.2) und von der Anzahl N der Hits auf dem Ring wie

$$\sigma_\theta = \frac{1.6\,\sigma_{sh}}{\sqrt{N}} \tag{3.24}$$

abhängt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß σ_{sh} gewöhnlich in rad entlang der θ-Koordinate (dem Winkel zur Strahlachse) angegeben wird, während ϕ_0 und ϕ in Azimuteinheiten senkrecht dazu angegeben sind. Die Beziehung zwischen diesen beiden Einheiten für eine beliebige Winkelgröße α, gemessen für einen polaren Winkel θ, lautet

$$\alpha_\phi = \frac{\alpha_\theta}{\sin\theta} \tag{3.25}$$

Damit folgt für die relative Impulsunsicherheit insgesamt

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{1.6\,\sigma_{sh}}{\sqrt{N}\,\phi_0\,\sin\theta}\,p \tag{3.26}$$

Mit $\sigma_{sh} = 1.1\ mrad$ ist der Fehler auf dem Impuls beispielsweise für ein $p = 20\ GeV$ Pion bei $\theta = 200\ mrad$ 43%.

3.3.2 Ringradiusmessung

Die Ableitung der Gleichung (3.19) nach R führt auf

$$\frac{dp}{dR} = \frac{R}{R_\infty^2 - R^2}\,p \tag{3.27}$$

Für den Fehler der Impulsmessung gilt einfach

$$\sigma_p = \frac{dp}{dR}\,\sigma_R = \frac{R}{R_\infty^2 - R^2}\,p\,\sigma_R \tag{3.28}$$

bzw. für den relativen Fehler

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{R}{R_\infty^2 - R^2}\,\sigma_R \tag{3.29}$$

Der Fehler auf der Radiusmessung σ_R folgt einem ähnlichen Zusammenhang wie der Fehler auf dem Ringmittelpunkt σ_θ in (3.24). Da aber zur Bestimmung des Radius auch der Mittelpunkt bestimmt werden muß, verringert sich die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits. Monte-Carlo-Simulationen (siehe Kapitel 5.1.2 und Abb. 5.5) zeigen, daß σ_R bei Anwesenheit von Untergrund gut beschrieben werden kann durch

$$\sigma_R = \frac{1.5\,\sigma_{sh}}{\sqrt{N-3}} \tag{3.30}$$

Für den relativen Fehler des Impulses aus der Radiusmessung folgt damit insgesamt

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{R}{R_\infty^2 - R^2}\,\frac{1.5\,\sigma_{sh}}{\sqrt{N-3}} \simeq \frac{\sigma_R}{R_\infty\,(m_\pi\,\gamma_{th})^2}\,p^2 \tag{3.31}$$

Man sieht sofort, daß der Fehler für $R \to R_\infty$ bzw. für große Impulse divergiert, was man mit Abb. 3.1 auch anschaulich versteht. Durch den Vorfaktor bedingt ist die Messung über den Radius bis etwa 43 GeV günstiger als über die Ablenkung im Magnetfeld (s. Abbildung 3.2), obwohl der Fehler quadratisch mit dem Impuls ansteigt. Die Radiusmessung wird in der Analyse verwendet, da sich der relevante Meßbereich nur bis ca. 30 GeV erstreckt.

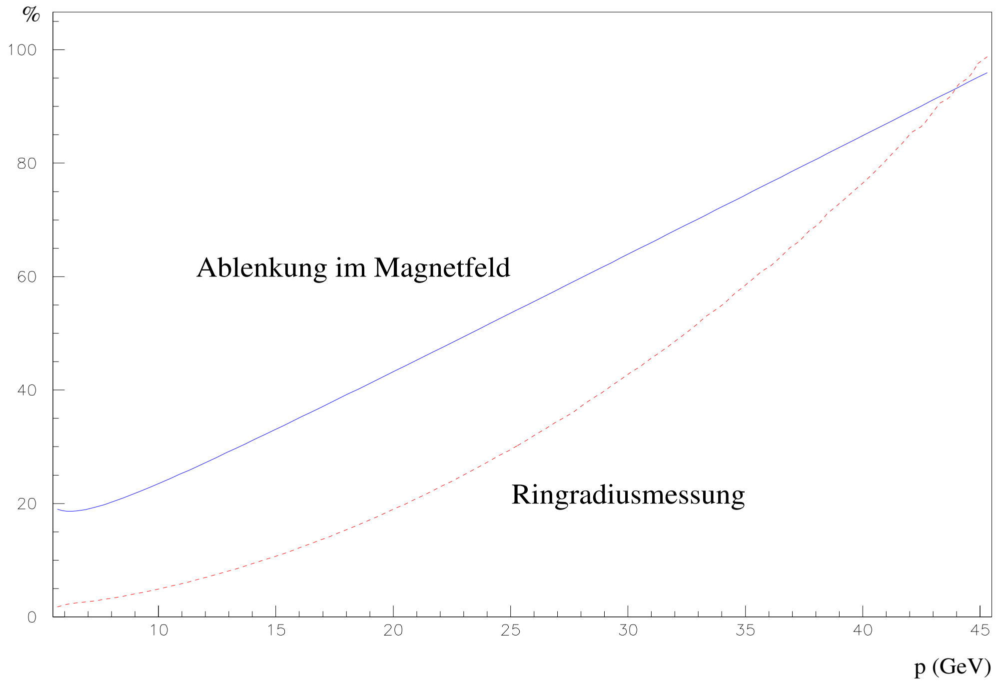

Abbildung 3.2: Vergleich der relativen Fehler auf der Impulsmessung über den Ringradius und über die Ablenkung im Magnetfeld.

Die Abflachung zu niedrigen Impulsen wird durch die $\sqrt{N}$ Terme in 3.31 und 3.26 hervorgerufen. Wenn der Impuls eines Pions sich der Čerenkovschwelle nähert, geht N vom asymptotischen Wert (11.7 in RICH1 bzw. 12.6 in RICH2) aus gegen Null. In der Praxis tritt dieser Effekt allerdings nicht in Erscheinung, da ein Ring immer mindestens 5 Hits haben muß, um akzeptiert zu werden. $N \to 0$ schlägt deshalb zwar auf die Rekonstruktionseffizienz, aber nicht auf die Impulsauflösung unterhalb von 6 GeV durch. Zum Vergleich von Theorie und Experiment siehe Kapitel 4.

Kapitel 4

Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die Analyseschritte, von der Aufbereitung der Rohdaten bis zur Auswahl akzeptierter Pionenspuren, erläutert. Die wesentlichen Eigenschaften und Auswahlkriterien werden beschrieben. Anders als bei Elektronenringen müssen die Algorithmen bei Pionenringen variable Ringradien berücksichtigen. Wegen dieser Problematik mußte die CERES-Standartsoftware überall dort ergänzt werden, wo asymptotische Ringradien vorgesehen sind.

4.1 Rohdatenaufbereitung

Bevor in den Daten von RICH1 und RICH2 Pionenspuren gesucht werden können, müssen die Rohdaten zunächst von verschiedenen Störsignalen gereinigt werden. Solche Störsignale sind physikalischer und elektronischer Natur. Zu den physikalischen Signalen zählen:

- Spuren von ionisierenden Teilchen, die durch die UV-Zähler fliegen oder darin gestoppt werden.
- Nachbilder alter Ereignisse, deren Rest noch auf der hochohmigen Widerstandskathode der Drahtverstärkungsstufe vorhanden ist. Da diese Signale eine sehr niedrige Pulshöhe haben und sich aber sonst von normalen Signalen nicht unterscheiden, können und müssen sie nicht gesondert behandelt werden.

Zum elektronischen Untergrund gehören:

- Nullpunktsschwankungen einzelner Pads, die zu einem Aufflackern führen.
- Auch Pads mit außergewöhnlich großem Rauschen flackern ohne physikalische Ursache.
- Durch lokal hohe Pulshöhen auf mehreren Pads kann der Nullpunkt eines ganzen Moduls verschoben werden.

Außerdem werden die Verstärkungsschwankungen über die Detektorflächen korrigiert, indem die gemessenen Pulshöhen mit lokalen Korrekturfaktoren multipliziert werden [TAP92]. Ebenso werden die Spannungsänderungen der Hochspannungssektoren, in RICH1 5 und in RICH2 8 Sektoren, die unter großer Last auftreten und die Verstärkung im gesamten Sektor verringern, korrigiert.
Die Abbildungen 4.1 und 4.4 zeigen ein typisches Ereignis vor der Anwendung der oben genannten Korrekturroutinen.

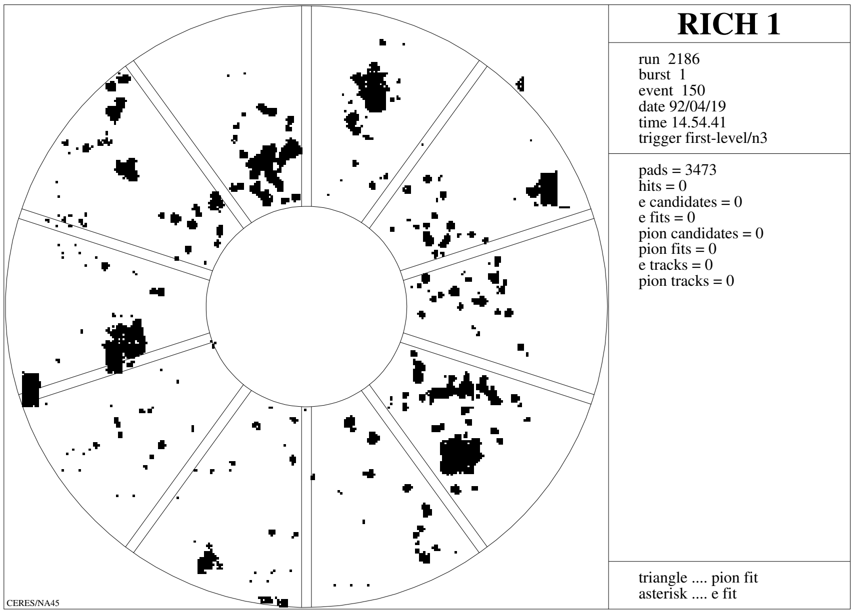

Abbildung 4.1: RICH1-Rohdaten. Die quadratischen Bereiche sind nullpunktsverschobene Module. Die Fensterspeichen sind eingezeichnet.

Die Abbildungen 4.2 und 4.5 zeigen dasselbe Ereignis nach der Beseitigung von aufflackernden Pads und Padgruppen.
Der letzte Aufräumschritt ist die Behandlung großflächiger Strukturen. Das Ergebnis sieht man in den Abbildungen 4.3 und 4.6.

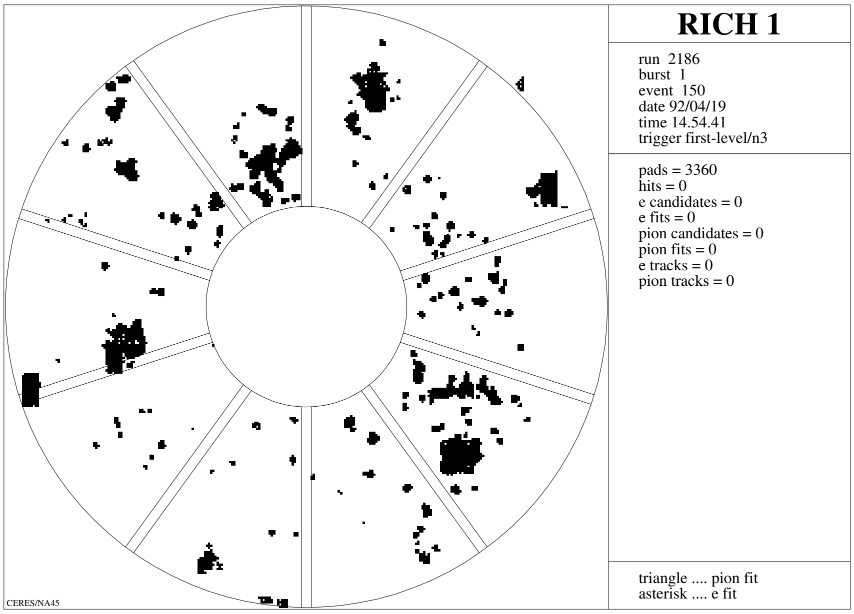

Abbildung 4.2: RICH1 nach der Beseitigung von aufflackernden Pads und Padgruppen.

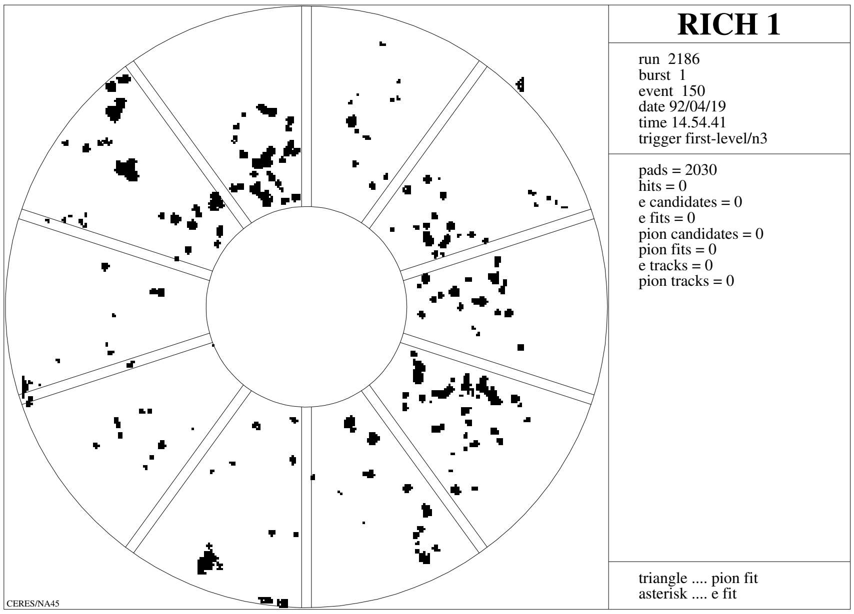

Abbildung 4.3: RICH1 nach der Beseitigung großflächiger Strukturen.

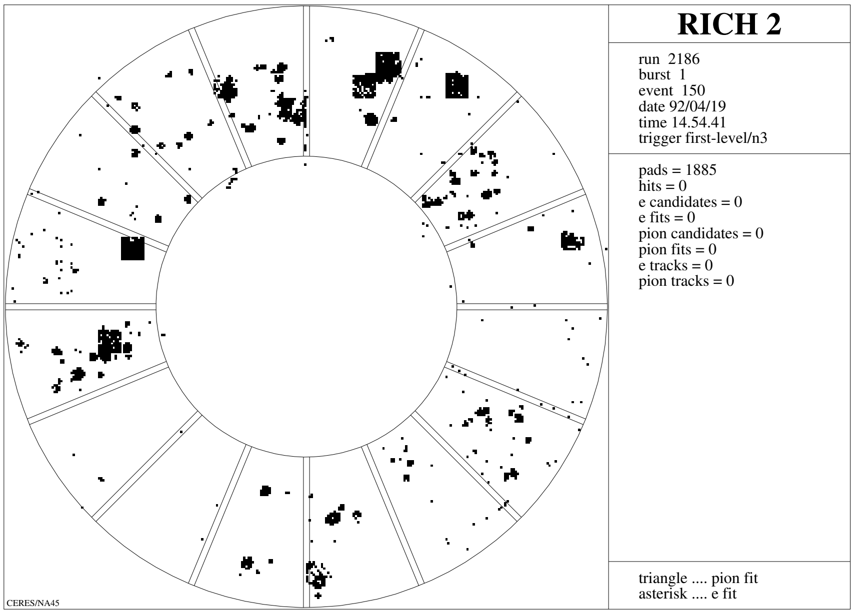

Abbildung 4.4: RICH2-Rohdaten für das gleiche Ereignis wie in Abb. 4.1.

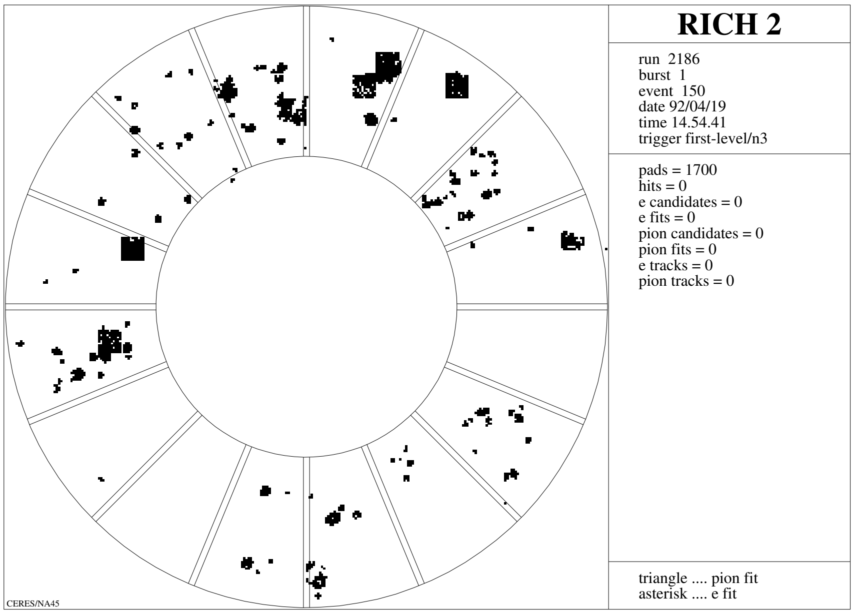

Abbildung 4.5: RICH2 nach der Beseitigung von aufflackernden Pads und Padgruppen.

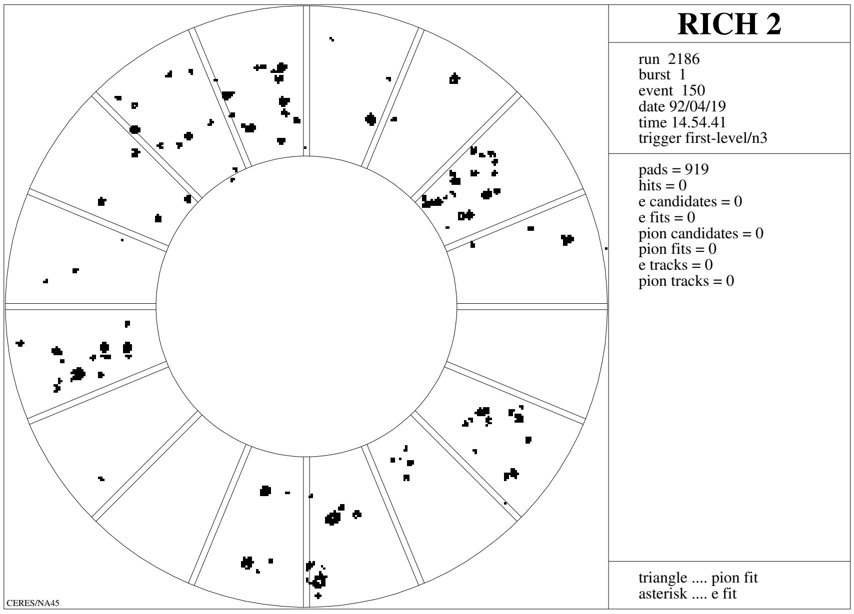

Abbildung 4.6: RICH2 nach der Beseitigung großflächiger Strukturen.

4.2 Kandidatensuche und Ringfit

Nach den Aufräumarbeiten gilt es, die Stellen im Detektor, die einen Ring enthalten könnten, einzugrenzen. Diese sogenannten Kandidaten werden auf folgende Weise gesucht:

- Zunächst werden die Bilder aus RICH1 und RICH2 getrennt jeweils zwei Hough-Transformationen unterzogen. Dabei wird jeder Punkt des Bildes auf einen Kreis mit festem Radius im transformierten Bild abgebildet. Auf diese Weise bildet sich im transformierten Bild, genau im Zentrum eines Ringes im Originalbild, eine besonders große Amplitude. Abbildung 4.7 zeigt das Ereignis aus Abbildung 4.6 nach der Hough-Transformation. Da in der Schwarz-Weiß-Darstellung die Amplituden nicht gut zu erkennen sind, zeigt Abbildung 4.8 eine Vergrößerung der linken oberen Ecke, in der sich ein Pionring befindet. Dabei sind die Flächen der einzelnen Pads proportional ihrer Amplitude. Man erkennt deutlich das Maximum am Schnittpunkt der einzelnen Ringe, die von der Transformation um die einzelnen Hits auf dem Ring gelegt wurden. Da für die Transformation ein fester Radius verwendet wird, Pionenringe aber mit verschiedenen Radien auftreten, werden zwei Transformationen mit jeweils 68% bzw. 85% des asymptotischen Radius durchgeführt. Die Wahl von zwei Transformationen stellt einen Kompromiß zwischen maximaler Ringfinde-Effizienz und minimaler Rechenzeit dar.

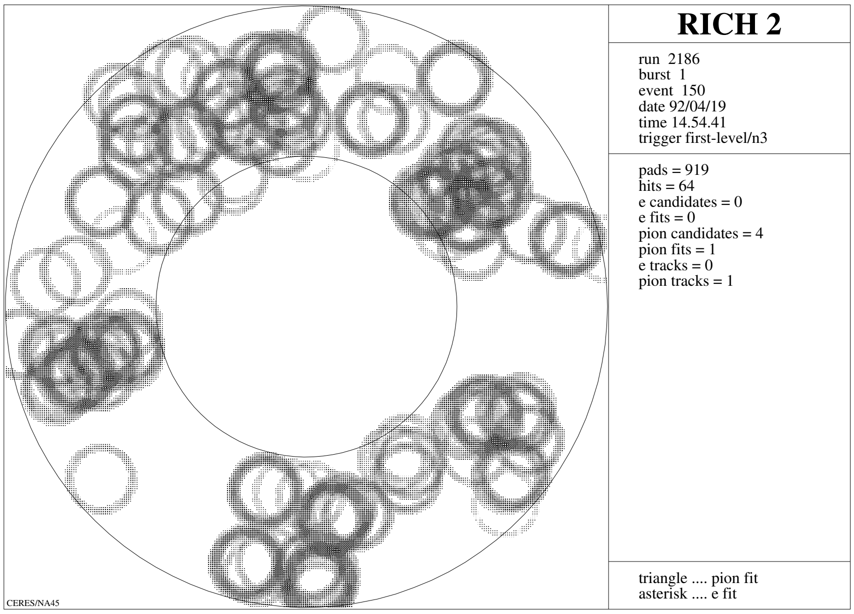

Abbildung 4.7: Hough-Transformation auf RICH2

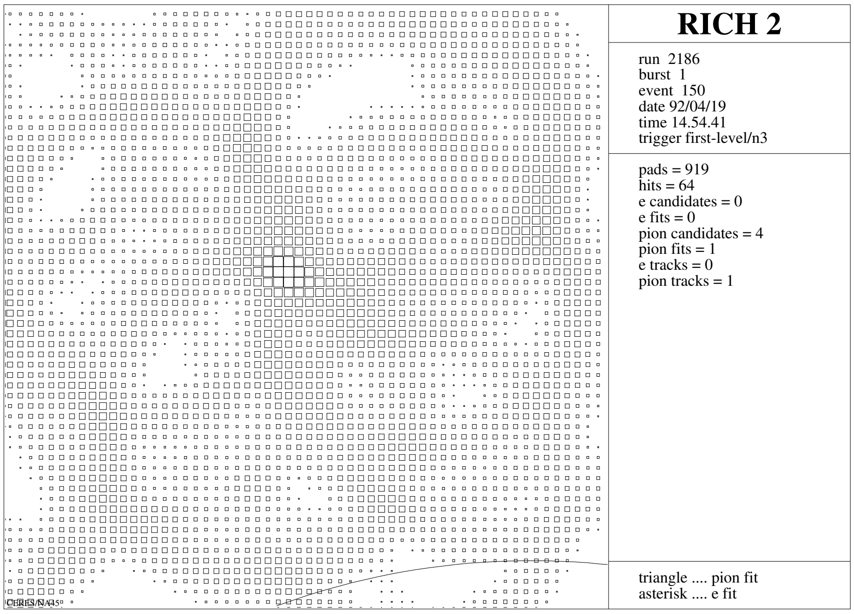

Abbildung 4.8: Vergrößerung des Hough-Transformierten Pionrings aus Abb. 4.7

- Um die Maxima im transformierten Bild, die potentiellen Kandidaten entsprechen, wird eine schnelle Ringapproximation versucht. Dieser sog. Chernov-Fit [CHE84] verwendet die *Iterational Linear Regression Method*, bei der die Aufgabe des Fits, nämlich die Minimierung der Abstände der Hits vom Ring, durch ein lineares Gleichungssystem angenähert wird, dessen Nullstellen mit der Newton-Methode gesucht werden. Bei Anwesenheit von Untergrund liefert der Chernov-Fit jedoch keine präzisen Werte. Für eine erste Bewertung reicht die Genauigkeit aber aus. Ein Kandidat wird nur dann akzeptiert, wenn der Radius zwischen 50% und 100% des asymptotischen Radius liegt und die Streuung der Hits um den Ring nicht größer als 3 mrad (rms) ist.

- Über die bis jetzt akzeptierten Kandidaten wird eine Maske mit drei verschiedenen Zonen gelegt und die Amplituden der Pads innerhalb dieser Zonen aufsummiert. Die innere und die äußere Zone schließen die ringförmige mittlere Zone ein, in deren Mitte der gefittete Radius verläuft. Wenn innerhalb dieser mittleren Zone, also auf dem eigentlichen Ring, weniger Pulshöhe versammelt ist, als in den beiden angrenzenden Zonen zusammen, wird der Kandidat verworfen. Dieses Kriterium dient der Unterdrückung von Kandidaten in Umgebungen mit hoher Hitdichte, da hier die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifizierung besonders hoch ist. Dieses Kriterium führt allerdings zu einer Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von der Anzahl der feuernden Pads/Ereignis. Da diese Anzahl mit der Multiplizität korreliert, ist die Rekonstruktionseffizienz nicht nur eine Funktion des Impulses (siehe Kapitel 3.2.1), sondern auch der Multiplizität des Ereignisses.

- Sodann werden Ringkandidaten in RICH1 und RICH2 auf übereinstimmende Winkelkoordinaten geprüft. Da nachweisbare Pionen nur geringer Ablenkung im Magnetfeld unterliegen, müssen die Positionen eines Ringes in RICH1 und RICH2 (in θ und ϕ) sehr nahe beianander liegen. Dieses Kriterium ist notwendig, da wegen des freien Radius durch fast jede zufällige Ansammlung von Hits ein Ring gelegt werden kann. Die Übereinstimmung der Positionen solcher Zufallsringe in RICH1 und RICH2 ist aber genügend selten, um ein gutes Unterdrückungskriterium darzustellen.

- Die bis hierher akzeptierten Kandidaten werden einem weiteren Fit unterzogen, um die Genauigkeit der mit dem Chernov-Fit erhaltenen Werte zu erhöhen. Dazu werden zunächst in der Umgebung der Kandidaten die Hits rekonstruiert, d.h. innerhalb einer 3×3 Matrix wird für eine Gruppe von Pads der Schwerpunkt berechnet. Dieser Schwerpunkt geht in den Fit mit einem Gaußpotential ein [IRM93][1]. Als Startwerte für den Fit dienen die vom Chernov-Fit gefundenen Werte. Das Ergebnis dieses Fits wird wiederum mehreren Qualitätskriterien unterworfen. Mindestens 5 Hits müssen dem Ring zugeordnet werden können, deren Streuung um den Ringradius darf nicht mehr als 1.25 mrad (rms) betragen, der Radius muß zwischen 50% und 100% des asymptotischen Radius liegen und die Verteilung der Hits auf dem Ring muß mit einer zufälligen, weißen Verteilung verträglich sein (Kolmogoroff-Smirnow-Test).

- Zusammengehörige Kandidaten, bei denen in RICH1 und RICH2 der MINUIT-Fit erfolgreich war, werden als rekonstruierte Spur in einem N-Tuple[2] abgelegt und später weiteren Prüfungen unterzogen, die in Kapitel 4.3 beschrieben werden. Dabei werden nur die relevanten Informationen für die einzelne Spur abgespeichert, nicht das gesamte Ereignis.

Dieses Vorgehen hat den Vorteil, daß mit losen Schnitten Spuren nur einmal aus den Rohdaten extrahiert werden. Die Abspeicherung dieser Spuren als abstrakte, vom eigentlichen Ereignis losgelöste N-Tuple, erlaubt die Arbeit mit Hunderttausenden

[1] Da das verwendete MINUIT-Fitpacket im Gegensatz zum oben genannten Chernov-Fit tatsächlich für jeden Iterationsschritt das χ^2 für den Ring berechnet, hängt die Dauer der Berechnung entscheidend von der Anzahl der Fitpunkte ab. Umfangreiche Studien haben gezeigt, daß die Auflösung sowohl für den Ringradius, als auch für den Mittelpunkt, nur unwesentlich davon abhängt, ob auf Pad- oder auf Hitniveau gefittet wird. Allerdings ist wegen der geringeren Anzahl von Punkten der Hitfit schneller und wird daher hier verwendet.

[2] Ein N-Tuple ist eine Menge von Vektoren, wobei jeder Vektor eine Spur darstellt und die Vektorelemente einzelne Eigenschaften dieser Spur enthalten. N-Tuple werden mit Hilfe von PAW, einem CERN Softwarepaket zur Offline Datenanalyse verarbeitet.

von Spuren in kurzer Zeit und mit kleinen Datenmengen, was der Entwicklung von präziseren Qualitätskriterien mit sofortiger Kontrolle sehr förderlich ist.
In den Abbildungen 4.9 und 4.10 sieht man das komplett analysierte Ereignis. Links oben ist das rekonstruierte Pion mit dem Ringfit eingezeichnet. Sein Zentrum ist durch ein Dreieck markiert. Kandidatenpositionen werden durch Kreuze angezeigt und rekonstruierte Hits erhalten ein Quadrat um ihren Schwerpunkt. Diese Details sind in Abbildung 4.11, einer vergrößerten Darstellung des Pions in RICH2, besser zu erkennen.

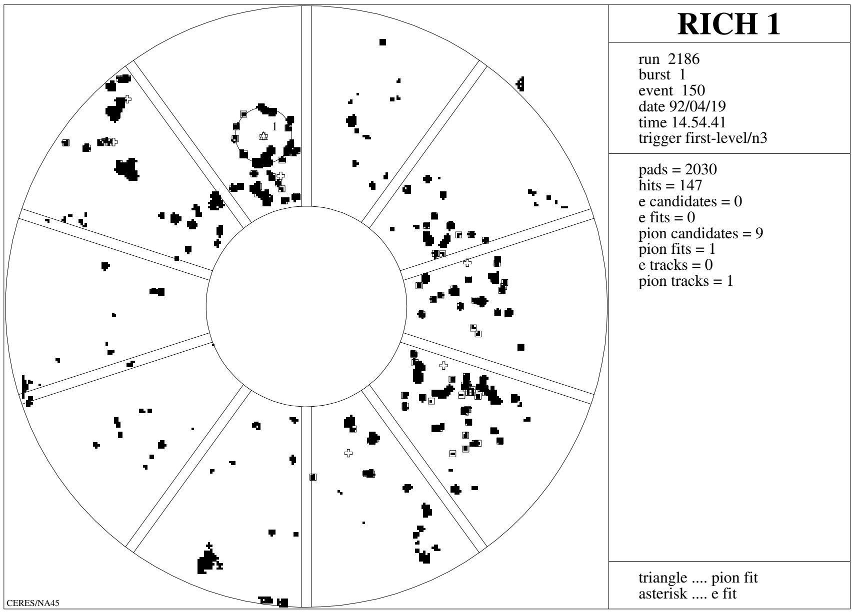

Abbildung 4.9: RICH1 nach Kandidatensuche und Ringfit.

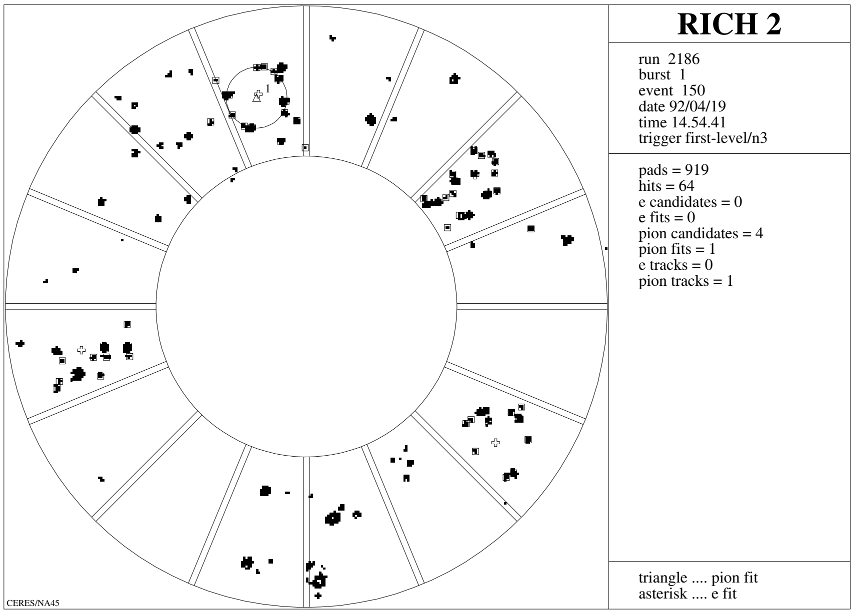

Abbildung 4.10: RICH2 nach Kandidatensuche und Ringfit.

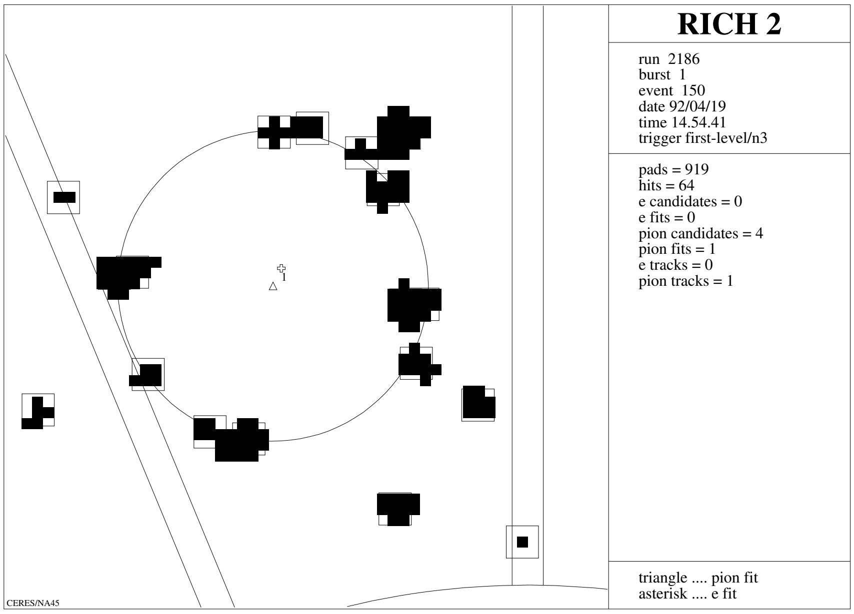

Abbildung 4.11: Vergrößerte Darstellung des Pionrings aus Abb. 4.10. Das Kreuz bezeichnet die Position des Kandidaten, das Dreieck das Zentrum des gefitteten Ringes. Die Zahl bezeichnet die Nummer der Spur im Ereignis.

4.3 Qualitätskriterien für Pionspuren

Um Zufalls- und Elektronenringe zu verwerfen, werden auf N-Tuple-Niveau die Qualitätskriterien aus Kapitel 4.2 verschärft und neue angewendet.

- Die Übereinstimmung der θ-Koordinate in RICH1 und RICH2 innerhalb der Auflösung wird zur Rejektion von Zufallsringen herangezogen.
- Die Korrelation zwischen den Ringradien in RICH1 und RICH2 dient ebenfalls zur Rejiektion von Zufallsringen.
- Die Ablenkung in ϕ zwischen RICH1 und RICH2 entsprechend dem aus den Radien berechneten Impuls dient der Teilchenidentifikation.

Die einzelnen Kriterien werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

4.3.1 Übereinstimmung der θ-Koordinate

Da der Feldeffekt zweiter Ordnung (*second order field effect*, siehe Kapitel 2) für Pionen völlig zu vernachlässigen ist, sollte die Übereinstimmung der Ringe in RICH1 und RICH2 in der θ-Koordinate der quadratischen Summe der Ringzentrumsauflösungen (3.24) in RICH1 und RICH2 entsprechen, mithin für einen fast asymptotischen Pionring etwa $\Delta\theta_{rms} = 0.85\ mrad$ sein. Abbildung 4.12 zeigt den Verlauf dieser Größe gegen den Winkel ϕ einer Pionspur.
Erwarten würde man einen flachen Funktionsverlauf, da es physikalisch keinen Zusammenhang zwischen $\Delta\theta$ und ϕ gibt. Daß es sich aber um eine sinusförmige Funktion handelt, siehe Abbildung 4.12, zeigt apparative Probleme auf. Die $\sin\phi$-Modulation ist unabhängig vom Magnetfeld und rührt von einer Verkippung der Achsen von RICH1 und RICH2 gegeneinander her[IRM93]. Nur bei eingeschaltetem Magnetfeld überlagert sich diesem Effekt noch eine $\sin 3\,\phi$-Modulation, die hervorgerufen wird durch die Kräfte, die das Magnetfeld der supraleitenden Spule auf den Invarträger des Spiegels ausübt. Dieser Invarring ist an drei Stellen am Radiator befestigt, dazwischen biegt er sich etwas durch, was in der Spiegeloberfläche zu einer leichten Wellung führt [GLA92]. Diese beiden Effekte können analytisch erfaßt und korrigiert werden. Die korrigierte Form der Abbildung 4.12 zeigt Abbildung 4.13. Es verbleibt allerdings eine globale Breite der $\Delta\theta$-Verteilung von etwa 1.3 mrad, für die es bisher keine zufriedenstellende Erklärung gibt. Für die Auswahl der Pionspuren wird auf diese korrigierte Verteilung ein $3\,\sigma$-Schnitt angewendet, d.h. das maximal zulässige $\Delta\theta$ beträgt 4 mrad. Die ungleichmäßige Belegungsdichte rührt von den Verstärkungsschwankungen der UV-Zähler und den Speichen in deren Eintrittsfenstern her [TAP92]. Abbildung 4.14 zeigt eine Projektion von Abbildung 4.12, gefittet mit einer Gaußfunktion plus einer Konstanten, die den weiß verteilten Untergrund aus Zufallsringen berücksichtigt. Die Breite der darauf sitzenden Gaußkurve ist 1.25 mrad. Aus der Konstanten berechnet sich

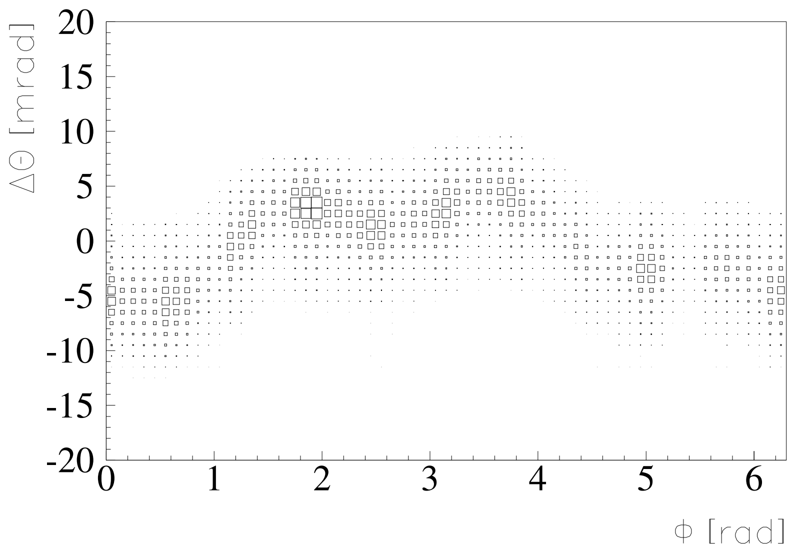

Abbildung 4.12: $\Delta\theta$ gegen ϕ, unkorrigiert.

der Untergrund an Zufallsringen zu etwa 1%. Für diese Verteilung wurden alle zur Verfügung stehenden Schnitte, bis auf den Schnitt in $\Delta\theta$ selbst, verwendet.

4.3.2 Korrelation der Ringradien

Sofern ein Ring in RICH1 und ein Ring in RICH2 vom selben Pion erzeugt wurden, müssen sie innerhalb der Ringradiusauflösung korrelierende Ringradien aufweisen. Dabei gilt für die beiden Radien nach (3.15) der Zusammenhang

$$\frac{R_2}{R_{2_\infty}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma_{th_2}}{\gamma_{th_1}}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{th_2}}{\gamma_{th_1}}\frac{R_1}{R_{1_\infty}}\right)^2} \tag{4.1}$$

wobei R_1, R_2 die in RICH1(2) erzeugten Radien und $R_{1_\infty}, R_{2_\infty}$ die entsprechenden asymptotischen Radien sind. Nur für $\gamma_{th_1} = \gamma_{th_2}$ sind also die Radiusverhältnisse direkt vergleichbar. Zwar enthalten beide Radiatoren dasselbe Gas, da aber die Transmissionsintervalle der Fenster unterschiedlich groß sind (siehe Kapitel 2), gilt $\gamma_{th_1} \neq \gamma_{th_2}$. Statt direkt auf das Ringradiusverhältnis zu schneiden, werden im folgenden daher nach (3.17) γ_1, γ_2 berechnet und deren Verhältnis entsprechend der Impulsauflösungsfunktion (3.31) bewertet. Abbildung 4.15 zeigt die Korrelation zwischen p_1 und p_2.
In Abbildung 4.16 ist die Abweichung des Verhältnisses γ_1/γ_2 von 1 gegen den Impuls dargestellt. Man erkennt deutlich die zu größeren Impulsen hin schlechtere

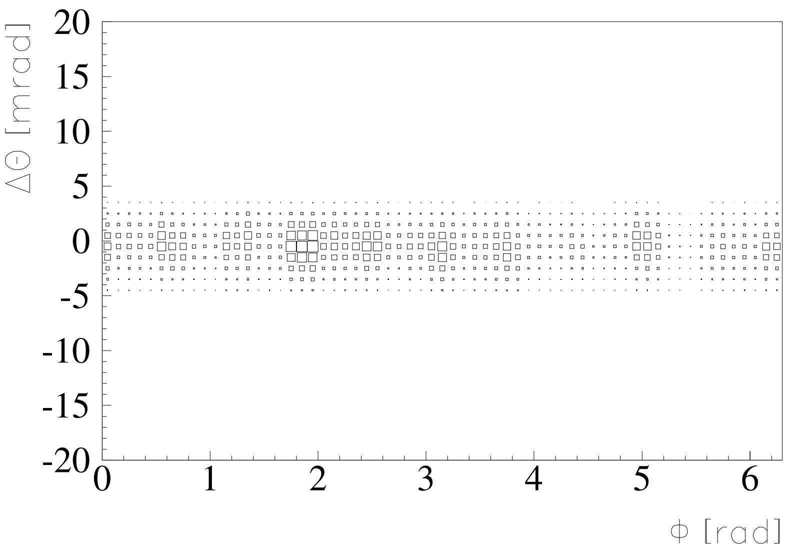

Abbildung 4.13: $\Delta\theta$ gegen ϕ, korrigiert mit Schnitt von 4 mrad.

Impulsauflösung.
Eingezeichnet sind entsprechend (3.31) die 1,2 und $3\,\sigma$-Schnitte in der Impulsauflösung, d.h. nur solche Spuren, deren aus den Ringradien berechnetes Verhältnis $\gamma_1/\gamma_2 - 1$ innerhalb der durchgezogenen Linien liegt, werden akzeptiert. Nur wenn diese Bedingung erfüllt ist, können zwei Ringe von demselben Pion erzeugt worden sein.

4.3.3 Azimutale Ablenkung zwischen RICH1 und RICH2

Dieses Kriterium dient der Unterdrückung von Elektronenspuren. Pionen hoher Impulse erzeugen Radien, die sich nur wenig vom asymptotischen Radius unterscheiden. Daher kann ein Elektron mit einem harten Pion verwechselt werden, wenn kein zusätzliches Kriterium herangezogen wird.
Abbildung 4.17 zeigt die Verteilung der gemessenen Radien. Man erkennt deutlich drei Maxima. Zwei sind Artefakte, die durch die beiden Hough-Transfomationen bei der Kandidatensuche entstehen, während der Anstieg zum asymptotischen Radius hin durch fehlidentifizierte Elektronen hervorgerufen wird. Wenn man, wie in Abbildung 4.18, die Radien gegen die Ablenkung im Magnetfeld aufträgt, erkennt man die Bänder der Elektronen und Pionen. Die Pionen bilden die hufeisenförmige Struktur in der Mitte (π^- im linken Schenkel), während die Elektronen sich bei Radien nahe am asymptotischen Radius und bei großen Ablenkungen konzentrieren. Diese Eigenschaft kann man für einen weiteren Schnitt ausnutzen. Dabei

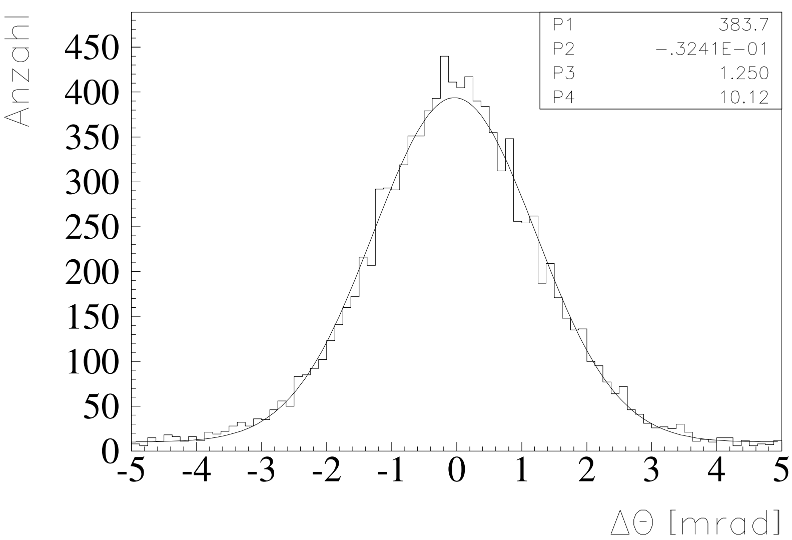

Abbildung 4.14: $\Delta\theta$ korrigiert. Im Kasten stehen die Parameter des eingezeichneten (Gauß+Konstante)-Fits. Die Breite der Gaußkurve ist 1.25 mrad.

wird für einen gemessenen Impuls (Radius) die theoretische Ablenkung im Magnetfeld nach (3.22) berechnet. Da der gemessene Drehwinkel nicht genauer sein kann als die quadratische Summe der Ringzentrumsauflösungen (3.24) in RICH1 und RICH2, muß diese Unschärfe beim Schnitt berücksichtigt werden.
Das Ergebnis dieses Schnittes zeigt Abbildung 4.19. Die beiden offensichtlichen Elektronenbänder sind herausgeschnitten. Allerdings verbleiben in dem Bereich um $\Delta\phi = 0$ einige wenige Elektronen, die entweder tatsächlich einen großen Impuls haben, oder deren Ablenkung $\Delta\phi$ zu klein gemessen wird (Verschiebung des Ringes durch Untergrund oder stark asymmetrische Verteilung der Hits auf dem Ring können eine solche Fehlbestimmung zur Folge haben).

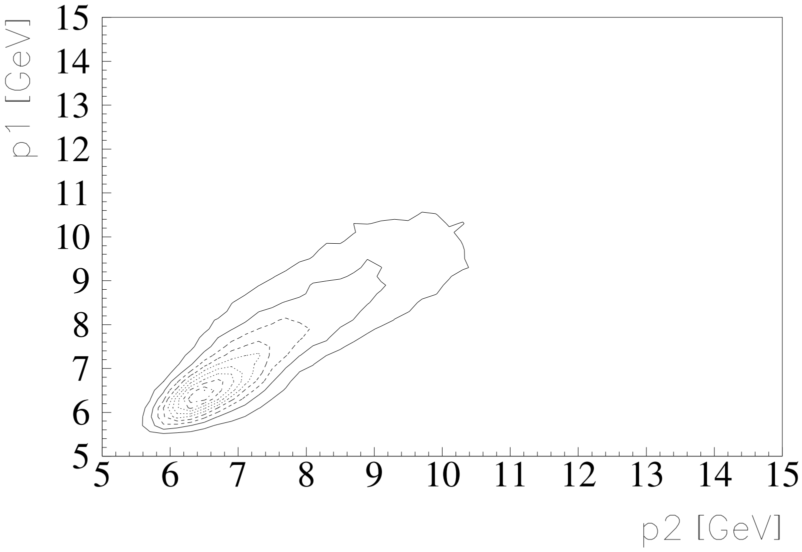

Abbildung 4.15: p_1 gegen p_2

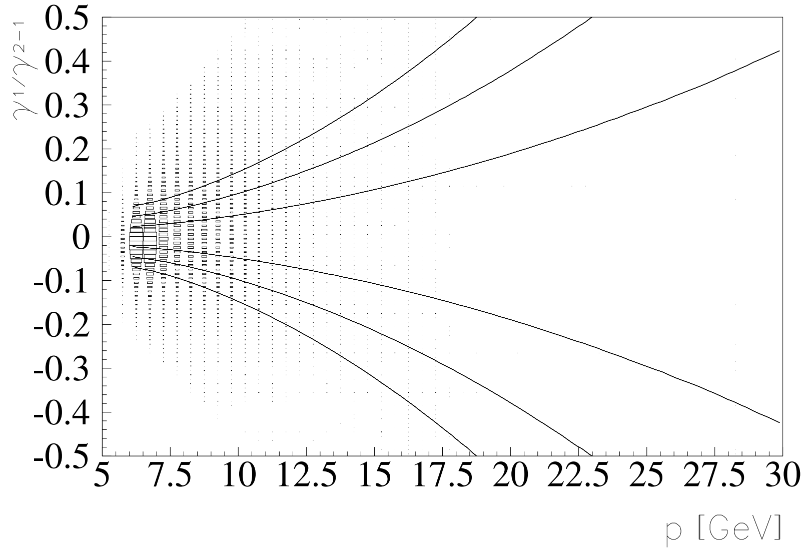

Abbildung 4.16: Impulsauflösungschnitte: 1,2 und 3σ-Schnitte auf $\gamma_1/\gamma_2 - 1$

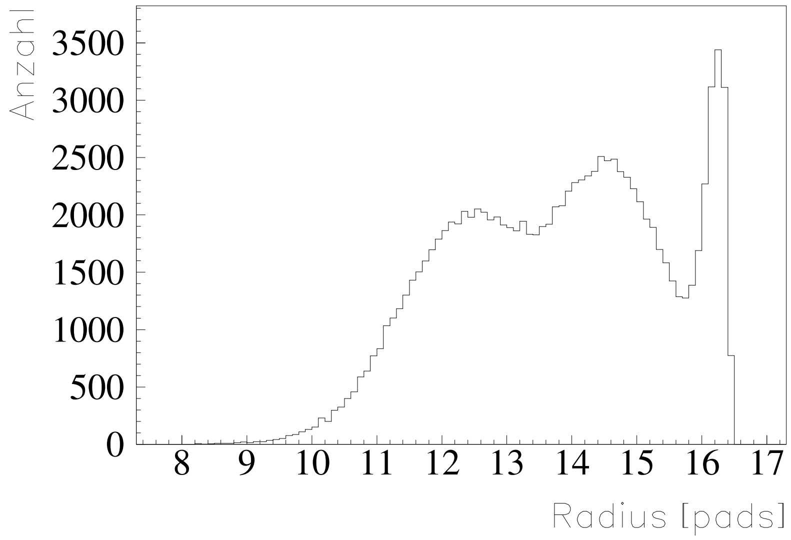

Abbildung 4.17: Verteilung der in RICH2 gemessenen Radien. Der asymptotische Radius liegt bei 16.43 pads. Dort sitzt auch der Radiusschnitt in den Rohdaten.

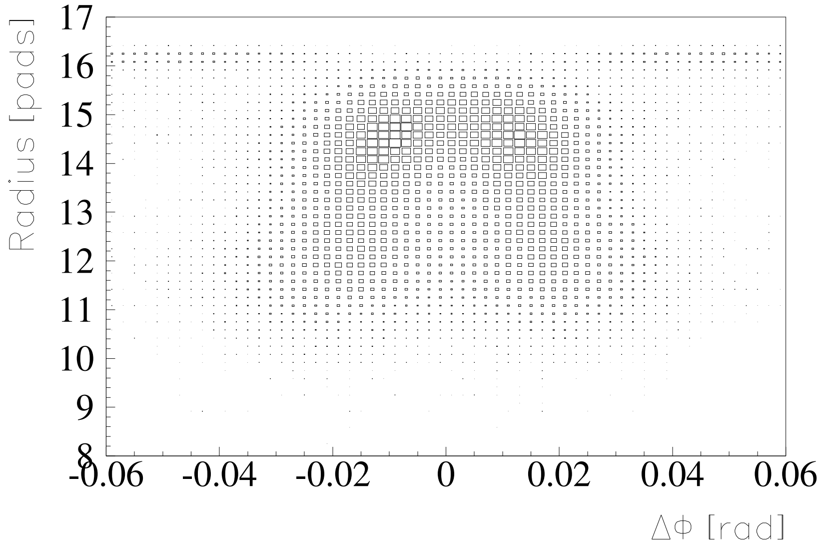

Abbildung 4.18: Radius in RICH2 gegen $\Delta\phi$

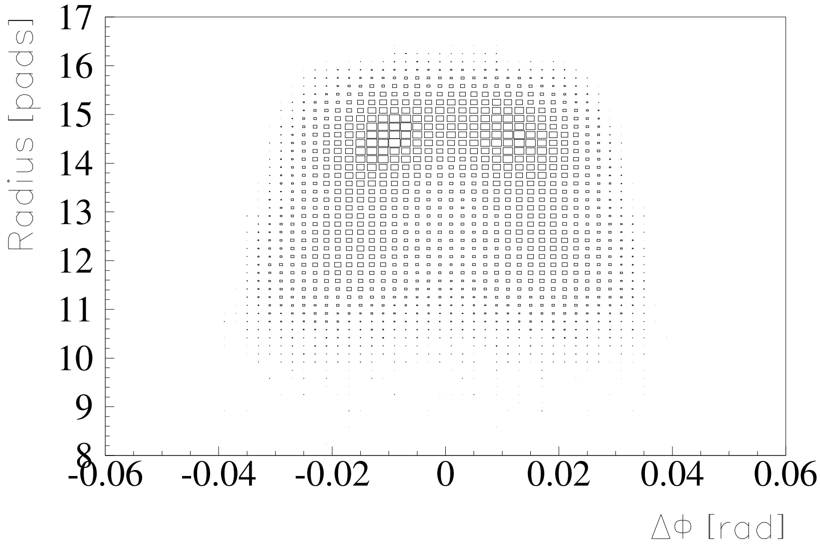

Abbildung 4.19: Radius in RICH2 gegen $\Delta\phi$ mit Schnitt zur Elektronenunterdrückung.

4.3.4 Unkorrigiertes Transversalimpulsspektrum

Abbildung 4.20 zeigt zwei unkorrigierte Transversalimpulsspektren, wie sie sich nach der Anwendung aller hier beschriebenen Schnitte ergeben. Dabei ist der Einfluß nicht rejiezierter Elektronenspuren bei hohen Transversalimpulsen zu erkennen. Die maximal zulässige Ablenkung $\Delta\phi$ bei Impulsen oberhalb von 20 GeV ist

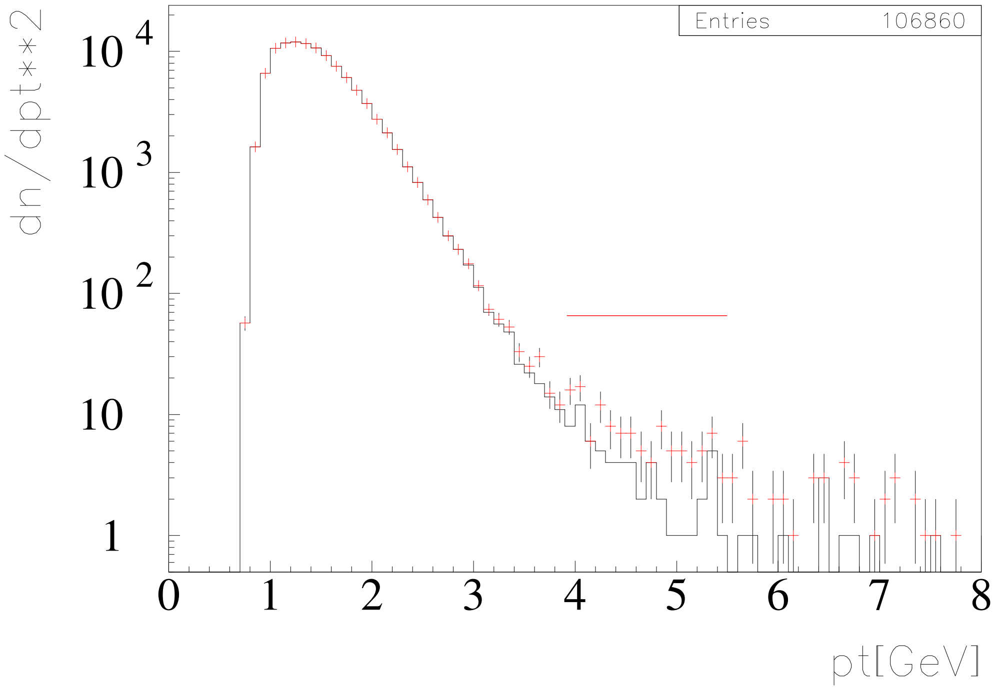

Abbildung 4.20: Unkorrigiertes Transversalimpulsspektrum. Durchgezogene Linie: 5 mrad-Schnitt auf $\Delta\phi_{max}$, Symbole mit Fehlerbalken entsprechen 10 mrad-Schnitt.

für die durchgezogene Linie auf 5 mrad gesetzt. Die Symbole mit Fehlerbalken entsprechen einer maximalen Ablenkung von 10 mrad. Ab etwa 3.5 GeV Transversalimpuls weichen die Spektren signifikant voneinander ab, was auf fehlidentifizierte Elektronen zurückzuführen ist. Im folgenden wird stets der 5-mrad-Schnitt verwendet. Man erkennt außerdem den starken Abfall der Ringfinde-Effizienz bei niedrigen Transversalimpulsen, was aufgrund der sinkenden Anzahl von Hits/Ring auch zu erwarten ist.
Insgesamt konnten in $1.2 \cdot 10^6$ analysierten Ereignissen 106 000 Pionspuren rekonstruiert werden.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulation

Das in Kapitel 4 gezeigte Transversalimpulsspektrum Abb. 4.20 muß mit Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen versehen werden. Die Rekonstruktionseffizenz für eine Pionspur ist stark impulsabhängig, da mit dem Impuls die Anzahl der Photonen auf dem Ring variiert. Außerdem hängt die Impulsauflösung nicht nur in der in Kapitel 3.3 beschriebenen Weise von der Anzahl der Photonen auf dem Ring ab, sondern auch vom Untergrund an nicht zu dem Ring gehörenden Hits in seiner Umgebung. Da die Herkunft solcher Hits nicht im einzelnen bekannt ist und daneben natürlich auch die elektronischen Effekte der Padauslesekette nicht analytisch beschrieben werden können, ist eine Monte-Carlo-Simulation notwendig, um die Rohdaten mit geeigneten Korrekturen versehen zu können.
Dazu müssen zunächst naturgetreue Pionenringe erzeugt werden, die dann echten Ereignissen überlagert werden. Diese Ereignisse werden mit exakt denselben Analyseprogrammen wie die normalen Rohdaten ausgewertet. Durch Vergleich der bekannten Eingangsverteilungen und der rekonstruierten Verteilungen können die Korrekturfunktionen ermittelt werden. In den folgenden Abschnitten wird dieses Verfahren im Detail beschrieben.

5.1 Simulation einzelner Pionenringe

Ein künstlicher Pionring muß alle Eigenschaften eines natürlichen aufweisen, in der Hauptsache:

- Die Breite und Amplitude der Hits, je nach Ort im Detektor variierend.
- Die Streuung der Hits um den Ring.
- Abdeckung von Photonen durch die Fensterspeichen.
- Die impulsabhängigen Größen Anzahl der Hits, Ringradius, Winkeldrehung.

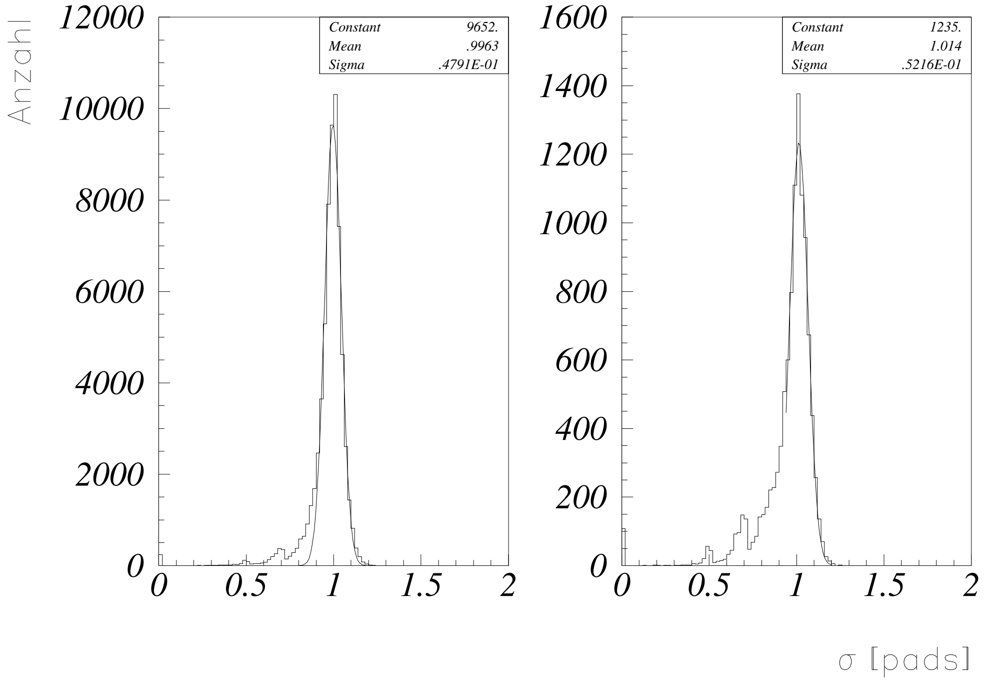

Abbildung 5.1: RICH1-Hitbreiten, links Monte-Carlo, rechts Daten. Gaußfits und deren Parameter sind eingezeichnet.

Abbildung 5.1 zeigt den Vergleich der Hitbreiten in Daten und Monte-Carlo. In RICH1 beträgt die Hitbreite (rms) 1.0 Pads, in RICH2 0.9. Man sieht, daß die Hitbreite im Mittel sehr gut simuliert wird. Die Verteilung der Breiten ist allerdings im Monte-Carlo zu niedrigen Werten hin etwas schmaler. Das liegt vermutlich an nicht simulierbaren Eigenschaften der Ausleseelektronik, wie Übersprechen zwischen einzelnen Kanälen, einzelnen nervösen Kanälen usw. Diese Diskrepanz spielt aber in der Praxis keine Rolle, da auf die Breite eines Hits nicht geschnitten wird. Für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ist lediglich die Verteilung zu großen Breiten hin wichtig, da sie die Verschmierung der Gesamtamplitude auf mehrere Pads beschreibt. Ein Hit kann unter die Schwelle fallen, wenn er zuwenig Amplitude in der zur Rekonstruktion verwendeten 3×3 Matrix enthält. Andererseits steigt die *pileup*-Wahrscheinlichkeit (Überlagerung von zwei Hits) mit der Hitbreite an. Da auf die Hitanzahl geschnitten wird (mindestens 5 Hits werden verlangt), müssen die großen Breiten richtig simuliert werden, was der Fall ist. Die kleinen Nebenmaxima entstehen durch Hits, die nicht alle 9 Pads der 3×3 Matrix belegen.

Den Vergleich der Amplituden zeigt Abbildung 5.2. An die Daten und die Monte-Carlo-Hits wurde eine Exponentialfunktion angefittet. Die Steigungen der beiden

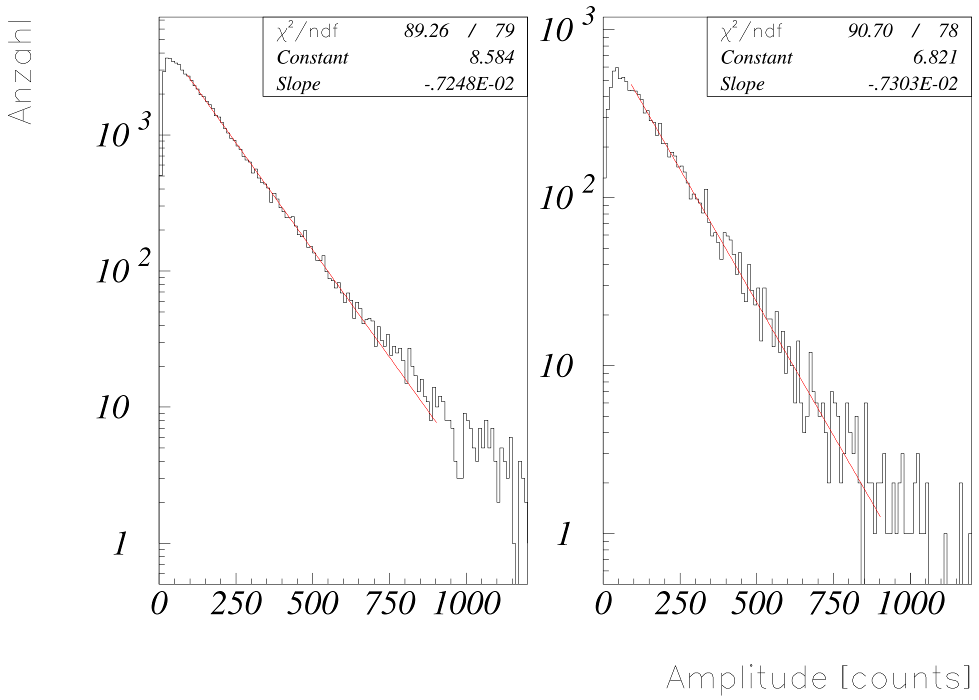

Abbildung 5.2: RICH1 Hitamplituden, links Monte-Carlo, rechts Daten. Die Parameter der angefitteten Exponentialfunktion sind eingezeichnet.

Funktionen, ein Maß für die Verstärkung der UV-Zähler, stimmen sehr gut überein. Für eine Diskussion der Amplituden und Breiten siehe [TAP92].

5.1.1 Ringradien und Anzahl der Photonen/Ring

Aufgrund der weißen $p_\perp$-Eingangsverteilung wird die Ringradiusverteilung im Monte-Carlo stark von großen Radien dominiert. Nach der Anwendung der Gewichtsfunktion sollten die Radiusverteilungen in Monte-Carlo und Daten übereinstimmen. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis dieser Operation für RICH2. Die Radiusverteilung zeigt die gleiche Struktur wie in Abb. 4.17. Lediglich der Elektronenanteil bei großen Radien fehlt, da Elektronen nicht Bestandteil des Monte-Carlos sind. Die größere Streuung bei kleineren Radien ist eine Folge der gewählten Eingangsverteilung, die große Radien bevorzugt. Auch die Verteilungen für RICH1 stimmen überein. Die Verteilung der Hits/Ring gegen den Ringradius in RICH1 ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Den Daten (durchgezogene Linie) ist die Monte-Carlo-Simulation als Punkt mit Fehlerbalken überlagert. Die Ausbeulung beider Verteilungen bei 11.5 Pads ist wahrscheinlich ein durch die Hough-Masken hervor-

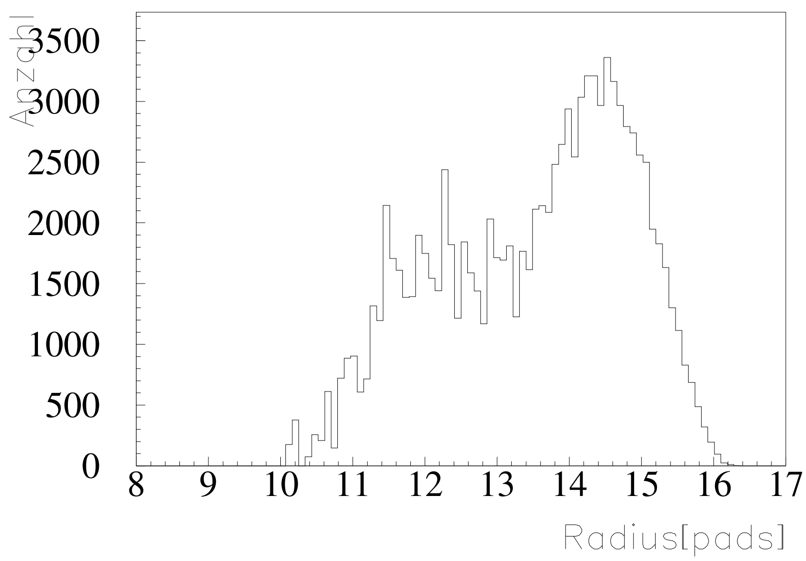

Abbildung 5.3: RICH2-Ringradien aus der Monte-Carlo-Simulation.

gerufenes Artefakt.

5.1.2 Impulsauflösung in Monte-Carlo und Daten

Die impulsabhängigen Eigenschaften können in der richtigen Beschreibung der Impulsauflösung subsummiert werden. Die richtige Simulation ist gerade bei großen Impulsen sehr wichtig, da in einem (z.B. exponentiell) abfallenden Impulsspektrum eine zu großen Impulsen hin schlechter werdende Impulsauflösung zu einem Verschmierungseffekt zu großen Impulsen hin führt, d.h. das Spektrum flacht ab. Da eine Abflachung im Impulsbereich natürlich auch das Transversalimpulsspektrum verändert, muß besonderes Gewicht auf diesen Punkt gelegt werden. Abbildung 5.5 zeigt das Ergebnis der Simulation und einen Vergleich mit Daten. Die Kreise stehen für Monte-Carlo-Ringe, bei denen die Impulsauflösung durch Vergleich des gewürfelten Sollimpulses und des rekonstruierten Impulses bestimmt wurde. Zum Vergleich ist die theoretisch zu erwartende Impulsauflösung aus (5.1, s.u.) als durchgezogene Linie eingezeichnet, wobei zu berücksichtigen ist, daß der Impuls hier immer mit zwei unabhängigen Messungen in RICH1 und RICH2 bestimmt wird. Deshalb wird aus (3.31) hier

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{R}{R_\infty^2 - R^2} \frac{1.5\,\sigma_{sh}}{\sqrt{2}\,\sqrt{N-3}} \tag{5.1}$$

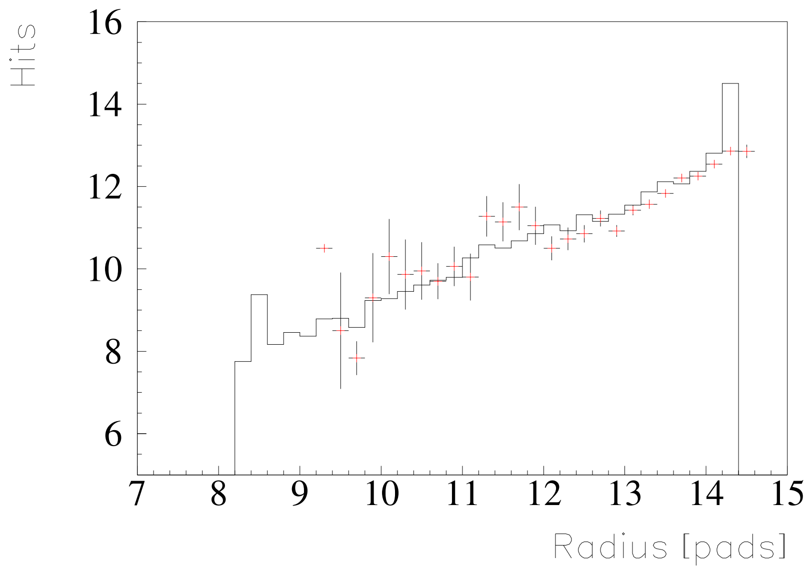

Abbildung 5.4: Anzahl der Hits/Ring in RICH1 gegen Ringradius. Durchgezogene Linie Daten, Punkte mit Fehlerbalken Monte-Carlo-Simulation.

Ab etwa $p = 10\ GeV$ stimmen MC-Ringe mit der Theorie sehr gut überein. Die Abweichung bei niedrigen Impulsen kann erklärt werden durch den Einfluß von Untergrundhits, die die Messung verfälschen. Solche Hits haben bei kleineren Ringen mit wenigen echten Hits einen größeren Einfluß auf die Messung.
Beim Vergleich mit Daten muß berücksichtigt werden, daß diese Methode nicht anwendbar ist, da der Impuls eines Pions nicht a priori bekannt ist. Statt dessen wird folgendes Verfahren verwendet:

- Es werden nur solche Spuren betrachtet, für die die Impulsmessung in RICH1-(RICH2) ein Ergebnis liefert, das innerhalb eines schmalen Intervalls liegt. Für diese Spuren werden die Meßergebnisse in dem jeweils anderen Detektor bestimmt und aufgetragen. Das Ergebnis ist eine Gaußkurve, deren Breite die Impulsauflösung beider Detektoren enthält, da ja schon in die erste Auswahl der Spuren die Impulsauflösung in RICH1(RICH2) eingeht. Diese Methode ist allerdings nur bis etwa $p = 15\ GeV$ brauchbar, da dann die geringe Statistik und die große Breite der Verteilungen einen Gaußfit nicht mehr ermöglichen.

Den Vergleich dieser beiden Verfahren anhand der Monte-Carlo-Ringe liefern die runden und die quadratischen Symbole in Abb. 5.5. Innerhalb der Fehler liegen die Quadrate, entsprechend der Methode ohne bekannten Impuls, perfekt auf der theoretischen Kurve. Weshalb die beiden Verfahren bei niedrigen Impulsen

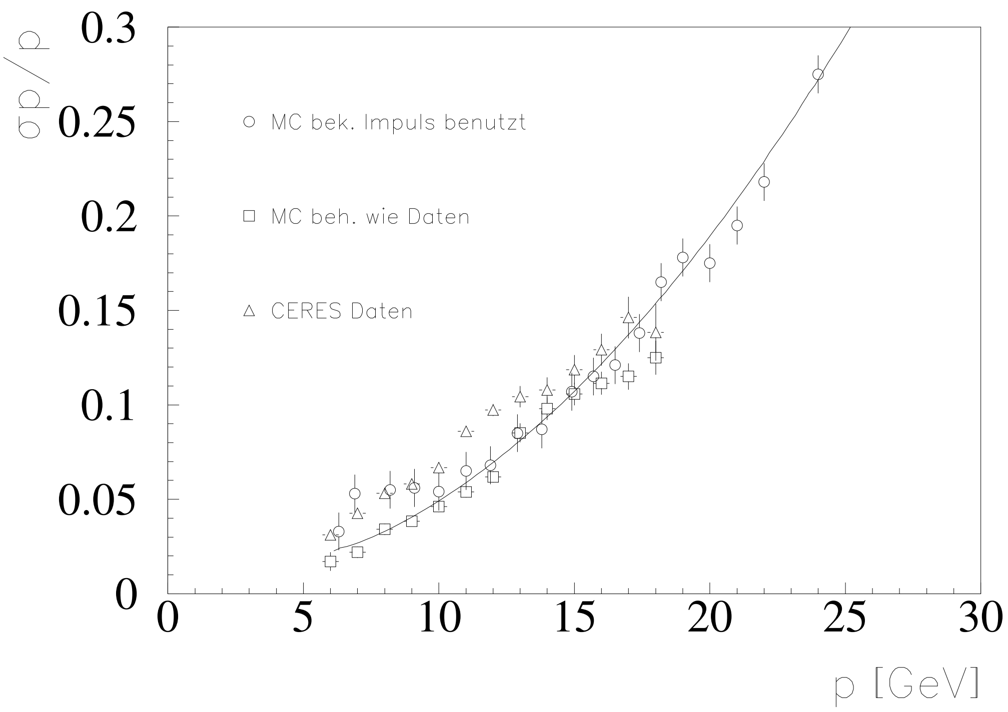

Abbildung 5.5: Impulsauflösung: Vergleich von Daten, Monte-Carlo behandelt wie Daten und Monte-Carlo unter Verwendung des bekannten Sollimpulses.

so unterschiedliche Werte liefern, konnte nicht abschließend geklärt werden. Es liegt aber die Vermutung nahe, daß sich der Einfluß von Untergrundhits im letzteren Verfahren weniger stark bemerkbar macht, da schon die Referenzmessung mit diesem Fehler behaftet ist. Wenn man von einer homogenen Dichte von Untergrundhits ausgeht, befinden sich in der äußeren Umgebung eines Ringes mehr Hits, als in der inneren. Das bedeutet, daß der Ringradius im Mittel etwas zu groß erscheinen wird. Da er dies in beiden Detektoren tut, kann sich dieser Fehler zum Teil aufheben, wenn der Eingangsimpuls bei der Messung nicht verwendet wird (Monte-Carlo, quadratische Symbole), oder mangels Kenntnis nicht verwendet werden kann (Daten).

Wird nun der Vergleich von Daten (Dreiecke) und in gleicher Weise behandelten Monte-Carlo-Ringen (Quadrate) vorgenommen, so ergibt sich eine erhebliche Diskrepanz unterhalb von $p = 14\ GeV$. Die Erklärung dieses Effektes liegt in der Auswahl der akzeptierten Pionspuren. Wie in Kapitel 4.3.2 gezeigt wurde, ist die Korrelation der Ringradien in RICH1 und RICH2 ein wichtiges Kriterium zur Unterdrückung von Zufallsringen. Gerade dieses Kriterium muß natürlich für die Messung der Impulsauflösung abgeschaltet werden. Wie man aus der Datensatz-

reduktion durch die einzelnen Schnitte abschätzen kann, steigt durch Abschalten des Korrelationskriteriums der Anteil von Zufallsringen an den akzeptierten Spuren von etwa 1% (siehe Kapitel 4.3.1) auf circa 40%. Dadurch wird die gemessene Impulsauflösung natürlich erheblich verschlechtert. Daß die Meßwerte bei hohen Impulsen mit dem Monte-Carlo und der Theorie dagegen gut übereinstimmen, liegt an der Wirkung der geometrischen Schnitte (Kapitel 4.3.3), die mit steigendem rekonstruierten Impuls ein immer engeres Fenster auf $\Delta\phi$ setzten und damit die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von vorgetäuschten Ringen reduzieren.
Insgesamt kann festgehalten werden, daß Monte-Carlo, Theorie und Daten in guter Übereinstimmung sind, wobei insbesondere auch der Bereich hoher Impulse, der wegen der Abflachung der Transversalimpulsspektren durch die schlechtere Impulsauflösung wichtig ist, richtig simuliert wird.

5.2 Korrekturfunktion für $p_\perp$-Spektren

Um eine Korrekturfunktion zu erstellen, die sowohl die impulsabhängige Rekonstruktionseffizienz, als auch die Verschmierung durch die beschränkte Impulsauflösung in den Rohdaten ausgleicht, wird folgender Weg beschritten:

- Zunächst müssen die Monte-Carlo-Ringe in einer physikalisch sinnvollen Weise den echten Ereignissen überlagert werden. Dazu wird von einer weißen Rapiditäts- bzw. Pseudorapiditätsverteilung der Pionen innerhalb der Akzeptanz ausgegangen [STR92],[ALB92]. (Im folgenden wird mit der Pseudorapidität gearbeitet, da für die hier betrachteten, hochenergetischen Pionen in sehr guter Näherung $\eta = y$ gilt.) Die Pseudorapidität η ist definiert als

  $$\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2} \tag{5.2}$$

  Für die Multiplizität n in Abhängigkeit von η gilt nach Annahme (s.o.)

  $$\frac{dn}{d\eta} = const. \tag{5.3}$$

  Transformiert auf den Winkel θ zur Strahlachse wird daraus

  $$\frac{dn}{d\theta} = \frac{dn}{d\eta}\frac{d\eta}{d\theta} \tag{5.4}$$

  Mit (5.3) und der Ableitung von (5.2) gilt insgesamt

  $$\frac{dn}{d\theta} \propto -\frac{1}{\theta} \tag{5.5}$$

  Dieser Verteilung entsprechend wird ein Zufallswert für θ gewürfelt.

- In erster Näherung kann von einer Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes in $p_\perp$ und η ausgegangen werden. Deshalb wird ein ebenfalls zufälliger Wert für $p_\perp$ gewürfelt, wobei Werte zwischen 0.8 GeV und 8 GeV gleichverteilt vorkommen, um auch bei hohen Transversalimpulsen genügend Statistik zu erzeugen. Um eine realistische $p_\perp$-Verteilung zu erhalten, werden die einzelnen Spuren mit einem Gewicht versehen, das eine Funktion des gewürfelten $p_\perp$ ist. Diese Gewichtsfunktion kann später variiert werden, so daß beliebige Eingangsverteilungen erzeugt werden können, ohne daß immer wieder neue Monte-Carlo-Ringe erzeugt werden müssen.

- Aus θ und $p_\perp$ wird nach
$$p_\perp = p \sin\theta \tag{5.6}$$
der Impuls berechnet, aus dem Ringradius und die mittlere Anzahl von Hits hervorgehen. Dabei wird von $N_\infty = 11.7$ Photonen/Ring in RICH1 und $N_\infty = 12.6$ in RICH2 ausgegangen. Die tatsächliche Hitanzahl für einen individuellen Ring wird nach einer Poissonverteilung mit dem berechneten Mittelwert gewürfelt.

- Die so erzeugten Ringe werden echten Ereignissen überlagert und mit den selben Algorithmen und Schnitten analysiert. Den rekonstruierten Ringen wird gemäß ihrem gewürfelten $p_\perp$ ein Gewicht zugeordnet, das aus einer ersten Annahme über die Eingangsverteilung berechnet wird. Auf diese Weise wird ein Transversalimpulsspektrum erzeugt, das mit dem unkorrigierten Spektrum aus echten Daten verglichen wird.

- Die Abweichung zwischen dem simulierten und dem echten Spektrum wird parametrisiert und zur Variation der Gewichte benutzt.

- Die letzten beiden Schritte werden so oft wiederholt, bis simuliertes und echtes Transversalimpulsspektrum übereinstimmen.

- Aus den Gewichten, d.h. der Eingangsfunktion und dem rekonstruierten Spektrum wird eine Korrekturfunktion in $p_\perp$ berechnet, die dann auf das echte Rohdatenspektrum angewendet ein korrigiertes Transversalimpulsspektrum aus den Rohdaten erzeugt.

Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis dieses iterativen Prozesses. Mit durchgezogener Linie sind die echten Rohdaten dargestellt, während die gewichtete Monte-Carlo-Verteilung mit Fehlerbalken darübergezeichnet ist. Die innerhalb der Fehler perfekte Übereinstimmung beider Verteilungen ist das Abbruchkriterium für die Iteration. Die Effizienz, die sich mit diesen Gewichten aus dem Vergleich von Eingangsverteilung und Rohspektrum ergibt, ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Dabei ist der Begriff Effizienz nicht ganz präzise, da nicht nur die Spurfindeeffizienz, sondern auch die Schnitte in der Akzeptanz und die Impulsverschmierung schon enthalten

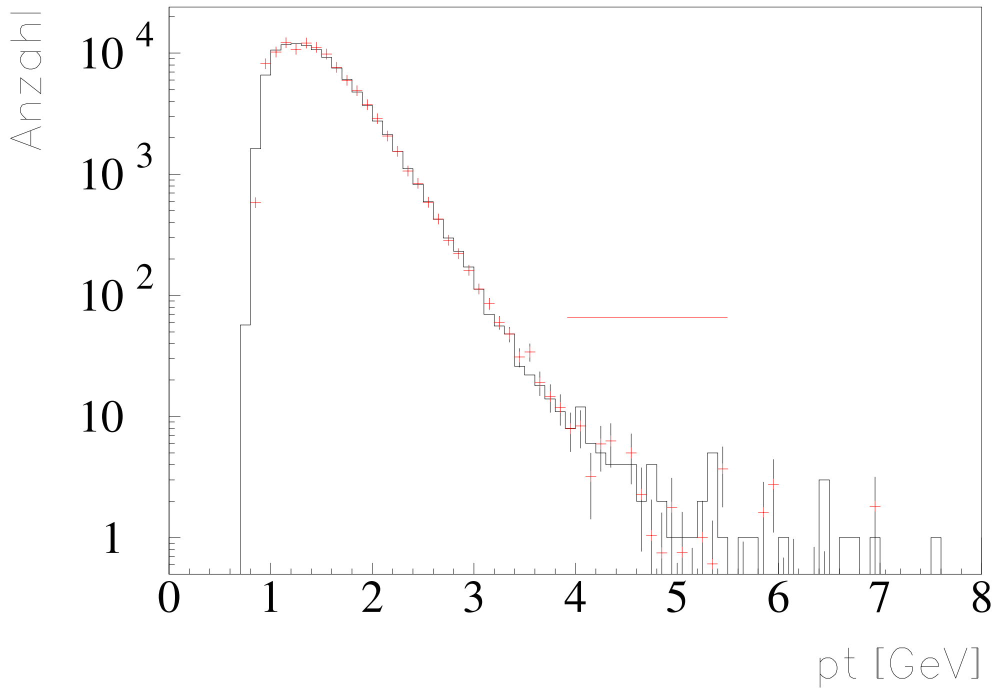

Abbildung 5.6: Vergleich von Rohdaten (durchgezogene Linie) und der Monte-Carlo-Simulation nach drei Iterationsschritten.

sind. Trotzdem gibt die Verteilung bei kleinen und mittleren Transversalimpulsen die Spurfindeeffizienz gut wieder, die im mittleren Transversalimpulsbereich bei etwa 15% liegt. Zu hohen Impulsen hin scheint die Effizienz zu sinken, was aber an den Schnitten zur Rejektion von Elektronen liegt. Die Fehlerbalken repräsentieren den Fehler, der durch die endliche Monte-Carlo-Statistik bedingt ist. Dabei muß beachtet werden, daß dieser Fehler sich nicht einfach durch die statistischen Fehler der Eingangs- und Ausgangsverteilungen ergibt. Vielmehr kann der Monte-Carlo-Prozess als ein Experiment mit binomial verteiltem Ergebnis *gewürfelter Ring gefunden* bzw. *gewürfelter Ring nicht gefunden* betrachtet werden. Somit gilt für den Fehler der errechneten Effizienz ϵ

$$\sigma_{\epsilon} = \sqrt{\frac{\epsilon\,(1-\epsilon)}{N}} \tag{5.7}$$

wobei N die Anzahl der durchgeführten Versuche darstellt. Das Inverse dieser Effizienzverteilung ist die Korrekturfunktion, die auf das Rohdatenspektrum angewandt wird.

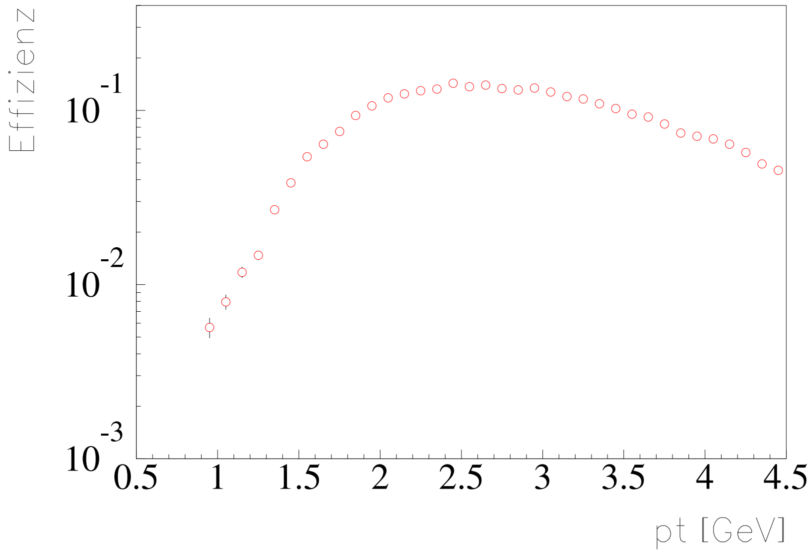

Abbildung 5.7: Aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Effizienz als Funktion von $p_\perp$.

Kapitel 6

Transversalimpulsspektren

In diesem Kapitel wird das in Abschnitt 4.3.4 gezeigte Transversalimpulsspektrum wird mit Hilfe der aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen Korrekturfunktion auf Effizienz und Akzeptanz korrgiert. Die statistischen und systematischen Fehler werden diskutiert. Die Abhängigkeit der Form des Spektrums von der Multiplizität und das Verhältnis π^+/π^- wird untersucht. Schließlich werden Vergleiche mit Spektren der Experimente WA80, NA34 und NA35 vorgenommen.
Angegeben wird stets der invariante Wirkungsquerschnitt

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

wobei keine absolute Normierung angegeben wird. Auf die Bestimmung eines absoluten Wirkungsquerschnitts wurde wegen der geringen physikalischen Bedeutung angesichts vieler schon vorliegender Messungen und des erheblich höheren Monte-Carlo-Aufwandes verzichtet.
Sofern keine Schnitte auf die θ-Koordinate gemacht werden, gelten die Spektren für den Pseudorapiditätsbereich

$$2.03 < \eta < 2.65 \tag{6.2}$$

wobei wegen $p >> m_\pi$ in guter Näherung Pseudorapidität η und Rapidität y übereinstimmen.
Abbildung 6.1 zeigt Verteilung der Daten in der $p_\perp$-η-Ebene. Horizontal wird die Verteilung durch die geometrische Akzeptanz der RICH-Detektoren begrenzt, während die vertikale Kante durch die Čerenkovschwelle bedingt wird. Die in der Analyse verwendeten Schnitte sind eingezeichnet.

6.1 Korrigiertes $p_\perp$-Spektrum

Das korrigierte Spektrum ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Fehlerbalken repräsentieren sowohl den statistischen Fehler der einzelnen Datenpunkte, der sich aus der

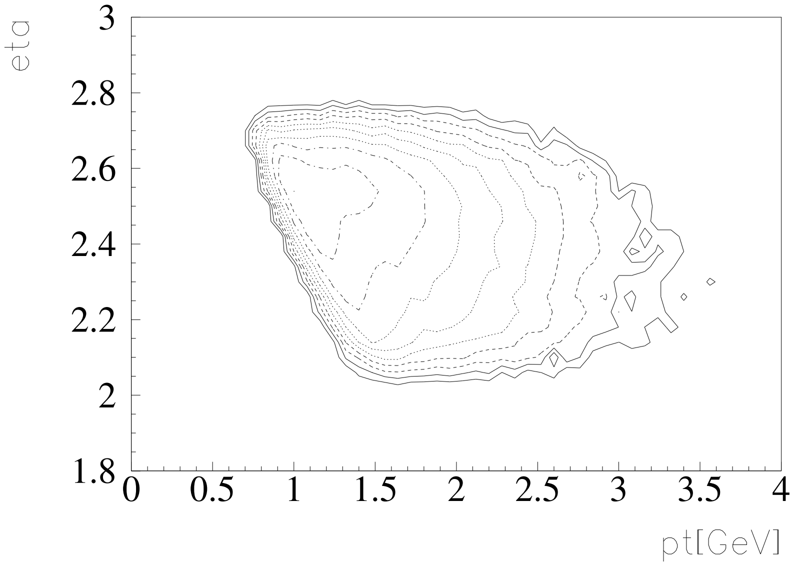

Abbildung 6.1: Die Verteilung der Daten in der $p_\perp$-η-Ebene. Die Darstellung in z ist logarithmisch. Die Linien entsprechen den verwendeten Schnitten.

Anzahl der Spuren pro Bin des Rohdatenspektrums ergibt, als auch den Fehler, der sich aus der endlichen Monte-Carlo-Statistik ergibt, siehe Kapitel 5.2. D.h. der Fehler der Korrekturfunktion, soweit er statistischer Natur ist, geht in den Gesamtfehler quadratisch mit ein. Die eingezeichnete Exponentialfunktion, ein Fit an die Datenpunkte im Bereich $1.5 < p_\perp < 2.1\ GeV$, verdeutlicht die Abweichung der gemessenen Verteilung von einer reinen Exponentialfunktion.
Für Kaonen ist der minimale Impuls für die Emission von Čerenkovphotonen 16 GeV. Daher können Kaonen erst ab ca. 3.2 GeV $p_\perp$ zur Messung beitragen. Das Verhältnis K/π beträgt etwa 0.05 (K^-/π^-) bzw. 0.20 (K^+/π^+) [DRE89]. Unterhalb von 3.2 GeV $p_\perp$ ist das Spektrum daher völlig frei von Kaonen, während darüber der Kaonanteil in den statistischen Fehlern verschwindet. Noch schwerere Mesonen treten nicht in Erscheinung.

6.1.1 Systematische Fehler

Die Hauptquelle für systematische Fehler in der Messung liegt in der Mustererkennung. Wie in Kapitel 4 beschrieben, werden zur Vewerfung von Zufallsringen Kandidaten nur dann akzeptiert, wenn sich ihre integrale Pulshöhe deutlich vom Hintergrund abhebt. Dieses Kriterium führt zu einer Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von der lokalen Hitdichte. Um den daraus resultierenden systematischen Fehler abzuschätzen, wurden die Detektoren in zwei θ-Intervalle aufgeteilt, ei-

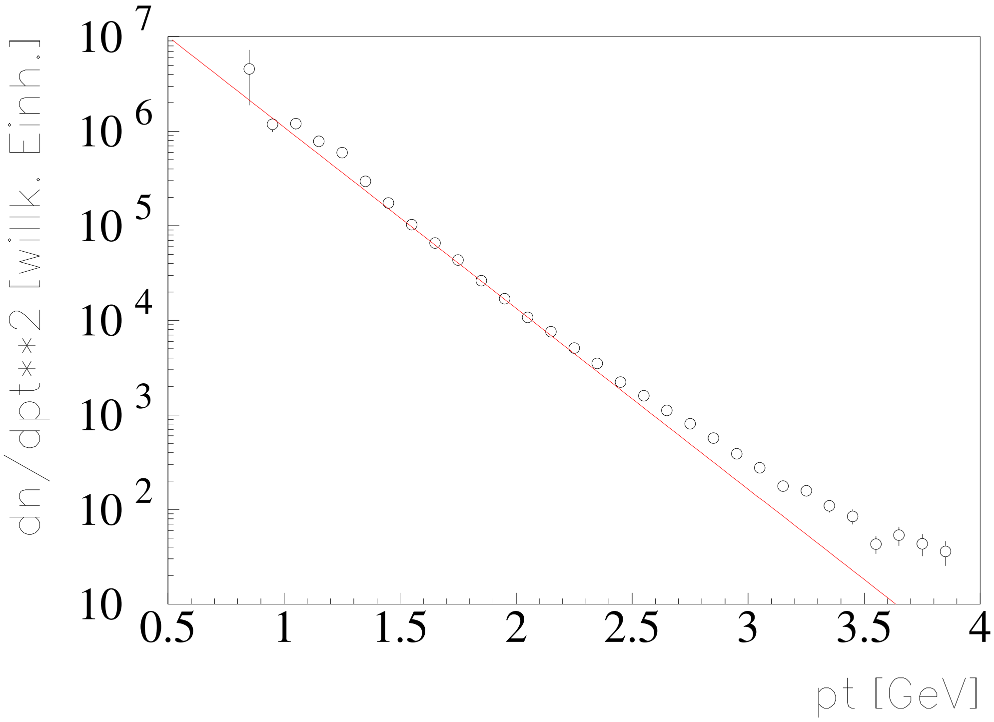

Abbildung 6.2: Korrigiertes $p_\perp$-Spektrum identifizierter geladener Pionen mit exponentiellem Fit zwischen 1.5 und 2.1 GeV $p_\perp$.

nem inneren mit $150 < \theta < 170\ mrad$ und einem äußeren mit $170 < \theta < 260\ mrad$. Da im inneren Bereich die Dichte der Spuren und damit auch die Hitdichte höher ist als im äußeren Bereich, kann auf diese Weise geprüft werden, welchen Einfluß diese Variation auf die Mustererkennung hat und wie gut dieser Einfluß im Monte-Carlo simuliert wird. Dabei wird angenommen, daß innerhalb der kleinen Akzeptanzunterschiede in Rapidität, die durch diese Schnitte erzeugt werden, keine physikalischen Effekte eintreten, insbesondere keine Änderung der Steigung des Spektrums, d.h. die Methode geht davon aus, daß gilt

$$< p_\perp > (\eta) = const.\ für\ 2.03 < \eta < 2.65 \tag{6.3}$$

Für die beiden Bereiche wurde unabhängig die Korrekturfunktion mit der in Kapitel 5.2 beschriebenen Methode bestimmt und auf die Rohdaten angewendet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.3. Wegen der durch die Unterteilung bedingten niedrigeren Statistik und der verschobenen Akzeptanz kann nicht für alle Meßwerte eine Fehlerabschätzung angegeben werden. Die Werte für den inneren Bereich verlaufen etwas flacher oberhalb der Meßwerte, während die Werte aus dem äußeren Bereich unterhalb verlaufen. Generell kann dieses Verhalten qualitativ erklärt wer-

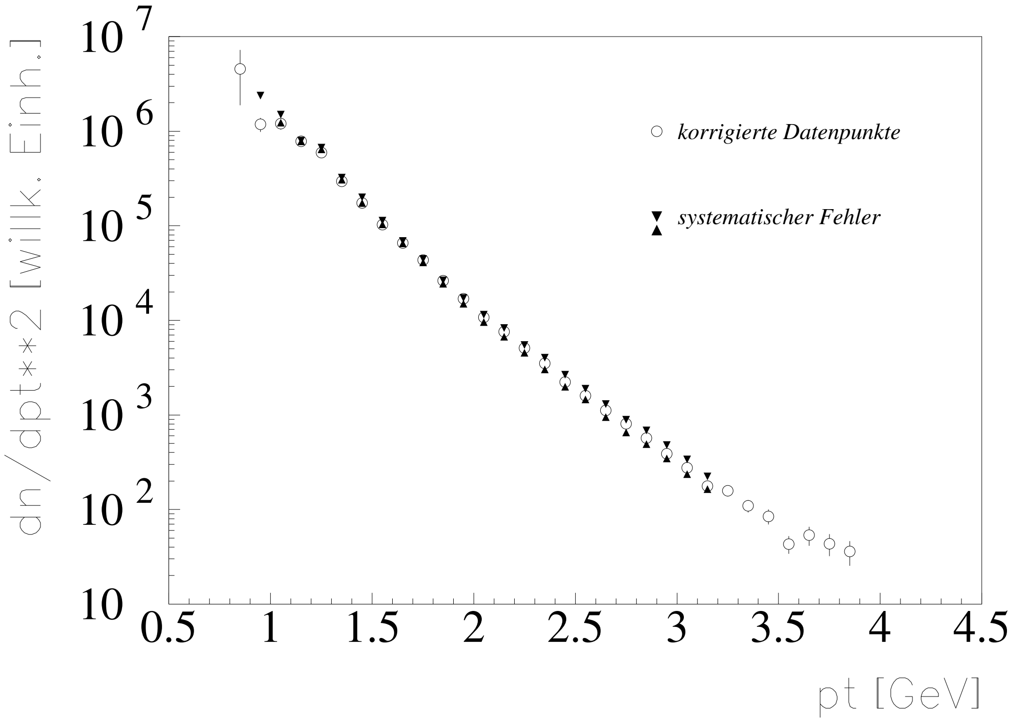

Abbildung 6.3: Korrigiertes $p_{\perp}$-Spektrum mit systematischem Fehler aus der θ-Variation. Die Mitte der Dreiecke entspricht der berechneten Abweichung.

den mit der naheliegenden Annahme, daß große Ringe, d.h. Pionen großer Impulse, in einer Umgebung höherer Hitdichte eine bessere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit haben als kleine Ringe bei derselben Hitdichte[1]. Daß einer solcher Effekt aber im korrigierten Spektrum zu sehen ist, deutet darauf hin, daß die Monte-Carlo-Simulation in diesem Punkt nicht perfekt ist. Um zu prüfen, ob tatsächlich die Untergrundhitdichte und nicht doch ein physikalischer Effekt die Steigung der Spektren verändert, wurden ein Multiplizitätsintervall und ein θ-Intervall niedriger Hitdichten ausgewählt. Für beide Spektren wurde die Korrektrufunktion bestimmt und die korrigierten Spektren wurden verglichen. Dann wurden zwei Intervalle in θ und N_{ch} mit hoher Hitdichte ausgewählt und die korrigierten Spektren erstellt. Abbildung 6.4 zeigt den Vergleich für die Auswahl hoher Hitdichten. Die Spektren sind oberhalb von 1.3 GeV innerhalb der Fehler identisch. Auch die hier nicht gezeigten Spektren für niedrige Hitdichten sind identisch. Insgesamt unterstützt dieses Ergebis stark die Annahme, daß es sich um einen systematischen Fehler in der Monte-Carlo-Simulation handelt. Tabelle 6.1 enthält den invarianten Wir-

[1] Über den trivialen Effekt der höheren Effizienz aufgrund der größeren Anzahl von Hits/Ring hinaus.

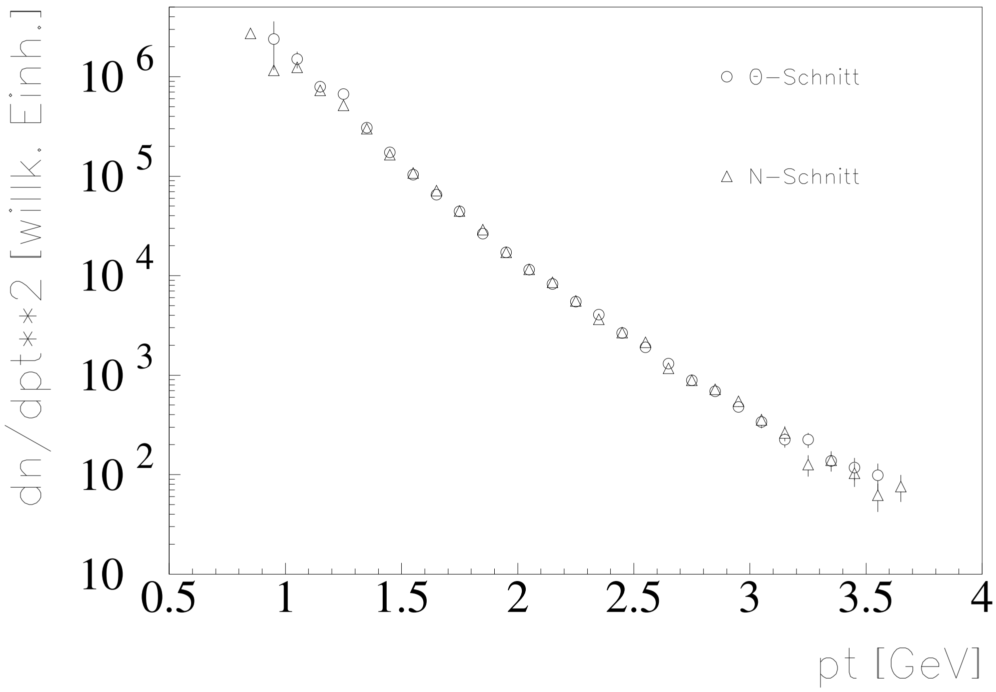

Abbildung 6.4: Korrigierte $p_\perp$-Spektren für Gebiete gleicher Hitdichte in den UV-Zählern. Die Dreiecke kennzeichnen die Datenpunkte für die Auswahl in der Multiplizität, die Kreise stehen für eine Auswahl in θ, die jeweils gleiche Hitdichten zur Folge haben.

kungsquerschnitt mit der Angabe der statistischen und systematischen Fehler auf jedem Intervall.

$p_\perp$ [GeV]	$\frac{1}{p_\perp}\frac{dN}{dp_\perp}$	$\pm$ stat. [%]	- syst. [%]	+ syst. [%]
0.85	4566744	59	-	-
0.95	1182046	17	-	102
1.05	1205166	13	2	24
1.15	781402	11	1	1
1.25	592701	10	9	13
1.35	294772	8	4	9
1.45	173819	7	1	14
1.55	102556	7	1	10
1.65	65987	6	1	4
1.75	43362	6	5	2
1.85	26314	6	6	1
1.95	16962	5	11	1
2.05	10773	5	10	6
2.15	7591	5	11	9
2.25	5112	5	10	7
2.35	3508	5	13	15
2.45	2219	5	10	19
2.55	1598	5	9	18
2.65	1114	6	14	16
2.75	806	6	18	10
2.85	566	7	13	21
2.95	388	8	10	23
3.05	275	9	13	23
3.15	176	11	6	26
3.25	158	12	-	-
3.35	109	14	-	-
3.45	84	18	-	-
3.55	43	21	-	-
3.65	53	22	-	-
3.75	43	26	-	-
3.85	35	29	-	-
3.95	39	31	-	-

Tabelle 6.1: Invarianter Wirkungsquerschnitt mit statistischen und systematischen Fehlern in %.

6.2 Multiplizitätsunabhängigkeit

Die Multiplizität der geladenen Teilchen n_{ch} eines Ereignisses ist ein Maß für die Zentralität der Kollision und für die erreichte Energiedichte [AKE88]. Wie in Kapitel 1.1 beschrieben wurde, ist der mittlere Transversalimpuls über verschiedene Modellvorstellungen mit der Energiedichte verbunden. Es ist daher interessant zu prüfen, ob die Form des Transversalimpulsspektrums und damit $< p_\perp >$ von der Multiplizität abhängt.

Abbildung 6.5 zeigt die Multiplizitätsverteilung der Ereignisse mit akzeptierten Pionspuren. Die Multiplizitäten unter $n_{ch} = 270$ wurden bei der Datennahme in ihrer Rate um einen Faktor 3 herunterskaliert, um zentrale Kollisionen im Datensatz anzureichern. Um den Einfluß der Multiplizität des Ereignisses auf die Verteilung der Transversalimpulse zu untersuchen, wurde die Multiplizitätsverteilung in 4 Bereiche n_j, $j = 1, 2, 3, 4$, eingeteilt: $n_1 < 150, 150 < n_2 < 250, 250 < n_3 < 300$

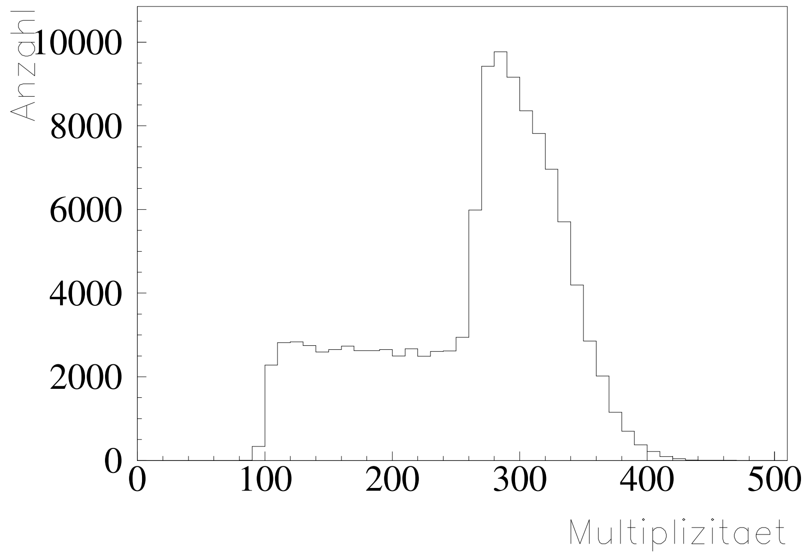

Abbildung 6.5: Verteilung der geladenen Multiplizität im Siliziumpadzähler mit $1.7 < \eta < 3.7$. Niedrige Multiplizitäten sind dreifach herunterskaliert, um zentrale Kollisionen anzureichern.

und $n_4 > 300$. Für diese Bereiche wurde unabhängig die Korrekturfunktion bestimmt. Das ist notwendig, weil mit der Multiplizität die Hitdichte im Detektor korreliert und daher die Rekonstruktionseffizienzen variieren. Abbildung 6.6 zeigt den Einfluß der Multiplizität auf die Form des Spektrums. Man erkennt deutlich, daß mit ansteigender Multiplizität das Spektrum abflacht. Um diesen Effekt zu

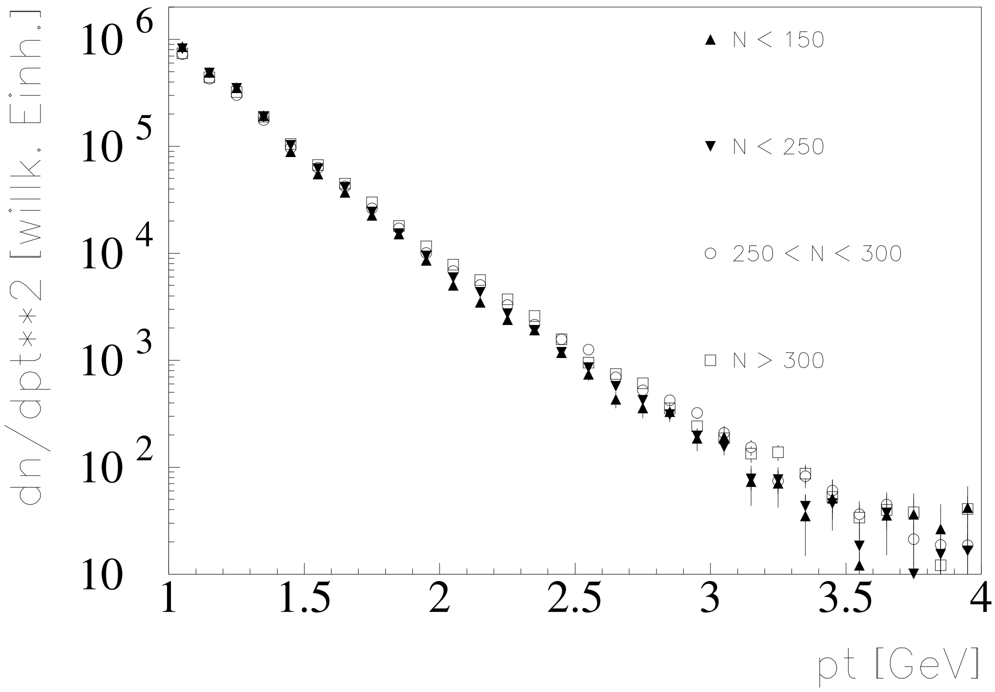

Abbildung 6.6: Verschiedene Multiplizitätsintervalle und ihr Einfluß auf die Form der $p_\perp$-Verteilung.

quantifizieren, wurde eine Exponentialfunktion der Form

$$f(p_\perp) = e^{(-p_\perp/s)} \quad mit \quad s =< p_\perp > /2 \tag{6.4}$$

in verschiedenen $p_\perp$-Intervallen $i = 1, ..., 5$ angefittet, wobei die Intervallgrenzen $p_{\perp 0}(i)$ und $p_{\perp 1}(i)$ durch

$$p_{\perp 0} = 1.3 + i \cdot 0.1 \; [GeV] \tag{6.5}$$

und

$$p_{\perp 1} = 2.0 + i \cdot 0.1 \; [GeV] \tag{6.6}$$

definiert sind. Für jedes Intervall i und alle Multipizitätsschnitte n_j wurde das Verhältnis

$$\epsilon(n_j, i) = \frac{< p_\perp > (n_j, i)}{< p_\perp > (n_4, i)} \tag{6.7}$$

berechnet. Die Mittelwerte über alle i für je einen Multipizitätsschnitt $\epsilon(\bar{n_j})$ und deren Streuung sind in Abbildung 6.7 aufgetragen. Man erkennt einen Anstieg von $< p_\perp >$. Der Effekt ist aber kleiner als der systematische Fehler, der durch die untere Linie in der Abbildung angezeigt wird. Die Bestimmung dieses Fehlers

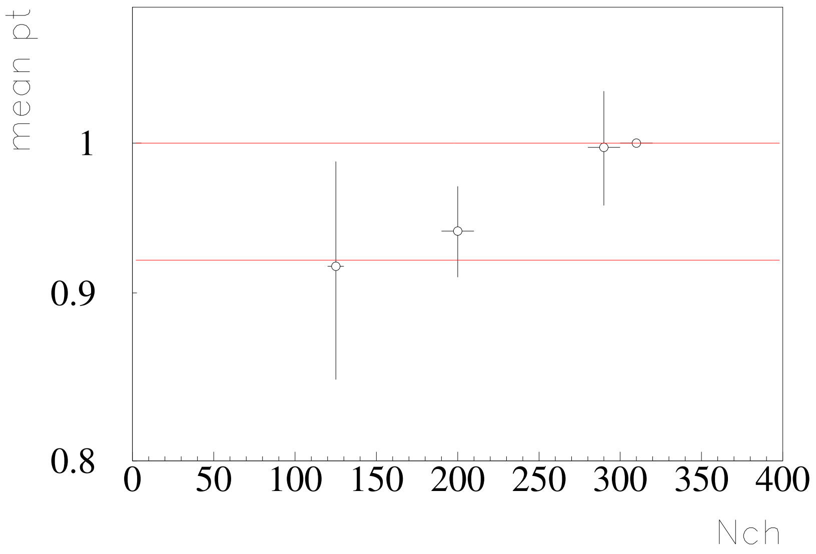

Abbildung 6.7: Multiplizitätsabhängigkeit von $< p_\perp >$, normiert auf die höchste Multiplizität. Die obere Linie verläuft bei 1.0, die untere symbolisiert den systematischen Fehler, bestimmt aus zwei Schnitten in θ.

erfolgt auf folgende Weise: Aus Kapitel 6.1.1 ist bekannt, daß sich die Steigung des Spektrums mit der Hitdichte im Detektor leicht verändert. Da Hitdichte und Multiplizität korrelieren, muß untersucht werden, ob der hier beobachtete Trend größer ist als der Effekt durch die vergrößerte Hitdichte. Die Wiederholung der Bestimmung von $\epsilon(\bar{n}_j)$ mit Schnitten in θ statt in n_{ch} wie in 6.1.1 liefert eine Variation von $< p_\perp >$ mit θ, die ebenso groß wie die Variation mit n_{ch}.
Es muß daher geschlossen werden, daß innerhalb der systematischen Fehler keine Abhängigkeit von $< p_\perp >$ von der Multiplizität beobachtet wird.

6.3 Ladungsunabhängigkeit

Bis zu einem Impuls von etwa 10 GeV kann über die Ablenkung im Magnetfeld die Ladung eines Pions bestimmt werden. Bis $p_\perp \simeq 2$ GeV ist es daher möglich, die Variation der Transversalimpulsverteilung mit der Ladung zu untersuchen. Da die entsprechenden Verteilungen sehr ähnlich sind, ist in Abbildung 6.8 das Verhältnis der invarianten Wirkungsquerschnitte π^+/π^- als Funktion von $p_\perp$ aufgetragen. Innerhalb der Fehlergrenzen wird keine Abhängigkeit der Transversal-

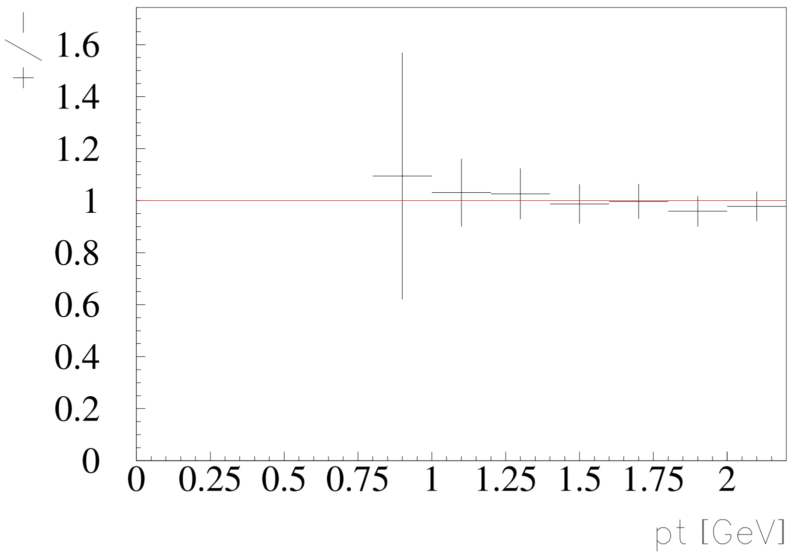

Abbildung 6.8: Verhältnis der $p_\perp$-Verteilungen: π^+/π^-

impulsverteilung von der Pionenladung beobachtet. Das Verhältnis π^+/π^- ist 0.99 ± 0.03 (gewichtetes Mittel über alle Bins in Abbildung 6.8).

6.4 Vergleich mit WA80

Das einzige Experiment, das bisher Transversalimpulsspektren von identifizierten Pionen in ^{32}S-Au-Kollisionen bei SPS-Energien bis zu vergleichbaren $p_\perp$ gemessen hat, ist das CERN-Experiment WA80. Es handelt sich dabei um neutrale Pionen im Pseudorapiditätsbereich $2.10 < \eta < 2.92$ [HOE93]. Abbildung 6.9 zeigt den Vergleich der WA80-Daten mit CERES-Daten. Die Spektren sind bei $p_\perp = 2\ GeV$ aufeinander normalisiert. Bei hohen und bei niedrigen Transversalimpulsen weichen die Spektren voneinander ab, während sie im mittleren Meßbereich gut übereinstimmen. Um die Abweichung deutlicher zu machen, zeigt Abbildung

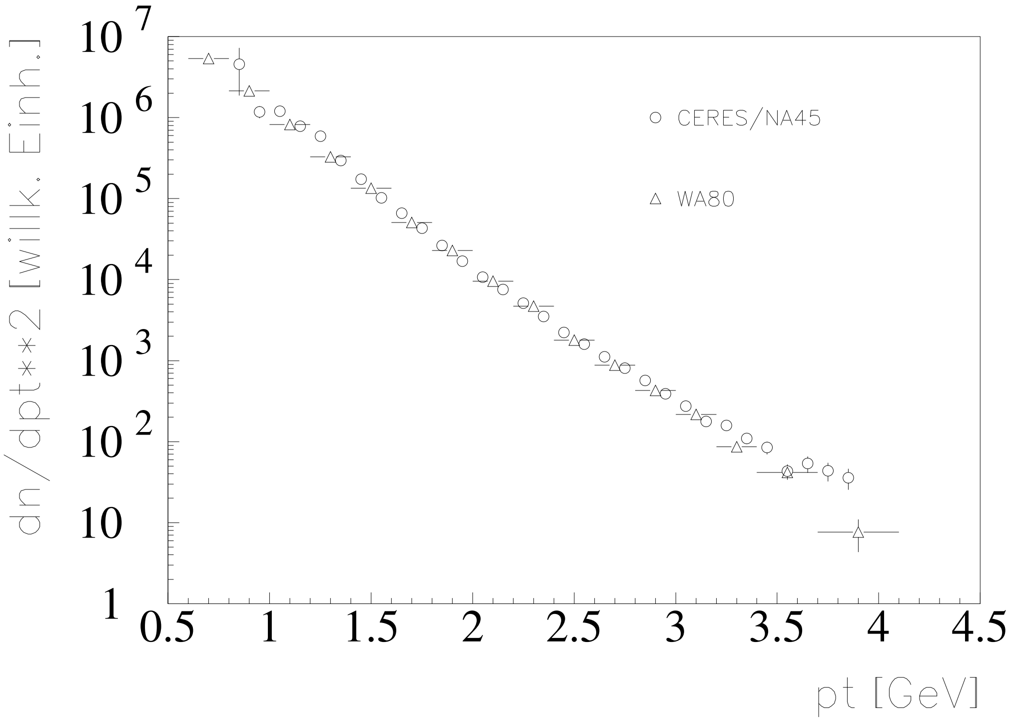

Abbildung 6.9: Vergleich von CERES $\pi^{\pm}$ und WA80 π^0-Daten.

6.10 das Verhältnis CERES/WA80. Um die Spektren trotz unterschiedlichem Binning durcheinander teilen zu können, wurde das WA80 mit einer Funktion der Form $f(x) = a \cdot exp(b \cdot x) + c \cdot exp(d \cdot x) + g \cdot exp(h \cdot x)$ parametrisiert. Abbildung 6.10 zeigt das Ergebnis der Division der CERES-Datenpunkte durch die Parametrisierung. Zum Vergleich sind die WA80-Datenpunkte ebenfalls durch die Parametrisierung geteilt und eingezeichnet worden. Der Fehler durch dieses Verfahren ist deutlich kleiner als die Abweichung der CERES-Daten von der Parametrisierung. Die Diskrepanz zwischen den beiden Spektren verringert sich etwas, wenn man den systematischen Fehler der CERES-Datenpunkte in Betracht zieht. Wenn man die Datenpunkte um den Fehler aus Spalte 4 der Tabelle 6.1 verringert, stimmen die Spektren zwischen 1.5 und 3.0 GeV $p_{\perp}$ überein.

Da sowohl das betrachtete Stoßsystem als auch in erster Näherung die Rapiditätsakzeptanz übereinstimmen, liegt der einzige bekannte Unterschied im Isospin der betrachteten Pionen. Die Vielfachstreuung der Pionen in der Targetmaterie ist ein Prozeß der starken Wechselwirkung. Da aber für die starke Wechselwirkung Isospininvarianz gilt, kann aus diesem Unterschied kein physikalisches Argument gewonnen werden, das die Diskrepanz zwischen den beiden Ergebnissen erklärt. Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß die beiden Experimente sehr un-

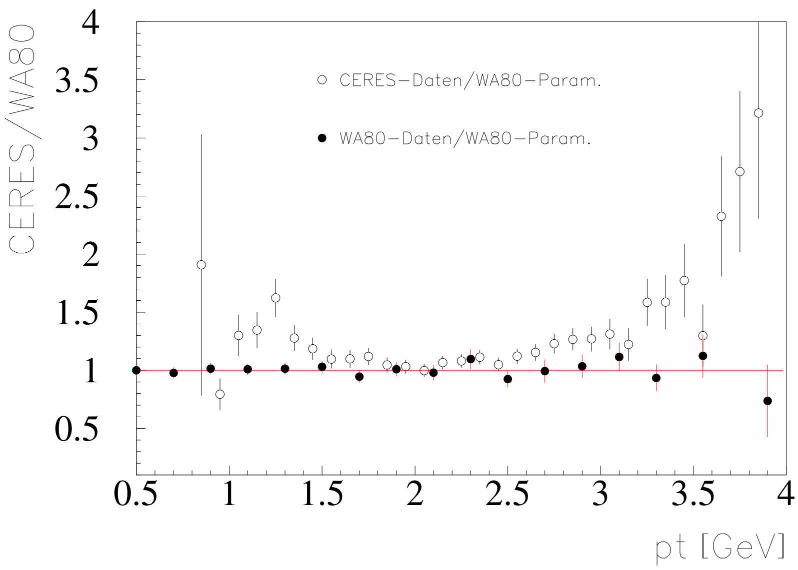

Abbildung 6.10: CERES und WA80-Daten geteilt durch WA80-Parametrisierung. Die Linie verläuft bei 1.0.

terschiedliche Techniken verwenden, mithin systematische Fehler unterschiedlicher Art auftreten können. Bei WA80 schätzt man den systematischen Fehler auf 4% [HOE93]. Er ist in den Fehlerbalken bereits enthalten.

6.5 Vergleich mit NA34

Das CERN-Experiment HELIOS/NA34 hat $p_\perp$-Spektren für p-W, O-W, S-W und S-Pt-Kollisionen bei 200 AGeV in einer Rapiditätsakzeptanz von $1.0 < p_\perp < 1.9$ gemessen [AKE90]. Die beobachteten Teilchen sind negative Hadronen, also in der Hauptsache π^- mit einem Anteil von 10% an K^- bei $p_\perp = 1\ GeV$[DRE89]. In Abbildung 6.11 erkennt man einen deutlich flacheren Verlauf der HELIOS-Daten zu hohen $p_\perp$ hin. Zur qualitativen Erklärung dieses Unterschiedes können 4 Argumente angeführt werden:

- Der K^--Anteil am Spektrum führt zu einer stärkeren Abflachung bei hohen $p_\perp$. Da der K^--Anteil andererseits mit steigendem $p_\perp$ abnimmt [DRE89], ist der Gesamteffekt schwer abzuschätzen, wahrscheinlich aber eher gering.

- Die Interpretation des Cronin-Effekts als Vielfachstreuung der Partonen in der Targetmaterie impliziert einen stärkeren Effekt bei Target- als bei zentralen Rapiditäten, was auch experimentell beobachtet wird [FAE82].

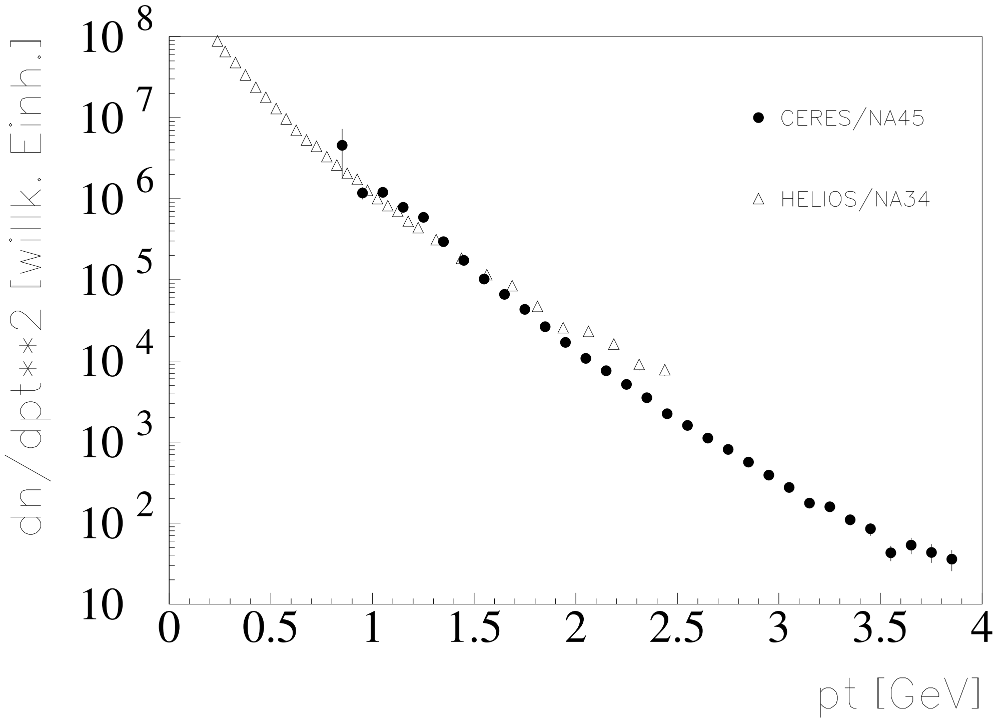

Abbildung 6.11: Vergleich von CERES $\pi^{\pm}$ (S-Au) und HELIOS h^{-} (S-W) Daten.

- Der Cronin-Effekt ist abhängig von der Target- und der Projektilmasse. Verschiedene Reaktionssysteme sind nicht in trivialer Weise miteinander vergleichbar. In diesem Fall sind die Systeme mit gleichem Projektil und Targetmassen von A(Au)=197 und A(W)=184 allerdings recht ähnlich.

- Der systematische Fehler beträgt bei $p_{\perp} = 2$ GeV etwa 15% und steigt dann auf etwa 30% bei 2.4 GeV [DRE89].

Die Hauptursache des Unterschiedes liegt damit wahrscheinlich in der Rapiditätsakzeptanz, die einen größeren Einfluß ausübt, als die betrachteten Systemunterschiede, wie sich beim Vergleich mit NA35 bestätigt.

6.6 Vergleich mit NA35

Das CERN-Experiment NA35 hat systematische Untersuchungen zur Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilungen negativer Hadronen h^{-} vom Stoßsystem und von der Rapidität durchgeführt [STR92]. Da S-Au-Kollisionen noch nicht veröffentlicht wurden, werden hier Daten aus zentralen S-Ag-Kollisionen bei 200

AGeV im Rapiditätsintervall $2 < y < 3$ betrachtet [ROE93]. Damit ist die Rapiditätsakzeptanz der von CERES ähnlicher als der von HELIOS. In Abbildung

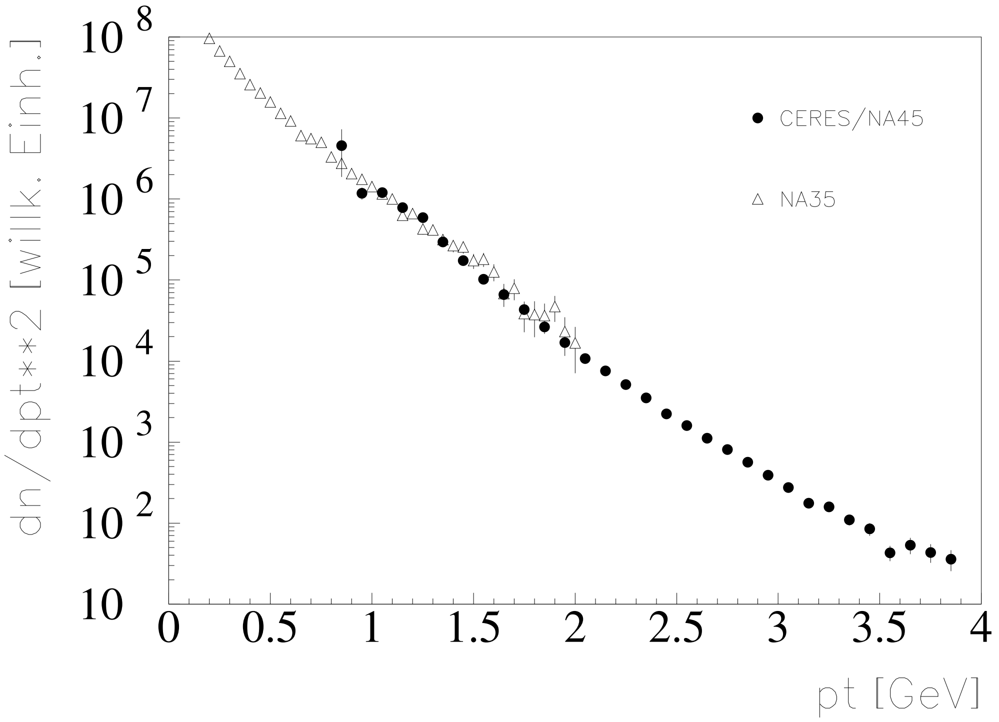

Abbildung 6.12: Vergleich von CERES $\pi^{\pm}$ (S-Au) und NA35 h^{-} (S-Ag) Daten.

6.12 ist der Vergleich zu sehen. Im überlappenden Bereich liegen die Meßwerte innerhalb der Fehler aufeinander. Wenn man die generellen Kurvenformen über die Überlappungszone hinaus betrachtet, werden verschiedene Trends sichtbar. Der Unterschied ist jedoch deutlich geringer als zwischen CERES- und HELIOS-Daten, obwohl der Massenunterschied im Target mit A(Ag)=107 größer ist. Das läßt ebenfalls darauf schließen, daß die Rapiditätsakzeptanz einen stärkeren Einfluß ausübt.

Kapitel 7

Diskussion und Ausblick

Als einziges Experiment hat CERES/NA45 im Pseudorapiditätsbereich von $2.03 < \eta < 2.65$ Transversalimpulse zwischen 0.85 und 3.95 GeV gemessen. Dabei wird der Meßbereich nach oben nicht durch die zur Verfügung stehende Statistik begrenzt, sondern durch die Rejektion von Elektronen. Diese Begrenzung kann nur aufgehoben werden durch eine Verbesserung der Auflösung von bisher 1.25 mrad auf den theoretisch möglichen Wert von 0.85 mrad. Das könnte durch eine lokale Korrektur in Form einer Tabelle geschehen, die Effekte beinhaltet, die in der globalen Korrekturfunktion nicht enthalten sind. Erst dann ist es sinnvoll, den gesamten Datensatz auszuwerten. Insgesamt könnten 400.000 Pionen rekonstruiert und der Meßbereich bis auf über 5 GeV $p_\perp$ erweitert werden. Das wäre insofern interessant, als es Spekulationen gibt, daß die Abflachung der Spektren oberhalb von 5 GeV $p_\perp$ wieder aufgehoben werden sollte [JSC91].

Eine Verbesserung der Auflösung würde auch zu einer Erweiterung des Meßbereiches führen, in dem π^+ und π^- unterschieden werden können. Bisher kann die Trennung bis $p_\perp \simeq 2$ GeV erfolgen. In diesem Bereich wird ein Verhältnis π^+/π^- von 0.99 ± 0.03 gemessen.

Der Vergleich mit den Daten von WA80, NA34 und NA35 zeigt Unterschiede in der Form der $p_\perp$-Spektren. Dabei können die Unterschiede im Falle von NA35 und NA34 mit unterschiedlichen Rapiditätsakzeptanzen und Stoßsystemen qualitativ verstanden werden, während es für die Abweichung zwischen CERES/NA45 und WA80 keine physikalische Erklärung gibt. Es handelt sich wahrscheinlich um den Einfluß apparativ bedingter, systematischer Fehler.

Um quantitative Aussagen über den Cronin-Exponenten $\beta(p_\perp)$, der den Einfluß der Projektilmasse auf die erhöhte Teilchenproduktion bei hohen $p_\perp$ beschreibt, machen zu können, wäre die Analyse der vorliegenden p-Au-Kollisionsdaten notwendig. Beim Vergleich von p-Au und S-Au-Spektren desselben Apparates würden die systematischen Fehler herausfallen, die neben den unterschiedlichen Akzeptanzen den Vergleich mit p-Au-Daten anderer Experimente erschweren. Die von HELIOS angegebenen Werte, die bei $p_\perp = 2$ GeV enden, könnten so fortgesetzt werden.

Bei der Untersuchung der Multiplizitätsabhängigkeit des Spektrums ist innerhalb

der systematischen Fehler eine Änderung von $< p_\perp >$ mit der Multiplizität nicht nachweisbar. Dieses Ergebnis befindet sich in Übereinstimmung mit den HELIOS-Daten [DRE89]. Dort wurde gefunden, daß von peripheren Kollisionen zu vollständigem Überlapp von Projektil und Target $< p_\perp >$ leicht ansteigt und dann unabhängig von der Multiplizität bzw. der erreichten Energiedichte ist, was als Hinweis auf die Existenz einer Mischphase von Hadrongas und Quark-Gluon-Plasma gelten kann. Der leichte Anstieg deutet sich in den CERES-Daten ebenfalls an, ohne jedoch signifikant zu sein. Um hier Klarheit zu verschaffen, muß der systematische Fehler verringert werden. Wahrscheinlich ist der Fehler bedingt in einer nicht perfekten Simulation der Mustererkennung im Monte-Carlo, insbesondere der Variation der Ringfindeeffzienz als Funktion des Radius und der Untergrundhitdichte. Möglicherweise sind neue Algorithmen notwendig, die weniger sensitiv auf Untergrund reagieren. So könnten die Anforderungen an das Signal/Untergrund-Verhältnis gelockert werden, wenn die Siliziumdriftkammer an der Rejektion von Zufallsringen mitwirken würde, was erst in jüngster Zeit durch Fortschritte im Verständnis der Driftkammer möglich geworden ist.
Mit verbessertem systematischem Fehler und voll ausgenutzter Statistik könnten sowohl eventuelle, sehr kleine Variationen von $< p_\perp >$ mit der Pseudorapidität, als auch ladungsbedingte Effekte mit höherer Präzision untersucht werden.
Da es in dem gesamten Datensatz insgesamt rund 40.000 Ereignisse mit zwei rekonstruierten Pionen geben dürfte, wären auch interferometrische Messungen denkbar.

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[AKE88] **T. Akesson et al.**, Z. Phys. C 38(1988)383

[AKE90] **T. Akesson et al.**, Z. Phys. C 46(1990)361

[ALB92] **R.Albrecht et al.**, Z. Phys. C 55(1992)539

[BAU90] **R.Baur**, *Diplomarbeit*, Universität Heidelberg, 1990

[CER88] **Proposal P237 to CERN SPSC**, CERN / SPSC 88-25, 1988
Addendum to Proposal P237, CERN / SPSC 88-40, 1988

[CHE84] **N.I. Chernov, G.A. Ososkov**, *Effective Algorithms for Circle Fitting*, Computer Physics Communication 33(1984) 329

[CHE92] **W.Chen, H.Kraner, Z.Li, P.Rehak, E.Gatti, A.Longoni, M.Sampietro, P.Holl, J.Kemmer, U.Faschingbauer, B.Schmitt, A.Wörner, J.P.Wurm**, *Large area cylindrical silicon drift detector*, IEEE Trans.Nucl.Science 39(1991)619

[COL84] **P.D.B. Collins, A.D. Martin**, *Hadron Interactions*, Adam Hilger Ltd, 1984

[CRO79] **J.W. Cronin et al.**, *Production of hadrons at large transverse momenta...*, Phys.Rev. D19(1979)764

[DRE89] **Axel Drees**, *Doktorarbeit*, Universität Heidelberg, 1989

[FAE82] **M.A. Faessler**, Phys.Rep. 88(1982)401

[FIS92] **Peter Fischer**, *Doktorarbeit*, Universität Heidelberg, 1992

[GIA79] **G. Giacomelli, M. Jacob**, *Physics at the CERN-ISR*, Phys.Rep. 55C(1979)1

[GLA92] **Peter Glässel**, private Mitteilung, 1992

[GUE92] **T.F. Günzel et al.**, *A silicon pad counter for first level triggering in ultrarelativistic p-A and A-A collisions*, Nucl. Instr. and Meth. **A316** (1992) 259

[GUE93] **T.F. Günzel**, *Doktorarbeit*, in Vorbereitung, Universität Heidelberg, 1993

[HES93] **Fabian Hess**, *Diplomarbeit*, Universität Heidelberg, 1993

[HAG83] **R. Hagedorn**, *Multiplicities, $p_\perp$ Distributions and the Expected Hadron - Quark-Gluon Phase Transition*, Riv.Nuov.Cimento 6(1983)1

[HOE93] **G. Hölker, WA80-Kollaboration**, *private Mitteilung*, Universität Münster, 1993

[HOV82] **L. van Hove**,*Muliplicity Dependence of $p_\perp$ Spectrum as a Possible Signal for a Phase Transition in Hadronic Collisions*, Phys.Lett. 118B(1982)138

[IRM93] **Detlef Irmscher**, *Doktorarbeit*, Universität Heidelberg, 1993

[JEL58] **J.V. Jelly**, *Cherenkov radiation and it's applications*, Pergamon Press, London 1958

[JSC91] **J. Schukraft**, *Review of Transverse Momentum Distributions....*, CERN-PPE/91-04, 1991

[OWE78] **J.F. Owens et al.**, *Detailed quantum-chromodynamic predictions for high-$p_\perp$ processes*, Phys.Rev. D18(1978)1501

[QM88] **H.Satz, H.Specht und R.Stock, Herausg.**, *Proceedings of the sixth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, Z. Phys. C - Particles and Fields 38, 1988

[QM89] **G.Baym, P.Braun-Munzinger und S.Nagamiya, Herausg.**, *Proceedings of the seventh International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, Nucl. Phys. A 498, 1989

[ROE93] **Röhrich, NA35**, *private Mitteilung*, Universität Frankfurt, 1993

[SCH90] **Christof Schwick**, *Diplomarbeit*, Universität Heidelberg, 1990

[STR92] **H. Ströbele et al.**, *Recent Results from Experiment Na35 at CERN SPS*, GSI-Nachrichten 11-92

[TAP92] **S.Tapprogge**, *Diplomarbeit*, Universität Heidelberg, 1992

[ULL92] **Th. Ullrich**, *private Mitteilung*, Universität Heidelberg, 1992

Danksagung

Unmöglich alle Leute, die es verdient haben, hier aufzuführen. Die Liste erhebt deshalb keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Ich danke...

- Herrn Prof. Specht für die Möglichkeit, bei CERES mitarbeiten zu können. Es ist gut, mit einem Chef zu arbeiten, der sein Handwerk versteht.
- dem unermüdlichen Peter Glässel, unserem wandelnden Nachschlagewerk, für manches rechte Wort zum rechten Zeitpunkt;
- Axel Drees, der auf dem Weg zum guten Chef ist (s.o.) -Hast Du mal...?- und dabei die menschliche Seite hoffentlich nicht vergessen wird;
- Andreas Pfeiffer für seine selbstlose Hilfsbereitschaft auch bei miesen Arbeiten und seinen erfrischenden (Galgen-) Humor,
- Thomas Ullrich für seine unendliche Geduld (Thooomas..????), gute Tips und Spaß bis in den frühen Morgen;
- Detlef Irmscher alias Mr. Paw für allerlei gute Schnacks von Nordlicht zu Hesse;
- Peter Fischer, der auch im dicksten Streß noch eine gute Stimmung zu verbreiten wußte;
- dem restlichen CERES-Team, denn das ist es wirklich! Haut rein, Jungs!
- und nicht zuletzt meinen Eltern und Großeltern für die großzügige Hilfe in meinen mageren Jahren.....