FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Messung der $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$-, $p/\bar{p}$-Produktion in hadronischen Z^0-Zerfällen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal

vorgelegt von

Jochen Dahm

WUB-DIS 96-13
August 1996

Abstract

Inclusive differential production cross section of charged pions, kaons and protons have been measured with respect to momentum p, rapidity $|y|$ and transverse momenta in and outside the eventplane (p_t^{in} and p_t^{out}). The average particle multiplicity for pions, kaons and protons per hadronic event has been measured to be $< n >_{\pi^\pm} = 17.38 \pm 0.53$, $< n >_{K^\pm} = 2.133 \pm 0.095$ and $< n >_{p/\bar{p}} = 1.044 \pm 0.072$. The average charge particle multiplicity was measured to $< n >_{charge} = 20.92 \pm 0.56$. The position ξ^* of the maxima of the differential cross sections as a function of $\xi = \ln 1/x_p$ were found to be $\xi^*_{\pi^\pm} = 3.84 \pm 0.065$, $\xi^*_{K^\pm} = 2.74 \pm 0.035$ and $\xi^*_{p\bar{p}} = 2.89 \pm 0.025$ and shows a different behavior for mesons and baryons, which is in disagreement with the predicted LPHD+NLLA mass dependend shift of ξ^*.

Charged particle identification has been performed using the energy loss measured in the TPC and the Cherenkov angle measurement in the Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH) over a complete and wide range in momentum. The results are based on about 1.1 million hadronic Z decays collected with the DELPHI detector at LEP during 1994.

The results have been compared to four different Monte-Carlo generators, namely JETSET 7.3, JETSET 7.4, HERWIG 5.8 C and ARIADNE 4.08 with special tunings. HERWIG 5.8 C is not able to describe the measured proton spectra.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Das heutige physikalische Weltbild sagt, daß alle Phänomene durch vier Kräfte beschrieben werden: die elektromagnetische Kraft, die schwache Kraft, die starke Kraft und die Gravitation. Die ersten drei Kräfte werden durch eine einheitliche Theorie, das Standardmodell, beschrieben. Die Gravitation besitzt ein quantenmechanisches Verständnis.
Die Bausteine der Materie, Quarks und Leptonen, können über die obigen vier Kräfte miteinander in Wechselwirkung treten, wobei diese durch die sogenannten Austauschbosonen vermittelt wird. Das Austauschboson der elektromagnetischen Kraft ist das masselose Photon γ, im Falle der schwachen Wechselwirkung sind das die massiven $W^{\pm}$ und Z^0 Bosonen, die starke Kraft wird durch acht masselose Gluonen ausgetauscht.
Die Leptonen bestehen aus nicht stark wechselwirkenden massiven, geladenen bzw. masselosen, neutralen Spin 1/2 Teilchen und den entsprechenden Antiteilchen. Die massebehafteten Leptonen sind das Elektron, Myon und das Tau mit Ladung (-1), die sich nur in ihrer Masse unterscheiden. Mit den entsprechenden neutralen Partnern, den Neutrinos, lassen sich die Leptonen in drei Klassen anordnen.
Auch die Quarks können paarweise in drei Familien unterteilt werden, wobei sich eine Klasse aus einem up-artigen und einem down-artigen Quark zusammensetzt. Die up-artigen Quarks besitzen eine Ladung $(+2/3)$ und heißen UP-, CHARM- und TOP-Quark (u-, c-, t-Quark). Die mit Ladung $(-1/3)$ behafteten down-Quarks sind das DOWN-, STRANGE- und BOTTOM-Quark (d-, s-, b-Quark). Tabelle 1.1 zeigt die Fermionfamilien mit den entsprechenden Quantenzahlen. Hochenergieexperimente dienen dem Nachweis der theoretisch vorhergesagten Fermionen und Austauschbosonen und spielen eine entscheidende Rolle bei der Entwicklung und Verifizierung von Theorien. Speziell Elektron-Positron (e^+e^-) Beschleunigerexperimente haben einen großen Anteil an der Entwicklung sowie Tests des Standardmodells. Da das Elektron und das Positron elementare Teilchen sind, ist die Schwerpunktenergie des Prozesses sehr gut bekannt, womit man in der Lage ist, sie auf die Resonanz eines zu erzeugenden Teilchens einzustellen, um eine hohe Ereignisrate mit vergleichsweise geringem Untergrund zu erzeugen.
Der 1989 in Betrieb genommene, derzeit größte e^+e^--Beschleuniger, LEP [1] am Europäischen Kernforschungszentrum CERN [2] in Genf, wurde bis einschließlich 1995 auf der Resonanz des Z^0 Bosons betrieben (LEP1) und ermöglichte so präzise Messungen von Standardmodellvorhersagen. Eine Arbeitsgruppe der Bergischen Universität Wuppertal ist neben 40 weiteren Universitäten bzw. physikalischen Instituten an dem DELPHI [3] Experiment, eines von vier am LEP befindlichen Experimenten (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL), beteiligt.

Der bei LEP1 dominante Prozess ist die Erzeugung eines Z^0 Bosons aus der Elektron-Positron Annihilation, welches seinerseits in ein Fermion-Antifermion-Paar zerfällt. Das in hadronischen

[1] **L**arge **E**lectron **P**ositron collider
[2] **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echèrche **N**ucleaire
[3] **DE**tektor mit **L**epton, **P**hoton und **H**adron **I**dentifikation

Fermionen			F	I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	$+1/2$ $-1/2$	-1	0 -1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	3	1/2	$+1/2$ $-1/2$	$+1/3$	$+2/3$ $-1/3$
e_R	μ_R	τ_R	0	0	0	-2	-1
u_R	c_R	t_R	3	0	0	$+4/3$	$+2/3$
d_R	s_R	b_R	3	0	0	$-2/3$	$-1/3$
Eichbosonen							
Gluonen			8	0	0	0	0
W^+			0	1	$+1$	0	$+1$
W^-			0	1	-1	0	-1
Z			0	1	0	0	0
γ			0	0	0	0	0
Higgsbosonen							
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			0	1/2	$+1/2$ $-1/2$	$+1$	$+1$ 0

F :	Anzahl der Farben	I :	schwacher Isospin
Y :	Hyperladung	Q :	elektrische Ladung

Tabelle 1.1: Die elementaren Teilchen des Standardmodells mit den zugehörigen Quantenzahlen

e^+e^--Ereignissen produzierte Quark-Antiquark-Paar ist experimentell nicht direkt zugänglich. Aufgrund der konstanten Feldstärke der starken Wechselwirkung entstehen neue Quarks und Gluonen zwischen den auseinanderfliegenden initialen Quarks. Diese Partonen schließen sich im sogenannten Fragmentationsprozess zu Hadronen zusammen, deren Flugrichtung in etwa der der initialen Partonen entspricht, wodurch sie zu Teilchenbündeln (Jets) zusammengefaßt werden können. Die nicht vollständig verstandene Fragmentierung entzieht sich Berechnungen der perturbativen QCD, wodurch die Beschreibung dieses Prozesses auf phänomenologischen Modellen basiert, die in Monte-Carlo Simulationen implementiert sind. Durch die Abhängigkeit vieler Analysen von Monte-Carlo Studien ist die Präzision der Messung direkt mit den Unsicherheiten

im Modell korreliert.
Die Motivation dieser Arbeit ist die Messung der differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte identifizierter Pionen, Kaonen und Protonen bzgl. verschiedener Observablen und der Vergleich mit Vorhersagen von drei Monte-Carlo Generatoren (JETSET, ARIADNE und HERWIG), um ein tieferes Verständnis der Fragmentierung zu erhalten.

2 Das Standardmodell

2.1 Einleitung

Man ist bestrebt, eine vereinheitlichte Theorie der existierenden Wechselwirkungen aufzustellen. Hierbei ist der Formalismus der Eichtheorien, wie die bisherigen Erfolge zeigen, sehr hilfreich. Man erhält in diesen Theorien die Existenz und Struktur der Wechselwirkung als Konsequenz von Invarianzen bezüglich bestimmter lokaler Transformationen, den Eichtransformationen. Die Struktur der Transformation wird dabei durch eine zugrunde gelegte Symmetrie-Gruppe bestimmt. Das Standardmodell, das die elektroschwache und die starke Wechselwirkung miteinander vereint, baut sich aus dem direkten Produkt zweier nicht-abelscher Gruppen (SU(3), SU(2)) und einer abelschen Gruppe (U(1)) auf:

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$$

Die Gruppe SU(3) beschreibt die Theorie der starken Kraft, die Quanten-Chromodynamik (QCD), und das direkte Produkt $SU(2) \times U(1)$ ist die Symmetriegruppe der elektroschwachen Kraft, erklärt im Glashow-Weinberg-Salam(GWS) Modell [1–3].

2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Feldtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung, das Glashow-Weinberg-Salam Modell, beschreibt die Dynamik der elektroschwachen Kraft als Eichtheorie mit der Gruppe $SU(2) \times U(1)$ als spontan gebrochene, nichtabelsche Eichgruppe. Das Transformationsverhalten der $SU(2)$ definiert den schwachen Isospin $\vec{I}$ mit dem zugehörigen Eichfeld W_μ^i, i=1,2,3, wohingegen das Transformationsverhalten der $U(1)$-Gruppe die Hyperladung Y definiert. Das zugehörige Eichfeld sei B_μ. Aufgrund des direkten Produktes von $SU(2)$ und $U(1)$ der Eichgruppe erhält man zwei Kopplungskonstanten: g für den schwachen Isospin und g' für die schwache Hyperladung Y.

Die Gell-Mann-Nishijima-Formel definiert den Zusammenhang zwischen der dritten Komponente des schwachen Isospins, der schwachen Hyperladung und der elektrischen Ladung Q. Sie ist gegeben durch:

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3 \tag{2.1}$$

Die Eichbosonen der Gruppe $SU(2) \times U(1)$ sind zunächst masselos. Jedoch beobachtet man in der Natur drei massive Vektorbosonen W^+, W^- und Z^0. Mit der Anwendung des Prinzips der spontanen Symmetriebrechung der lokalen Eichinvarianz, dem Higgs-Mechanismus, erreicht man, daß drei der vier Eichbosonen eine Masse erhalten. Die spontane Symmetriebrechung bewirkt, daß das Vakuum (=Grundzustand der Quantenfelder) die Eichinvarianz nicht mehr besitzt und der Vakuumzustand somit entartet ist. Im Falle der GWS-Theorie führt man ein skalares komplexes Isospin Dublett, das Higgs-Feld $\mathbf{\Phi = 1/\sqrt{2}(\Phi^+, \Phi^0)}$ ein, mit dem eine spontane Brechung der $SU(2)$-Symmetrie ermöglicht wird. Dieses Feld zeichnet sich durch einen endlichen Vakuumserwartungswert $\Phi = 1/\sqrt{2}(0, v)$ aus. Durch Wechselwirkung der Eichbosonen mit dem

Higgs-Feld werden die Bewegungsgleichungen so modifiziert, daß die Vektorbosonen eine Masse erhalten.
Die Massen ergeben sich zu:

$$m_W = \frac{1}{2}vg \text{ und } m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{2.2}$$

Ein weiterer freier Parameter der Theorie ist der Weinberg-Winkel Θ_W, der ein Maß für die Mischung der Vektor- und Axialvektorkopplung der schwachen Wechselwirkung angibt. Die allgemein verwendete Definition für $sin^2\Theta_W$ lautet:

$$sin^2\Theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \tag{2.3}$$

Der Higgs-Mechanismus sagt ein zusätzliches Teilchen voraus. Dieses neutrale skalare Higgs-Boson H_0 konnte bisher experimentell noch nicht nachgewiesen werden. Die LEP Experimente haben eine untere Massengrenze von etwa $60\,GeV$ ermittelt. Man hofft in der zweiten Ausbaustufe des LEP-Speicherrings bei einer Schwerpunktenergie bis etwa $190\,GeV$ auf einen Nachweis dieses Teilchens.

2.3 Die starke Wechselwirkung

Die QCD ist der Versuch einer geschlossenen feldtheoretischen Formulierung der Theorie der starken Wechselwirkung. Als Vorlage dient die QED, die mit spektakulärer Präzision dynamische elektromagnetische Effekte beschreibt. Darüberhinaus werden Ergebnisse der phänomenologischen Diskussion berücksichtigt.
Die Farbladung spielt in der QCD die Rolle der elektrischen Ladung in der QED, und man nimmt an, daß sie die Quelle der Eichfelder ist, die die Wechselwirkung vermitteln. Darüberhinaus geht man von den "gefärbten"Quarkfeldern als Teilchenfelder aus. Die Farbquantenzahl wurde zunächst aus einer rein theoretischen Motivation eingeführt, damit einige gebundene Drei-Quark-Zustände ohne Verletzung des Pauli-Prinzips möglich wurden. Experimentell konnten die existierenden drei Farbzustände dann durch Messung des R-Verhältnisses

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to Hadronen)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$$

und dem Nachweis der $\Omega^-, \Delta^{++}, \Delta^-$ Baryonen bestätigt werden.
Entsprechend der Dimension der Farbsymmetriegruppe $SU(3)_{Colour}$ vermitteln acht Eichfelder, die Gluonfelder, die Wechselwirkung. Da die Gluonen (g) selber Farbe tragen, koppeln sie nicht nur an die Quarks (q) sondern auch an sich selbst (Gluonselbstkopplung). Die drei fundamentalen Baum-Diagramme hinsichtlich der Kopplung der Teilchen untereinander sind in Abbildung 2.1 dargestellt.
Analog zu anderen Eichtheorien (QED, GWS-Theorie) treten in den Berechnungen der Matrixelemente Divergenzen auf, die durch eine Renormierung der Theorie beseitigt werden müssen.

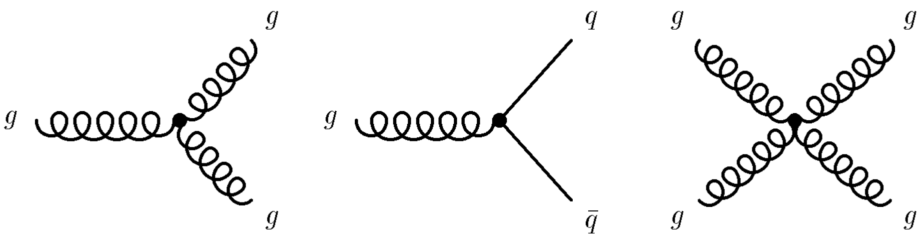


Abbildung 2.1: *Feynman Diagramme für die QCD-Kopplung zwischen Quarks und Gluonen*

Durch dieses Verfahren erhält die Theorie einen neuen Parameter, die Renormierungsskala μ, wodurch die Kopplungskonstante der starken Kraft α_s mit dem im Prozess ausgetauschten Impuls variiert. Diese Variation wird durch die Renormierungsgruppengleichung beschrieben [4]:

$$\mu^2 \frac{d\alpha_s(\mu^2)}{d\mu^2} = \sum_{i=0}^{\infty} -b_i \alpha_s^{i+2}(\mu^2) = -b_0\alpha_s^2 - b_1\alpha_s^3 + O(\alpha_s^4) \tag{2.4}$$

Die vom Renormierungsschema unabhängigen Koeffizienten b_0 und b_1 sind:

$$b_0 = \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \tag{2.5}$$

$$b_1 = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2} \tag{2.6}$$

n_f ist die Zahl der beteiligten Quarkflavours, welche bei LEP-Energien $n_f = 5$ beträgt. In führender Ordnung liefert die Integration von Gleichung (2.4) [5]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) b_0 \ln\left(Q^2/\mu^2\right)} \tag{2.7}$$

Für $n_f \leq 17$ geht α_s gegen Null, wenn Q^2 gegen unendlich geht. Gleichung (2.7) beschreibt somit die asymptotische Freiheit, die in der Gluonselbstkopplung begründet liegt.
Man kann nun in Gleichung (2.7) einen Parameter Λ einführen, der aus der Integration von Gl.(2.4) folgt und die μ-Abhängigkeit aufhebt. Man erhält [6]:

$$\Lambda^2 = \mu^2 \, exp\left(\frac{-4\pi}{\alpha_s(11 - \frac{2}{3}n_f)}\right) \tag{2.8}$$

Drückt man die Kopplung durch Λ aus, so gilt für α_s in führender Ordnung:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f)\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \tag{2.9}$$

Λ stellt gleichzeitig einen Schnittparameter dar, bei dem die effektive Kopplung groß wird. Darüberhinaus ist Λ vom Renormierungsschema abhängig, wie aus der Definition hervorgeht. Heutzutage wird üblicherweise das $\overline{MS}$-Schema benutzt, so daß $\Lambda = \Lambda_{\overline{MS}}$ gilt.

An die Grenzen stößt die QCD bei dem als Confinement bezeichneten Prozess, daß eine mit dem Abstand konstante Kraft den Einschluß von Quarks in Hadronen bewirkt. Bis heute existieren keine experimentellen Hinweise auf freie Quarks und Gluonen. Eine störungstheoretische Beschreibung des Confinement ist aufgrund der dem Prozess charakteristischen großen Kopplungen nicht möglich. Neue Methoden, basierend auf dem Zusammenhang zwischen Feldtheorie und statistischer Mechanik (Gittereichtheorie), erlauben hingegen die Behandlung des Confinement-Problems. In den Bereichen kleiner Q^2, d. h. großer Abstände, konnte mit solchen numerischen Methoden gezeigt werden, daß ein lineares Potential das Verhalten der starken Kraft dominiert. Der Übergang von Partonen in Hadronen, der in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielt, ist beispielsweise ein Prozess, welcher bei kleinen Impulsüberträgen stattfindet.

2.4 Physik auf der Z^0 Resonanz

Der an den vier Experimenten des LEP-Beschleunigers bis 1995 untersuchte Hauptprozess (siehe Abbildung 2.2) ist die Produktion von Fermion-Antifermion Paaren durch den Austausch

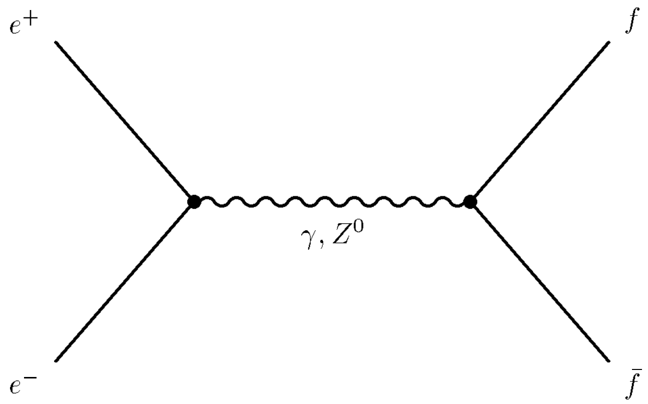


Abbildung 2.2: *Feynman Graph erster Ordnung für den Prozess $e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to f\bar{f}$*

eines Photons oder eines Z^0-Bosons im s-Kanal bei der Elektron-Positron-Annihilation. Der zugehörige Wirkungsquerschnitt ist in führender Ordnung gegeben durch:

$$\sigma_0(s) = \frac{sN_c}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \left[\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{M_Z^2 N_c} + \frac{I(s - M_Z^2)}{s} \right] + \frac{4\pi Q_f^2\alpha^2 N_c}{3s} \tag{2.10}$$

Der erste Term beschreibt den Z^0 Austausch mit einer Breit-Wigner Funktion. Der zweite Beitrag trägt der Interferenz zwischen dem Photon und dem Z^0 Rechnung. Für $s = M_Z^2$ verschwindet dieser Term. Der letzte Term steht für den reinen Photon-Austausch. M_Z und Γ_Z sind die Masse und die totale Breite des Z^0, N_c ist die Farbzahl des Fermions f. Γ_f steht für

die partielle Zerfallsbreite des Z^0, Q_f gibt die Ladung des Fermions an und α ist die Feinstrukturkonstante.
Arbeitet man mit Schwerpunktenergien im Bereich der Z^0 Resonanz ($\approx 91 GeV$), lassen sich präzise Messungen bzgl. der elektroschwachen Theorie durchführen [7]. Neben der sehr genauen Vermessung der Z^0 Parameter konnte beispielsweise anhand der Z^0 Zerfallsbreite die Anzahl der Neutrinogenerationen mit drei bestimmt werden.
Weiterhin bieten e^+e^- Experimente bei hohen Schwerpunktenergien sehr gute Bedingungen für Studien der perturbativen QCD und hadronischer Endzustände. Wichtige Resultate wurden und werden dabei von den Kollidern LEP am CERN und SLC[4] am SLAC[5] geliefert. Sie profitieren zum einen von der hohen Statistik aufgrund des etwa 70%igen hadronischen Verzweigungsverhältnisses $Z^0 \to q\bar{q}$ auf der Z^0 Resonanz. Desweiteren läßt sich der partonische Endzustand durch die störungstheoretische QCD beschreiben, Hadronisierungseffekte sind klein (aber nicht vernachlässigbar) und eine gute Jetseparation ist aufgrund der hohen mittleren Energie pro Jet möglich. Zusätzlich erlauben neue Technologien im Detektorbau den Einsatz von hochauflösenden Mikrovertex-Detektoren oder ringabbildenden Cherenkovzählern. Erstere ermöglichen die Rekonstruktion von sekundären Vertices (Quark-Flavour-Identifikation, Rekonstruktion von Hadronresonanzen), letztere erlauben die Identifikation geladener Teilchen mit hoher Reinheit.
Um die experimentellen Resultate mit den Vorhersagen der perturbativen QCD vergleichen und korrekte Akzeptanzkorrekturen vornehmen zu können, ist es von größter Wichtigkeit, die Fragmentation, d. h. den Übergang vom Partonendzustand in den Hadronzustand, zu verstehen. Da sich der niederenergetische Fragmentationsprozess der störungstheoretischen Behandlung im Rahmen der QCD entzieht, ist man auf QCD basierte phänomenologische Modelle angewiesen, welche in hadronischen Monte-Carlo Generatoren Verwendung finden.
Alternativ bedient man sich bei vielen Analysen der Annahme, daß bestimmte Effekte auf Partonnivau auch im Hadronzustand sichtbar sind (Lokale Parton-Hadron-Dualität (LPHD) [8]; siehe Kapitel 2.4.2), indem Vorhersagen der perturbativen QCD auf sehr viel kleinere Energieskalen angewendet werden. Mit der Hypothese der LPHD, daß auch auf Hadronniveau die Kohärenzeffekte weicher Gluonabstrahlung nachweisbar sind, kann der String-Effekt verstanden und die Form von inklusiven Hadronspektren in Jets vorhergesagt werden (Hump-Backed Plateau) [9].

Aufgabe dieser Arbeit ist die Messung der inklusiven Teilchenspektren für Pionen, Kaonen und Protonen in hadronischen Z^0-Ereignissen (Kapitel 6). Vergleiche dieser gemessenen Verteilungen mit den Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo Generatoren führen zu einem besseren Verständnis der Fragmentierung und zur Verbesserung der Simulation. Weiterhin können mit Kenntnis der inklusiven Spektren direkte Tests des LPHD-Modells vorgenommen werden.
Um eine möglichst vollständige Messung der geladenen Hadronen gewährleisten zu können, ist eine lückenlose Identifikation über den gesamten Impulsbereich nötig. Dazu werden die Messun-

[4] **S**lac **L**inear **C**ollider
[5] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

gen der Zeitprojektionskammer (TPC, Kapitel 3.4) und des ringabbildenden Cherenkovzählers (BRICH, Kapitel 3.3) kombiniert. In Kapitel 4 wird die Identifikation der geladenen Hadronen im einzelnen besprochen.
Um eine zuverlässige Identifikation zu gewährleisten, wurde die dE/dX-Messung für die gemessenen und simulierten Daten kalibriert [10]. Das Verfahren wird in Kapitel 5 beschrieben. Abschnitt 6 behandelt die Datenanalyse, deren Resultate in Kapitel 7 präsentiert und diskutiert werden.

2.4.1 Hadronisierungsmodelle

Wie in vielen Bereichen benötigt man zur Analyse der Physik in Hochenergieexperimenten Monte-Carlo Programme zur Simulation, für Fehlerstudien und Korrekturen von Detektoreinflüssen. Die Simulation läßt sich in zwei Bereiche aufteilen:

- Vollständige Generierung eines e^+e^--Ereignisses
- Simulation der Detektoreinflüsse auf die generierten Teilchen

Bei der e^+e^- Annihilation wird ein γ oder ein Z^0 produziert, welches dann in ein Fermion-Antifermion-Paar ($f\bar{f}$) zerfällt. Sind die primären Fermionen Leptonen ($e^+e^- \rightarrow l^+l^-$), so können diese bis auf das τ-Lepton direkt mit Hilfe von Detektoren nachgewiesen werden. Darüberhinaus wird die Physik im Rahmen des Standardmodells exakt beschrieben, so daß dieser Kanal sehr präzise Messungen erlaubt.
Wird hingegen ein Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) erzeugt, so können diese aufgrund des Confinements nicht direkt gemessen werden. Nur die im Fragmentationsprozess entstehenden Hadronen werden detektiert.
Die Hadronisierung ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ Hadronen) läßt sich in drei Bereiche unterteilen (Abbildung 2.3):

- **Bereich 1** : Der Übergang von einem e^+e^--Paar in ein $q\bar{q}$-Paar durch den Austausch eines Z^0-Bosons oder eines Photons ist ein exakt bekannter elektroschwacher Prozess. Zusätzlich kann ein hartes Photon im Anfangs- oder Endzustand emittiert werden, was eine Verminderung der Schwerpunktenergie zur Folge hat.
  Die primären Quarks strahlen Gluonen ab, die wiederum in Gluonen oder Quarkpaare aufspalten können. Dieser Prozess wird zum einen durch Rechnungen der perturbativen QCD beschrieben, wobei das Matrixelemente-Modell (**ME**) Übergangsamplituden bis zur zweiten Ordnung α_s benutzt.
  Im Parton-Shower-Modell (**PS**) werden die drei fundamentalen Prozesse zwischen Quarks und Gluonen ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$) iterativ angewendet, um die Evolution des Prozesses zu beschreiben. Als Abbruchparameter wird eine Schwellenenergie Q_0 benutzt, die von den Partonen nicht unterschritten werden darf. Die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energieskala, mit der die Basisprozesse $a \rightarrow bc$ Anwendung finden, wird durch die

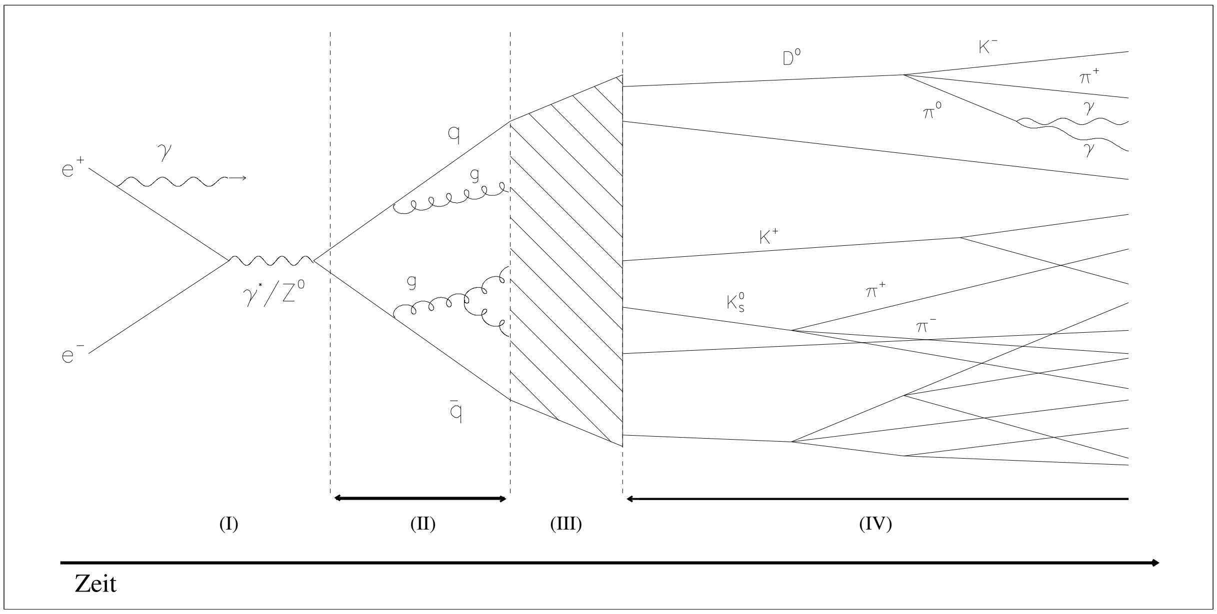


Abbildung 2.3: *Schematische Darstellung des Hadronisierungsprozesses*

Altarelli-Parisi-Gleichung [11] festgelegt:

$$\frac{W_{a\to bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a\to bc}(z) \tag{2.11}$$

Die Splittingfunktionen $P(z)$ geben die Wahrscheinlichkeit für die Aufteilung der Energie auf die Tochterteilchen b und c an. Das Parton b erhält den Bruchteil z, dem Parton c wird der Bruchteil $1-z$ zugeordnet:

$$P_{q\to qg}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}$$

$$P_{g\to gg}(z) = N_c^f \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}$$

$$P_{g\to q\bar{q}}(z) = T_f(z^2+(1-z)^2)$$

Dabei ist der Farbfaktor $C_F = 4/3$ und $N_c^f = 3$ steht für die Anzahl der Farbzustände. Der Faktor T_f wächst mit der Anzahl der Quarksorten und ist definiert durch $T_f = N_f/2$.

- **Bereich 2** : Die Fragmentierungsphase beschreibt den Übergang der Partonen in farbneutrale Hadronen. Wie bereits erwähnt, wird dieser Prozess durch phänomenologische

QCD-motivierte Modelle beschrieben, da die Energieskala Q^2 in der Größenordnung der Hadronmassen liegt und eine Störungsrechnung nicht mehr möglich ist.

In der **String-Fragmentation** [12,13] wird ein Farbschlauch zwischen den primären Partonen angenommen, dessen potentielle Energie durch das Auseinanderlaufen der Partonen ansteigt. Beim Überschreiten einer gewissen Energie bricht der Schlauch auf und ein neues Quark-Antiquark-Paar wird erzeugt. Neben der einfachen Paarproduktion können auch Diquarkpaare erzeugt werden, um die Produktion eines Baryon-Antibaryon-Paares zu gewährleisten. Der Prozess wird gestoppt, wenn nur noch Hadronen auf der Massenschale verbleiben. Ein großer Vorteil dieses Modells ist die Energie- und Impulserhaltung in allen Stadien der Entwicklung. Die String-Fragmentierung wird im LUND Monte-Carlo Programmpaket JETSET [14] und in dem Generator ARIADNE verwendet.
Für die Parametrisierung des Fragmentationsprozesses wird die annähernd lorentzinvariante Größe

$$z = \frac{(E + p_l)_{Hadron}}{(E + p_l)_{Quark}} \tag{2.12}$$

benutzt. Sie gibt an, wieviel des Impulses des initialen Quarks auf das Hadron übertragen wird. Quantifiziert wird die Fragmentation durch die Fragmentierungsfunktion $f(z)$. Im LUND-Modell ist diese Funktion gegeben durch

$$f(z) = \frac{(1 - z)^a}{z} \, exp(-b\frac{m_T^2}{z}), \tag{2.13}$$

wobei a und b die sogenannten Fragmentationparameter sind und m_T die transversale Masse des erzeugten Partons darstellt. Sie ist definiert als $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$. Die Fragmentation der leichten Quarks läßt sich gut mit dieser Funktion beschreiben. Jedoch liefert sie keine gute Beschreibung der Fragmentierung schwerer Quarks (c- und b-Quark), die ein härteres Spektrum aufweisen [15]. Für die schweren Quarks wird daher die Peterson-Fragmentierungsfunktion verwendet [16]:

$$f(z) = [z\,(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{(1 - z)})^2]^{-1} \tag{2.14}$$

Hierbei ist ϵ_q ein flavourabhängiger Parameter, der experimentell bestimmt werden muß.

Im **Clusterfragmentierungsmodell** [17] werden alle Gluonen zunächst in $q\bar{q}$-Paare umgewandelt. Die Quarks und Antiquarks werden zu Farbsinguletts zusammengefaßt, die dann in zwei Cluster aufspalten, wenn die Energie groß ist im Vergleich zu den Massen der zu erzeugenden Hadronen. Ist dies nicht der Fall, zerfällt das Cluster in seinem Ruhesystem isotrop in die Endzustandshadronen. Auf eine Fragmentierungsfunktion kann verzichtet werden, wodurch dieser Ansatz weitaus weniger Parameter besitzt als die String-Fragmentierung. In dem Monte-Carlo Generator HERWIG [18] ist das Cluster-Modell implementiert.

- **Bereich 3** : Hier zerfallen die in der Fragmentationsphase entstandenen instabilen Hadronen in stabile Teilchen. Die Programme benutzen dazu die gemessenen Zerfallsraten.

Da die Elementarteilchendetektoren nur über ein begrenztes Auflösungsvermögen verfügen und die Teilchen im Endzustand mit dem Detektormaterial in Wechselwirkung treten können, durchläuft jeder generierte Endzustand des Ereignisgenerators eine detaillierte Detektorsimulation (DELSIM[6]) des DELPHI Detektors. Für diese Analyse standen Ereignisse des JETSET 7.3 Generators mit Stringfragmentation und voller Detektorsimulation zur Verfügung, welche anschließend genau wie die Rohdaten mit DELANA [7] analysiert werden. Erst danach ist ein Vergleich der Daten mit dem Monte-Carlo möglich.

2.4.2 LPHD und NLLA

Durch eine Kombination von perturbativer QCD und der Annahme der LPHD lassen sich modellunabhängige Vorhersagen über inklusive, hadronische Teilchenspektren machen. Dabei werden die Spektren auf Partonniveau durch NLLA-Rechnungen [8] [9,19] in Partonschauermodellen bestimmt. Im Rahmen dieser perturbativen Kalkulationen werden führende- und nächstführende logarithmische Terme in allen Ordnungen von α_s berücksichtigt. Für Observablen y (mit $y \to 0$ im 2-Jet-Limit) können diese Summen in analytische Funktionen resummiert werden. Die NLLA Rechnungen beschreiben Partonen mit kleinen Impulsen ($x = p/E_{jet} \ll 1$; p = Partonimpuls und E_{jet} = Jetenergie) in harten Prozessen, d. h. den Bereich der weichen Gluonabstrahlung. Die NLLA ist somit eine für die Zweijetregion gültige Theorie. Da der Großteil der Teilchenmultiplizität durch niederenergetische Teilchen gegeben ist, hat das NLLA Modell eine große Bedeutung bei der Vorhersage von Hadronspektren.
Der Vergleich der QCD Beschreibung mit den gemessenen hadronischen Verteilungen wird durch das LPHD Modell ermöglicht. Es besagt, daß sich das Hadronspektrum in folgender Weise mit dem Partonspektrum in Beziehung bringen läßt:

$$D^{Hadron} = K^h \cdot D^{Parton} \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned} D^{Hadron} &= \text{Hadron-Fragmentierungsfunktion} \\ D^{Parton} &= \text{Parton-Fragmentierungsfunktion} \\ K^h &= \text{Normalisierungsfaktor} \end{aligned}$$

Dabei wird angenommen, daß der Übergang vom Partonzustand in den Hadronzustand lokal im Phasenraum vollzogen wird und daher unabhängig von der Energieskala ist [20]. Begründet liegt diese Annahme in der Abnahme des Phasenraums bei der Abstrahlung weicher Gluonen aufgrund der Winkelordnung. Konsequenzen für den Partonfluß, wie die Beobachtung des

[6] **DEL**phi **SIM**ulation
[7] **DEL**phi **ANA**lysis package
[8] **N**ext-to-**L**eading-**L**ogarithmic-**A**pproximation

String-Effektes [21, 22] und des Hump-backed Plateaus [9] im Hadronspektrum, konnten experimentell die LPHD Hypothese bestätigen. Die Vorhersage des NLLA+LPHD Modells für die inklusiven Teilchenspektren lassen sich in der Variablen $\xi = ln(\sqrt{s}/2p) = ln(1/x_p)$ wie folgt darstellen [23],

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{d\xi} = K^h \cdot D(\Lambda_{eff}, Q_0, \sqrt{s}, \xi) \tag{2.16}$$

wobei

$$\begin{aligned} \Lambda_{eff} &= \text{Effektive QCD Skala} \\ & \text{(Dieser Wert sollte für alle Spektren gleich sein)} \\ Q_0 &= \text{Abbruchparameter für die Partonkaskade} \\ \sqrt{s} &= \text{Schwerpunktenergie} \end{aligned}$$

ist.

Der Endpunkt der Partonkaskade ist von der Hadronmasse abhängig, so daß man eine Verschiebung des Maximums ξ^* in der ξ-Verteilung zu kleineren Werten erwartet, wenn die Teilchenmasse bzw. das Q_0 anwächst. Bisherige Messungen der ξ^* Position verschiedener Hadronen (zum Beispiel in [25] oder [26]) haben gezeigt, daß Baryonen und Mesonen ein unterschiedliches Verhalten der Maximumsposition von der Teilchenmasse aufweisen. Grund für diese Separation sind Zerfälle schwerer, primärer Hadronen, die in dem auf einer Renormalisierung der Partonspektren basierenden LPHD-Modell nicht berücksichtigt werden. Nach Abschätzung und Korrektur der Verschiebungen des Maximums mit simulierten Daten findet man ein gute Übereinstimmung der Messungen mit der vorhergesagten Massenabhängigkeit [6]. Darüberhinaus wurde anhand von Monte-Carlo Untersuchungen gezeigt, daß Ereignisse mit leichten (u, d, s) initialen Quarks weitgehend von Zerfallskorrekturen verschont bleiben. Solche selektierten Ereignisse eignen sich daher zum Test der NLLA+LPHD Vorhersage bzgl. der Massenabhängigkeit der ξ^* Position.

3 Das Experiment

3.1 Der LEP-Beschleuniger

Nach der Entdeckung des W- und des Z^0-Bosons am SPS Beschleuniger am CERN wurde an diesem Forschungszentrum eine Maschine gebaut, mit der die Eigenschaften dieser Bosonen untersucht werden können. Dieser derzeit größte e^+e^--Beschleuniger LEP mißt einen Umfang von $26,66km$ und ist mit 3368 Dipolmagneten ausgestattet, welche die Strahlen fixieren. Fokussiert werden die Teilchenbündel durch 808 Quadrupole. Die beiden Strahlen kreuzen sich in acht Wechselwirkungszonen, wobei in vier dieser Strahlkreuzungspunkte die großen LEP Experimente ALEPH [54], DELPHI [29], L3 [30] und Opal [31] installiert sind.
In der ersten Bauphase wurde LEP auf der Z^0 Resonanz betrieben, was einer Schwerpunktenergie von etwa $91\,GeV/c$ gleichkommt. Pro Experiment wurden in den ersten sechs Jahren etwa $3,5\times10^6$ Z^0 Ereignisse gemessen, was einer integrierten Luminosität von ca. $110pb^{-1}$ entspricht. In der zweiten Meßphase (LEP2) soll die Schwerpunktenergie durch den Einbau supraleitender Kavitäten bis auf ungefähr $190GeV$ erhöht werden, was die W^+W^--Paar-Produktion ermöglicht. Man wird dann in der Lage sein, die W-Boson Masse mit hoher Genauigkeit zu bestimmen, die 3-Eichboson-Kopplungen können direkt studiert werden, und der Massenbereich für die Suche des Higgs-Bosons und anderer Teilchen ist ausgedehnt. Ein weiteres Ziel von LEP2 ist die Bestätigung oder Widerlegung der supersymmetrischen Theorie.

3.2 Das DELPHI-Experiment

Der DELPHI Detektor ist als ein Vielzweckdetektor für die Messung der Zerfallsprodukte in e^+e^--Ereignissen konzipiert. Er beinhaltet Sub-Detektoren, mit deren Hilfe die Impulse der Teilchen über die Ablenkung in einem Magnetfeld, erzeugt durch eine supraleitende Spule, gemessen werden. Neben den Spurdetektoren sind Detektoren für die Energiemessung sowie den Nachweis von Hadronen und Leptonen installiert. Auf die Teilchenidentifikation wurde besonderes Augenmerk gelegt, wodurch sich DELPHI von den anderen LEP Experimenten unterscheidet. Dieser Unterschied manifestiert sich in der Installation von ringabbildenden Cherenkovzählern (**BRICH** und **FRICH**). Auf den Cherenkovzähler der Zentralregion (**BRICH**) wird aufgrund der zentralen Rolle für die vorliegende Arbeit in Kapitel 3.3 detailliert eingegangen. Der Aufbau des Vorwärts-RICH kann der Referenz [32] entnommen werden. Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Darstellung des DELPHI-Detektors. Durch die Unterteilung in einen zylinderförmigen Zentralteil und zwei entfernbare Endkappen werden etwa 90% des gesamten Raumwinkels abgedeckt.
Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [29, 33].

Das von DELPHI verwendete Koordinatensystem ist folgendermaßen definiert:

- x, y und z bezeichnen die kartesischen Koordinaten. Die positive x-Achse zeigt dabei auf den Mittelpunkt des Speicherrings und die z-Koordinate liegt parallel zum Strahlrohr,

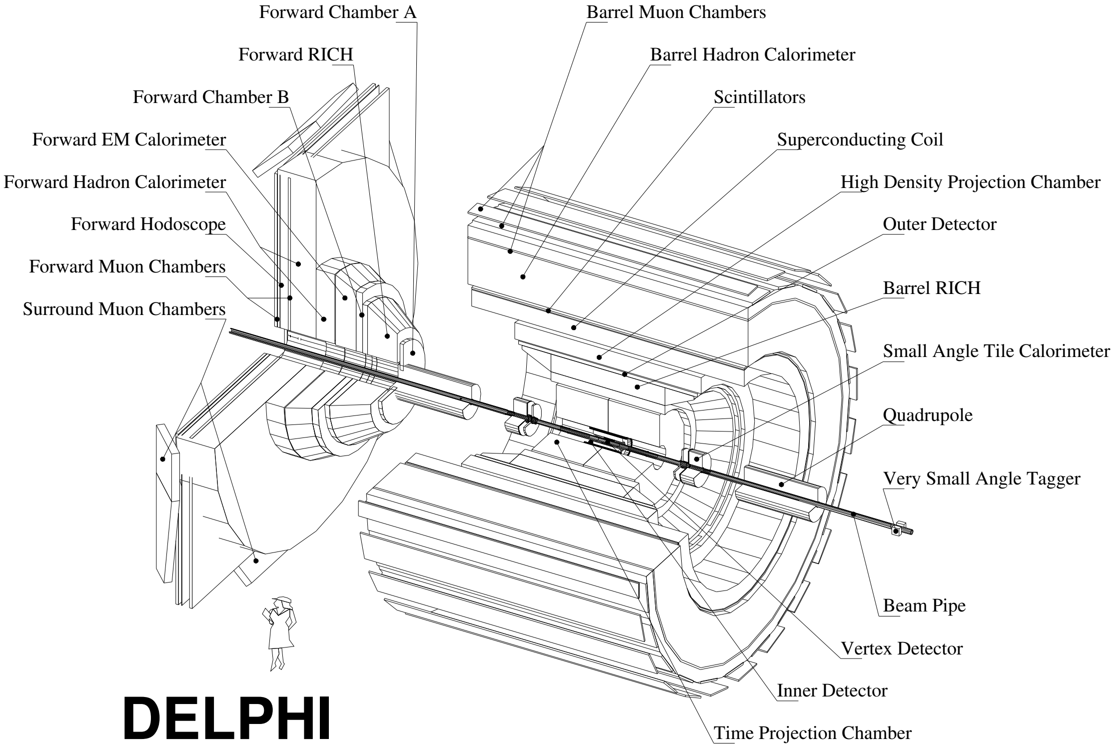


Abbildung 3.4: *Der DELPHI-Detektor*

wobei die positive z-Richtung in die e^+-Strahlrichtung zeigt.

- r bezeichnet den radialen Abstand von der Strahlachse.
- Der Azimuthwinkel ϕ definiert den Winkel um die Strahlachse bzgl. der x-Achse.
- Θ ist der Polarwinkel zur z-Achse.

Die in DELPHI enthaltenen Spurdetektoren befinden sich innerhalb der supraleitenden Spule, damit über die Krümmung der Bahnkurve der Impuls und die Ladung des Teilchens bestimmt werden kann. Durch den Einbau des RICH-Detektors wurde eine größere Anzahl von Spurdetektoren nötig. Jeder einzelne Detektor mißt Spursegmente, die nach einer Kalibration der Detektoren untereinander zu vollständigen Teilchenspuren kombiniert werden.
Die hohe Auflösung des in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes plazierten Mikro-Vertex Detektors (**VD**) ermöglicht eine Vertexrekonstruktion, um beispielsweise b-Quark Er-

eignisse mit hoher Reinheit zu identifizieren. Der als Jetkammer konzipierte Innere Detektor (**ID**) befindet sich zwischen dem **VD** und der Zeitprojektionskammer (**TPC**), dem zentralen Spurdetektor von DELPHI. Eine ausführliche Beschreibung der **TPC** findet sich in Kapitel 3.4. Für eine zuverlässige Messung von hochenergetischen, geladenen Spuren und zur Verbesserung der Impulsauflösung wurde ein weiterer Spurdetektor außerhalb der an die **TPC** angrenzenden RICH Detektoren plaziert. Diese Driftkammer (Äußerer Detektor, **OD**) ermöglicht zusammen mit dem **ID** eine Spurrekonstruktion ohne **TPC**. Einbrüche in der Nachweiswahrscheinlichkeit hochenergetischer, geladener Teilchen durch insensitive Bereiche in der **TPC** (z. B. Sektorgrenzen) können so reduziert werden.
Ergänzt wird die Spurmessung bei kleinen Polarwinkeln ($11^o \leq \Theta \leq 33^o$) durch die Driftkammern **FCA** und **FCB** im Vorwärtsbereich.

Um Elektronen und Positronen aus $\gamma\gamma$-Prozessen und Bhabba-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) detektieren zu könnnen, ist bei kleinen Polarwinkeln der **STIC** (Small angle TIle Calorimeter) installiert. Da der Bhabba-Prozess theoretisch vollständig bekannt ist und sich durch eine hohe Zählrate bei kleinem Untergrund auszeichnet, wird diese Streuung zur Messung der Luminosität verwendet.
Die Elektron, Photon Identifikation wird maßgeblich mit den elektromagnetischen Kalorimetern **HPC** im Zentralbereich und dem **FEMC** im Vorwärtsbereich vorgenommen. In der mit einer hohen Granularität ausgestatteten **HPC** ist zudem eine e^-, π^0 Trennung möglich. Weitere Detektoren für den Nachweis von hochenergetischen γ-Quanten sind die **TOF**-Szintillatoren (Time Of Flight).
Das Hadron-Kalorimeter (**HAC**) ermöglicht die Trennung zwischen neutralen und geladenen Hadronen durch die unterschiedlich geformten Schauer.
Speziell für die Myon-Identifikation dienen die Myondriftkammern **MUB** in dem Zentralbereich und **MUF** in der Vorwärtsregion. Verbessert wurde die Myonidentifikation durch die Installation der **SMC** Kammern (Surrounding Muon Chambers). Sie schließen die ineffiziente Region zwischen dem Zentral- und dem Vorwärtsbereich.
Das DELPHI Triggersystem besteht aus vier Stufen, um den Anforderungen von hoher Luminosität und kleinen registrierten Untergrundraten gerecht zu werden.

3.3 Der ringabbildende Cherenkovzähler (BRICH)

Der BRICH ist bzgl. der z-Koordinate in zwei Hälften unterteilt, die aus je 24 Detektormodulen bestehen. Abbildung 3.5 zeigt einen Längsschnitt durch solch eine Einheit. Die Module sind von zwei konzentrischen Zylindern umschlossen ($R_{in} = 130cm$, $R_{out} = 190cm$), deren Material eine Bienenwabenstruktur aufweist, um die Strahlungslängen klein zu halten. Jedes Modul überdeckt einen Azimuthwinkel von 15^o und besteht aus einem Flüssigkeitsradiator, einer Driftröhre mit einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC [9]) und einem Gasradiator mit sechs Spiegeln. Im

[9] **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber

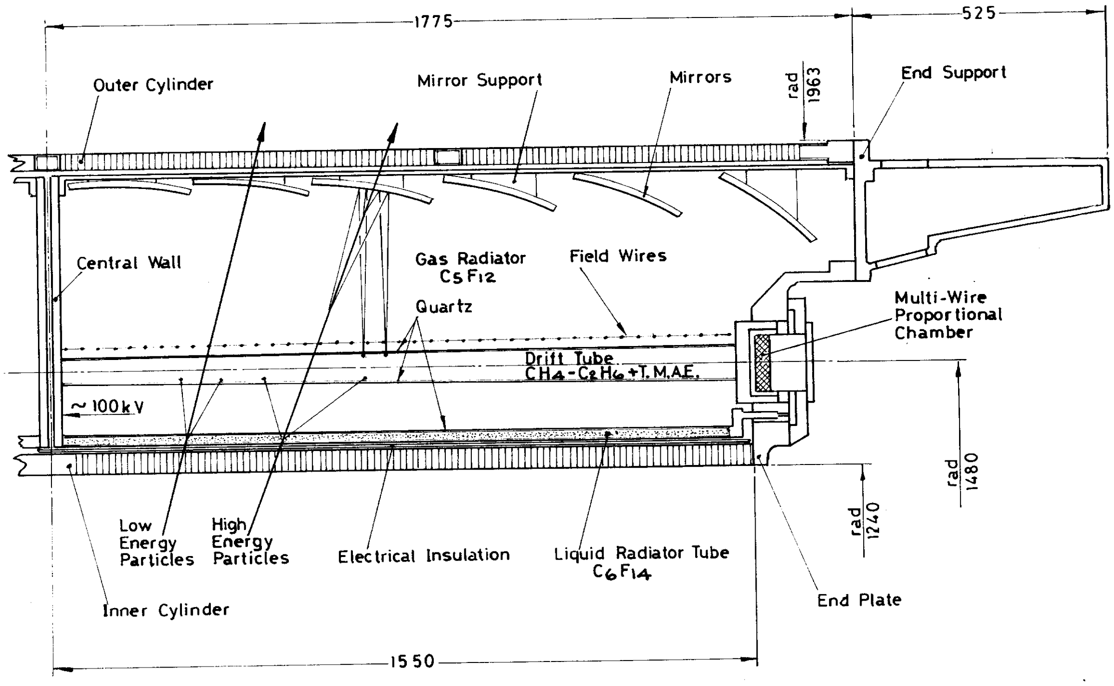


Abbildung 3.5: *Längsschnitt durch ein Modul des Barrel-RICH Detektors*

folgenden werden die Detektorkomponenten genauer beschrieben.

Der Flüssigkeitsradiator

Jeder der 48 Radiatoren ist eine 1cm dicke Box, gefüllt mit dem flüssigen Radiatormaterial C_6F_{14}. An der oberen Seite werden die Radiatoren von einem $4mm$ dicken, UV-transparenten Quarzfenster begrenzt. Die Cherenkov-Photonen können somit aus dem Radiator austreten und werden direkt auf die Innenseite des $11cm$ entfernten Photondetektors abgebildet. Auf die Quarzaußenseiten sind in einem Abstand von $6mm$ in z $130\mu m$ breite Metallstreifen in $r\phi$ Richtung gespannt. Sie tragen zur Definition des elektrischen Feldes bei, was für die Elektrondrift in der Driftröhre benötigt wird (siehe unten).

Der Gasradiator

Das Radiatorgas C_5F_{12} füllt das gesamte freie Volumen eines Moduls aus. Der eigentliche Gasradiator befindet sich oberhalb der Driftröhre und ist etwa $41cm$ dick, damit trotz der geringen optischen Dichte des Radiatormaterials ausreichend viele Cherenkov-Photonen für die Messung erzeugt werden können. Die an der Außenseite des Gasradiators angebrachten parabolischen Spiegel reflektieren das Cherenkov-Licht und bilden es senkrecht auf die Oberseite des Driftvolumens ab. Unter gleichem Winkel entlang der Teilchenspur emittierte Photonen, werden auf einen Ring fokussiert.

Damit das Radiatorgas nicht kondensieren kann (der Siedepunkt für C_5F_{12} liegt bei 28^oC), werden der Detektor, die Gasleitungen etc. bei einer Temperatur von 40^o betrieben.

Der Photondetektor
Eine Einheit des Photondetektors besteht aus zwei Driftröhren mit jeweils einer Vieldrahtproportionalkammer an ihren Enden (Bitube). Die Driftröhren sind aus UV-transparentem Quarz aufgebaut, damit die im ultravioletten Bereich erzeugten Photonen in die Röhre einfallen können. Sie haben eine Länge von $155cm$ und eine Breite von $34,5cm$. Die Höhe variiert zwischen $4,2cm$ an der Mittelwand und $6,2cm$ an der MWPC. Dieser Aufbau minimiert eine mögliche Absorption aufgrund transversaler Diffusion, da sich die driftenden Elektronen von den Rändern entfernen. Die Füllung besteht aus einem Driftgas, dem eine geringe Menge eines photosensitiven Gases, dem TMAE [10], zugesetzt wird.
Das für die Elektronendrift nötige elektrische Feld wird durch $100\mu m$ breite in $r\phi$-Richtung verlaufende Metallstreifen erzeugt, die in einem Abstand von $3mm$ in z auf alle Quarzwände aufgedampft sind. Über eine Widerstandskette zwischen den Metallstreifen wird die an der Mittelwand angelegte Hochspannung von $54kV$ zu den Drahtkammern hin auf Nullpotential erniedrigt, wodurch ein homogenes elektrisches Feld in der Driftröhre erzeugt wird. Um Randeffekte im Detektor zu vermeiden und um einen kontrollierten Verlauf der Äquipotentialflächen zu gewährleisten, sind zusätzliche Metallstreifen bzw. Drähte auf dem inneren Zylinder des BRICH-Detektors, auf dem Flüssigkeitsradiator und an einem auf der Driftröhre befindlichen Drahtrahmen in $1cm$ Abstand von der den Spiegeln zugewandten Quarzoberfläche angebracht. Abgeschlossen wird jede Driftröhre außen durch eine Vieldrahtproportionalkammer (siehe Abbildung 3.6), die den Nachweis einzelner Elektronen erlaubt. Erreicht wird dies durch eine Gasverstärkung von etwa $2 \cdot 10^5$ an den Anodendrähten, indem lawinenartig neue Elektronen durch Sekundärionisation in dem hohen elektrischen Feld der Anodendrähte erzeugt werden (Avalanche-Prozess). Jede Kammer besitzt 128 in $r\phi$ Richtung gespannte Anodendrähte und 16 in jeweils 8 Blöcke unterteilte Kathodenstreifen, die in radialer Richtung ausgerichtet sind. Um den Nachweis ungewollter Elektronen, erzeugt durch UV-Photonen aus dem Avalanche-Prozess, zu verhindern (Photon-Feedback), wurden Blenden, sogenannte Cloisons, zwischen den einzelnen Drähten installiert. Zusätzlich dienen aufgetragene Metallstreifen mit angelegter Hochspannung zur Felddefinition und zur Verhinderung statischer Aufladungen.

3.4 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Die Zeitprojektionskammer erfüllt zwei wichtige Aufgaben für das DELPHI Experiment, die dreidimensionale Rekonstruktion von Bahnkurven über die Messung der Ionisation von geladenen Teilchen im aktiven Gasvolumen und die Identifikation von geladenen Spuren durch eine Energieverlustmessung (dE/dX). Die zweite Aufgabe war bei der Konzeption des Detektors zunächst zweitrangig, hat aber im Verlauf der Meßperiode immer mehr an Bedeutung gewonnen, da die für die Identifikation eingesetzten RICH-Detektoren in den Jahren 1991-1993 nur einge-

[10] Tetrakis Dimethylamino Ethylene $C_2[(CH_3)_2N]_4$

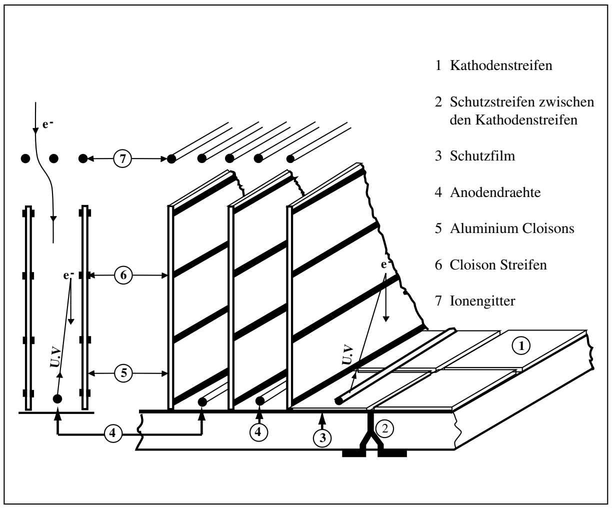


Abbildung 3.6: *Schematischer Aufbau der Vieldrahtproportionalkammer*

schränkt zur Verfügung standen. Daneben zeigt sich, daß TPC und BRICH sich gut ergänzen und zusammen eine Teilchenidentifikation über einen großen Impulsbereich erlauben.

Die TPC besteht aus einer großen zylindrischen Driftkammer, die durch eine Trennwand bei $z = 0$ in zwei symmetrische Drifträume mit einer Länge von je $1,50m$ aufgeteilt ist. Die Drifträume sind wiederum aus sechs plan aneinandergesetzten Detektormodulen aufgebaut, jedes einen Bereich von 60^o in $r\phi$ überdeckend. Auf der dem Gasvolumen zugewandten Seite der begrenzenden Zylindermäntel ($R_{in} = 0,3m$, $R_{out} = 1,2m$) sind potentialdefinierende Leiterbahnen in konzentrischen Ringen bzgl. der Strahlrichtung angebracht. Hiermit wird ein homogenes, axiales elektrisches Driftfeld von $150V/cm$ erzeugt, wobei die Hochspannung von $20kV$ an der Trennwand anliegt. Der Aufbau der TPC, welche detailliert in [34] beschrieben wird, ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen, so werden durch Ionisation in dem verwendeten Argon-Methan Gemisch ($20\% Ar$, $80\% CH_4$) etwa 70 freie Elektronen pro Zentimeter erzeugt. Sie driften in dem elektrischen Feld in Richtung der Endplatten, wo sie in Proportionalkammern mit Kathodenpad-Auslese nachgewiesen werden. Die Endplatten bestehen aus je 6 Modulen, jedes einen Winkel von 60^o in ϕ überdeckend und mit 192 Signaldrähten und 16 dahinterliegenden, segmentierten Kathodenstreifen ausgestattet. Sie dienen zur Bestimmung der $r\phi$-Position mittels Ladungsinfluenz. Abbildung 3.8 zeigt die Gliederung eines Endkappensektors.
In der Nähe der Signaldrähte werden die Elektronen in dem radialen elektrischen Feld auf die

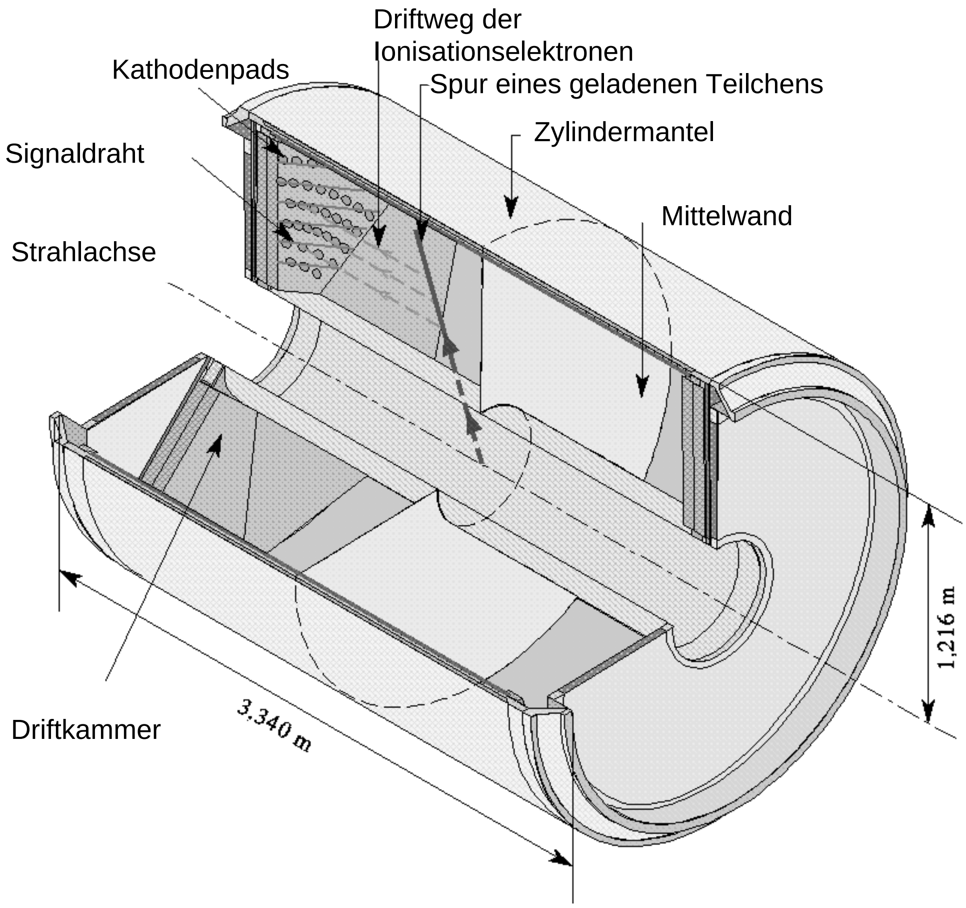


Abbildung 3.7: *Aufbau der Zeitprojektionskammer (TPC)*

Drähte hin beschleunigt und können aufgrund der ihnen zugeführten Energie Gasatome ionisieren. Bei Eintritt der Elektronen in den Signaldraht wird ein der Primärionisation proportionaler Spannungspuls induziert. Die verbleibenden Ionen bewegen sich langsam auf die Kathodenpads zu und führen zu meßbaren Signalen durch Induktion. In Abbildung 3.9 ist das Prinzip der TPC-Messung zu sehen.
Die dreidimensionale Rekonstruktion eines Raumpunktes wird durch Kenntnis der Driftzeit sowie der entsprechenden Signaldraht- und Kathodenpad-Nummer ermöglicht. Man erreicht durch Bestimmung des Ladungsschwerpunktes nebeneinanderliegender Pads eine Auflösung von $250\mu m$ in $r\phi$ und $800\mu m$ in z. Die Auflösung wird hierbei durch eine Reihe veschiedener Effekte beeinflußt:
Durch Kollisionen mit Gasatomen driften die Elektronen nicht exakt entlang der Feldlinien mit konstanter Driftgeschwindigkeit v_{Drift}, es kommt zur Diffusion. Ein weiterer Fehler wird durch die einwirkende Lorentzkraft in der Nähe der Signaldrähte erzeugt. Hier stehen die starken

Abbildung 3.8: *Endkappen-Modul der TPC*

Abbildung 3.9: *Prinzip der TPC-Messung*

elektrischen Felder nicht mehr parallel zum Magnetfeld $\vec{B}$. Darüberhinaus wird die Auflösung durch Fluktuationen in den gemessenen Pulshöhen begrenzt, die zu Nichtuniformitäten in der Ladungsdeposition führen. Dieser Effekt ist vom Winkel zwischen dem Signaldraht und der Projektion der Spur auf die $r\phi$-Ebene abhängig.
Auf die Messung der Energiedeposition pro Wegstrecke wird in Kapitel 4.2 eingegangen.

4 Teilchenidentifikation in DELPHI

Bei der Konstruktion des DELPHI-Detektors wurde der Schwerpunkt auf die Teilchenidentifikation gelegt. Prinzipiell wird zwischen der Lepton- und der Hadronidentifikation unterschieden. Hier soll nur auf die Hadronidentifikation eingegangen werden, da sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde.

4.1 Hadronidentifikation

Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so kommt es zu elektromagnetischer Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie, was einen Energieverlust zur Folge hat. Dieser kann wegen seiner spezifischen Eigenschaften zur Teilchenidentifikation herangezogen werden.
Die durch die Wechselwirkung entstehenden Photonen genügen folgender Dispersionsrelation:

$$\sqrt{\epsilon}\,\frac{v}{c}\,cos\Theta_c \;=\; 1 \tag{4.17}$$

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \epsilon_1 + i\epsilon_2 \text{ ; Dielektrizitätskonstante mit } \epsilon_1^2 = n \\
n &= \text{Brechungsindex des Mediums} \\
v &= \text{Teilchengeschwindigkeit} \\
c &= \text{Lichtgeschwindigkeit im Medium} \\
\Theta_C &= \text{Cherenkov-Winkel} \\
& \text{(Winkel zwischen den Richtungen der emittierten} \\
& \text{Photonen und des einlaufenden Teilchens)}
\end{aligned}$$

Liegt die Photonenergie im Absorptionsbereich des Mediums, so ist die Dielektrizitätskonstante komplex ($\epsilon_2 > 0$ und $\epsilon_1 < 1$), und es kommt zur Emission von virtuellen Photonen. Dies führt zur Ionisation der Atome, was einen Energieverlust des Teilchens nach sich zieht. Die Energieverlustmessung (dE/dX) zur Identifikation geladener Teilchen wird in der TPC vorgenommen. Ist hingegen die Teilchengeschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts, ist ϵ reell, in dem Medium werden reelle Photonen emittiert. Diese Cherenkov-Strahlung bildet die physikalische Basis für die Teilchenidentifikation mit dem RICH-Detektor.

4.2 Energieverlustmessung (dE/dX) in der TPC

Energiedeposition pro Weglänge dE/dX

Der Energieverlust pro Wegstrecke eines geladenen Teilchens bei Durchqueren von Materie ist durch die Bethe-Bloch Formel [35] gegeben,

$$\frac{dE}{dX} \;=\; Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}[\frac{1}{2}ln\frac{2m_ec^2\beta 2\gamma^2T_{max}}{I^2} \;-\; \beta^2 \;-\; \frac{\delta}{2}] \tag{4.18}$$

mit

$$
\begin{aligned}
\beta, \gamma &= \text{relativistischen, kinematischen Teilchenparameter} \\
&\quad \beta = v/c\,;\ \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \\
c &= \text{Lichtgeschwindigkeit} \\
m_e &= \text{Elektronmasse} \\
Z, A, I &= \text{Ordnungs- bzw. Massenzahl und Ionisationspotential des Materials} \\
T_{max} &= \text{maximaler Übertrag kinetischer Energie} \\
&\simeq 2m_e c^2 \beta 2\gamma^2 \text{ wenn } \frac{2\gamma m_e}{m} \ll 1 \text{ gilt} \\
&\quad (m \text{ ist die Teilchenmasse}) \\
K &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \\
&\quad (r_e \text{ ist der klassische Elektronenradius}) \\
&\quad (N_A = \text{ Avogadro Konstante}) \\
\delta &= \text{Faktor zur Korrektur des Dichte-Effektes}
\end{aligned}
$$

Die durch Gleichung 4.18 beschriebene Funktion ist in Figur 4.10 in Abhängigkeit von $\eta = \beta\gamma$ ($= p/m$; $p =$ Teilchenimpuls) gezeigt.

Der Verlauf ist charakterisiert durch einen $1/\eta^2$-Abfall bei kleinen η. Durch den Einfluß relati-

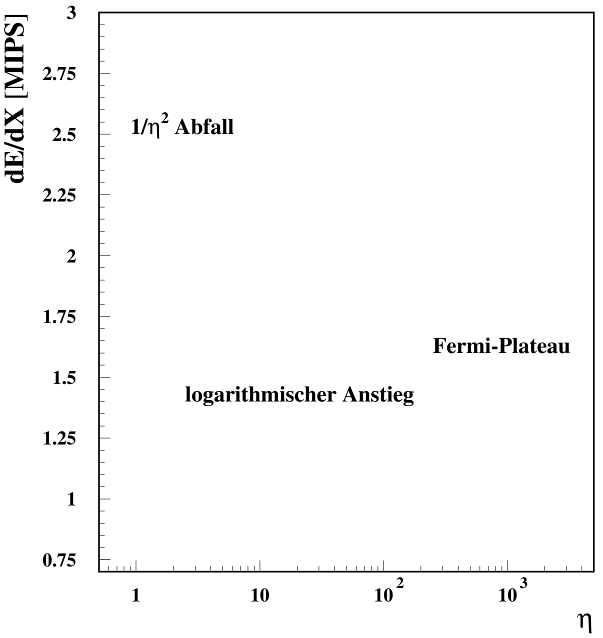
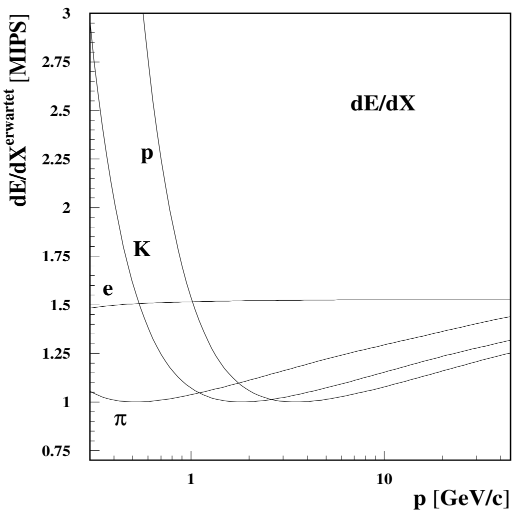


Abbildung 4.10: *Energiedeposition pro Wegstrecke in Abhängigkeit von $\eta = \beta\gamma$*

vistischer Effekte steigt das dE/dX mit weiter wachsendem η an und nähert sich asymptotisch

einem Grenzwert, dem sogenannten Fermi-Plateau. Dieses Verhalten wird durch Polarisationseffekte im Material hervorgerufen. Das Niveau des Fermi-Plateaus ist von der Dichte des Mediums abhängig.
Die Teilchenidentifikation über die Energieverlustmessung ist möglich, da das dE/dX nur von der Teilchengeschwindigkeit v ($v = \beta c$) abhängt. Mit Kenntnis des Impulses und der Energiedeposition kann damit sofort auf die Teilchensorte geschlossen werden. In Abbildung 4.11 sind die Erwartungswertkurven für Elektronen (e), Pionen (π), Kaonen (K) und Protonen (p) (die Myon (μ)-Erwartung ist gleich dem π-Erwartungswert) sowie das gemessene dE/dX dieser Teilchen in der TPC als Funktion des Teilchenimpulses zu sehen. Das dE/X ist hier auf den



height=7.5cm, width=7.5

Abbildung 4.11: *Rechts sind die dE/dX-Erwartungswertkurven als Funktion des Impulses zu sehen und links ist das gemessene dE/dX von Teilchen in der TPC gegen den Impuls aufgetragen*

Wert minimaler Ionisation (MIPS) normiert.

Bestimmung des dE/dX einer Spur

Die Höhe der Ladungsdeposition auf den Signaldrähten ist direkt proportional zum Energieverlust des Teilchens, wodurch für die Messung die genaue Kenntnis des Ortes und der Zeitpunkt, wann das Signal den entsprechenden Draht erreicht, von großer Wichtigkeit ist. Die Qualität der dE/dX-Messung hängt somit stark von der Güte der Spurrekonstruktion und der Genauigkeit der Zeitauflösung ab. Ein weiterer qualitätsbeeinflussender Faktor sind die Ausläufer in der Landauverteilung der dE/dX Einzelmessungen durch δ Elektronen. Verringert wird deren Einfluß, indem bei der Bestimmung des dE/dX der Spur durch Mittelwertberechnung die 20%

größten Messungen nicht berücksichtigt werden. Zusätzlich muß das Signal über einer Schwelle liegen, um elektronisches Rauschen zu unterdrücken, wodurch etwa 5% aller Messungen verworfen werden.
Weitere Größen, die die Form des Signals pro Draht charakterisieren und auf die korrigiert wird, sind die Teilchensorte bei gegebenem Impuls, der Polarwinkel der Spur, der Driftweg und Absorptions- sowie Diffusionseffekte. Eine detaillierte Beschreibung der dE/dX-Messung und deren Korrekturen findet sich in einer Arbeit von L. Chevalier [36].

4.3 Identifikation mit dem RICH

Die Entwicklung von ringabbildenden Cherenkovzählern zur Teilchenidentifikation begann Ende der siebziger Jahre. J. Seguinot und T. Ypsilantis [37] bauten 1977 den ersten Prototypen mit einem Gas-Photondetektor, der sensitiv im ultravioletten Bereich war [37]. Das DELPHI-Experiment besitzt einen mit zwei Radiatoren ausgestatteten Cherenkovzähler zur Identifikation von Hadronen.

Der Cherenkov-Effekt

Der russische Physiker P. Cherenkov [38] untersuchte in den dreißiger Jahren die Auswirkungen von radioaktiver Strahlung einer Radiumquelle auf Flüssigkeiten und beobachtete die Emission von Cherenkov-Licht, was P. Cherenkov als eine Art fluoreszierendes Licht interpretierte. Die theoretische Erklärung für die Emission des beobachteten blauen Lichts wurde etwa ein Jahr später von I. M. Frank und I. J. Tamm [39] geliefert. Der Cherenkov-Effekt tritt bei Teilchengeschwindigkeiten größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in dem betreffenden Medium auf. Dabei ist die Beziehung zwischen dem Emissionswinkel Θ_C (Cherenkov-Winkel) und der Teilchengeschwindigkeit in eindeutiger Weise durch die Cherenkov-Gleichung gegeben,

$$cos(\Theta_C) = \frac{1}{\beta n} \tag{4.19}$$

wobei n den Brechungsindex des Radiatormaterials angibt. Mit dem relativistischen Impuls

$$p = m\,\beta\,\gamma \tag{4.20}$$

und der Cherenkov-Beziehung 4.19 läßt sich die Masse des Teilchens wie folgt ausdrücken:

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} = p\sqrt{n^2 cos^2\Theta_C - 1} \tag{4.21}$$

Mit Kenntnis des Impulses, gemessen durch die Spurdetektoren, des Brechungsindex und des Cherenkov-Winkels kennt man die Masse und ist somit in der Lage, das geladene Teilchen zu identifizieren. Die Cherenkov-Schwelle $p_{Schwelle}$, definiert als der Impuls, bei dem ein Teilchen beginnt Cherenkov-Licht zu emittieren, ergibt sich durch nullsetzen von Θ_C in Gl. 4.21. Für β folgt $\beta = 1/n$ und $p_{Schwelle}$ ergibt sich zu:

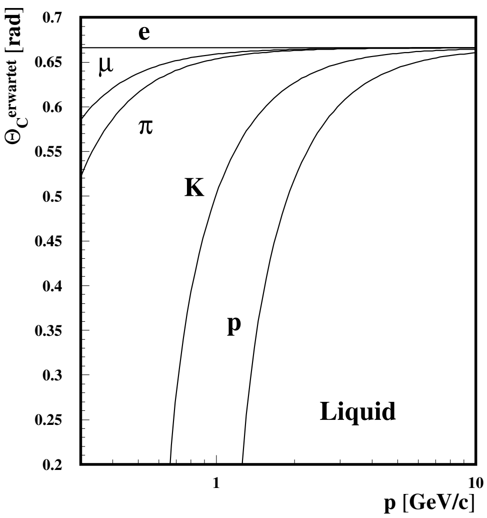
$$p_{Schwelle} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{4.22}$$

Der maximale Cherenkov-Winkel Θ_C^{max} (=Sättigungswinkel), gegeben durch

$$cos\Theta_C^{max} \approx \frac{1}{n} \tag{4.23}$$

wird erreicht, wenn für die relativistische Geschwindigkeit des Teilchens $\beta \approx 1$ gilt. In diesem Fall ist eine Separation geladener Teilchen nicht mehr möglich. In Abbildung 4.12 sind die Erwartungswertkurven von e, μ, π, K, p in Abhängigkeit vom Impuls für den Flüssigkeits- und Gasradiator des DELPHI-BRICH gezeigt.

Der zweite wichtige Parameter neben dem Cherenkov-Winkel ist die Anzahl der detektierten



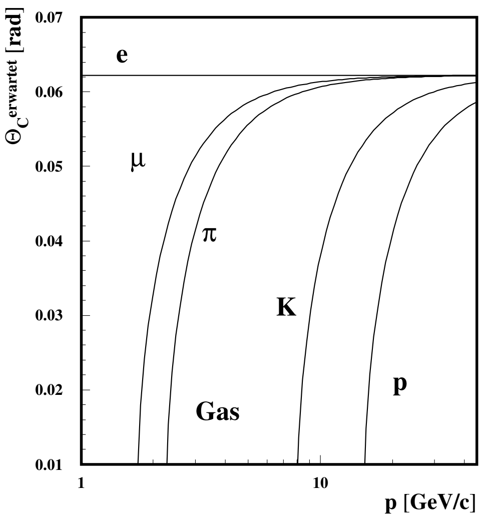


Abbildung 4.12: *Erwarteter Cherenkov-Winkel für e, μ, π, K, p in Abhängigkeit vom Impuls*

Photoelektronen N_{Det}.

$$N_{Det} = N_0 \cdot L \cdot sin^2\Theta_C \tag{4.24}$$

Sie ist abhängig von Θ_C, der Flugstrecke im Radiatormedium L und den Qualitätseigenschaften des Detektors N_0:

$$N_0 = \frac{Q^2\alpha}{\hbar c}\int \varepsilon(\omega)d\omega = 370(cm \cdot eV)^{-1} \cdot \int \varepsilon(\omega)d\omega \tag{4.25}$$

Hierbei bezeichnet Q die Ladung des Teilchens, α die Feinstrukturkonstante und $\hbar$ das Planck'sche Wirkungsquantum. $\varepsilon(\omega)$ steht für die Nachweiseffizienz eines Photons mit Wellenlänge ω.

Das Arbeitsprinzip des BRICH

Um die Identifikation geladener stabiler Teilchen über einen großen Impulsbereich zu erreichen,

wurde der DELPHI-BRICH mit einem Flüssigkeits- und einem Gasradiator ausgestattet. Die Regionen guter Separation ergänzen sich in der Weise, daß der Flüssigkeitsradiator bei kleinen Impulsen sensitiv ist (0,7 bis etwa 6,0 GeV/c) und mit dem Gasradiator hochenergetische Teilchen (ab $2.3 GeV/c$) getrennt werden können. Für die Cherenkov-Winkel Bestimmung ist es weiterhin von größter Wichtigkeit, den Ort des Teilchendurchgangs zu kennen. Dazu wurde der RICH zwischen den Spurdetektoren TPC und OD plaziert, um die Bahnkurve in den RICH-Detektor interpolieren zu können.
Durchquert ein geladenes Teilchen den Flüssigkeitsradiator, so treffen die emittierten Photonen direkt von unten auf den Photondetektor, wo sie abhängig vom Spurwinkel einen Ring bzw. eine Kegelschnittkurve darstellen. Die Streuung der Photonen um den erwarteten Verlauf wird durch die geringe Dicke des Radiators ($1cm$) klein gehalten. Um einen möglichst großen Cherenkov-Ring und damit eine klare Trennung zwischen Photoelektronen und Ionisationselektronen des Teilchens zu erhalten, liegt ein etwa $11cm$ breites Expansionsvolumen zwischen dem Radiator und der Driftröhre.
Aufgrund der geringen optischen Dichte des Radiatormediums im Gasradiator ist dieser etwa $41cm$ dick. Zur Messung des Emissionswinkels wird das von dem Teilchen unter gleichem Winkel abgestrahlte Cherenkov-Licht über sphärische Spiegel fokussiert und senkrecht von oben auf das Driftvolumen abgebildet. Ausnahme bildet der sechste Spiegel außen, der aufgrund der Detektorgeometrie das Licht schräg auf die Röhre abbildet. Der Photondetektor ist mit einer mittleren Dicke von $5,0cm$ so dimensioniert, daß die bei einer mittleren freien Weglänge von $1,0$ bis $1,5\,cm$ konvertierenden Photonen der beiden Radiatoren klar voneinander getrennt werden können. Die erzeugten Elektronen driften anschließend in dem parallel zur Strahlachse ausgerichteten elektrischen Feld nach außen in die MWPC. Die Arbeitsweise des RICH-Detektors ist schematisch in Abbildung 4.13 dargestellt.
Die in der Proportionalkammer verstärkten Signale werden mit den Anodendrähten und den Kathodenstreifen ausgelesen und liefern die x, y Information der Photoelektronen. Die z-Koordinate wird aus der Driftzeit der Elektronen ermittelt.

4.4 Bestimmung des mittleren Cherenkov-Winkels $\bar{\Theta}_c$

Im Rahmen des Pattern-Recognition-Programms von DELPHI, DELANA wird für jedes, in kartesischen Koordinaten, gemessene Photoelektron der spurbezogene Cherenkov-Winkel Θ_{C_i}, der Fehler σ_i und die ϕ-Koordinate am Ring bestimmt. Neben dieser Einzelphotoninformation wird der erwartete Cherenkov-Winkel bzgl. der e, μ, π, K, p-Hypothesen, die erwartete Anzahl von Photoelektronen und die Anzahl der gemessenen Photoelektronen, die sich in $\pm 3\sigma_i$ um den erwarteten Ring befinden, bereitgestellt. Mit Hilfe einer Maximum-Likelihood Anpassung wird eine Wahrscheinlichkeit pro Hypothese ermittelt, wobei der zunächst unbekannte Untergrund als flach verteilt angenommen wird. Durch Variation der Größe des Untergrundes wird die Kompatibilität zwischen der Messung und der jeweiligen Erwartung maximiert [40]. Als Nebenbedingung wird gefordert, daß die Summe der Wahrscheinlichkeiten Eins ergeben muß.

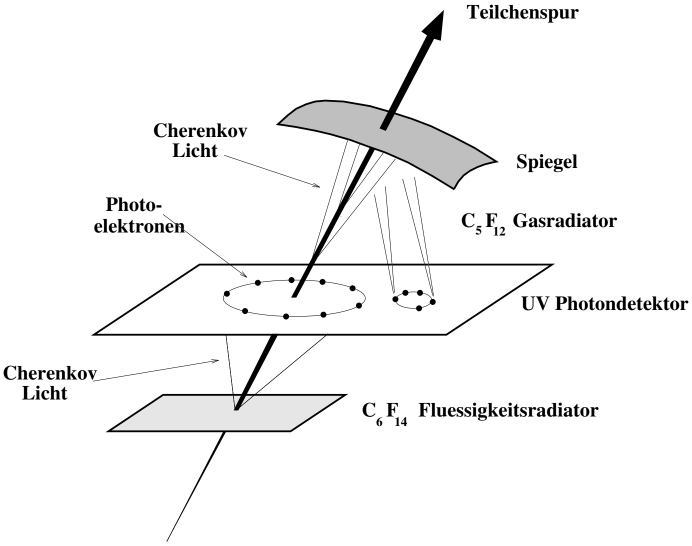


Abbildung 4.13: *Arbeitsweise des RICH-Detektors*

Um einen Ausfall eines Detektormoduls, speziell des Photondetektors, während eines Teilchendurchgangs von einer Veto-Messung (das Teilchen emittiert kein Cherenkov-Licht) unterscheiden zu können, wird die Anzahl der im Driftvolumen entstandenen Ionisationselektronen gespeichert. Mit dieser Information kann durch Schnitte in die Wahrscheinlichkeitsverteilungen direkt eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden. Es hat sich gezeigt, daß die ohne Alignment verwendete DELANA-Information Abweichungen zwischen den Daten und dem Monte-Carlo aufweist. Daneben ist es schwierig, die systematischen Einflüsse der Messung auf die Identifikation anhand der Wahrscheinlichkeitsverteilungen zu studieren. Daher wurden Algorithmen entwickelt, die pro Spur einen mittleren Cherenkov-Winkel $\bar{\Theta}_C$, den zugehörigen Fehler $\sigma_{\bar{\Theta}_C}$ und die Anzahl der Photoelektronen am Ring berechnen. Dieser Winkel, in Abbildung 4.14 für geladene Spuren im Flüssigkeits- und Gasradiator des BRICH gegen den Impuls aufgetragen, stellt die beste Wahl aus der gegebenen Einzelphotoninformation dar und kann direkt mit den erwarteten Cherenkov-Winkeln der einzelnen Teilchenhypothesen verglichen werden (siehe Abb. 4.12). In Abbildung 4.15 ist die Einzelphotonverteilung einer Pion-, Kaon- und Protonspur mit den Hypothesen im Flüssigkeitsradiator zu sehen. Diese Bilder wurden mit Monte-Carlo Spuren erzeugt.

Der Vorteil des mittleren Cherenkov-Winkels ist, daß eine Kalibration vorgenommen werden kann, um die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo zu optimieren und systematische Einflüsse zu minimieren. Bezogen auf physikalische Analysen ist man in der Lage, neben der Einzelspuridentifikation auch statistische Studien, wie Anpassungen an die Cherenkov-

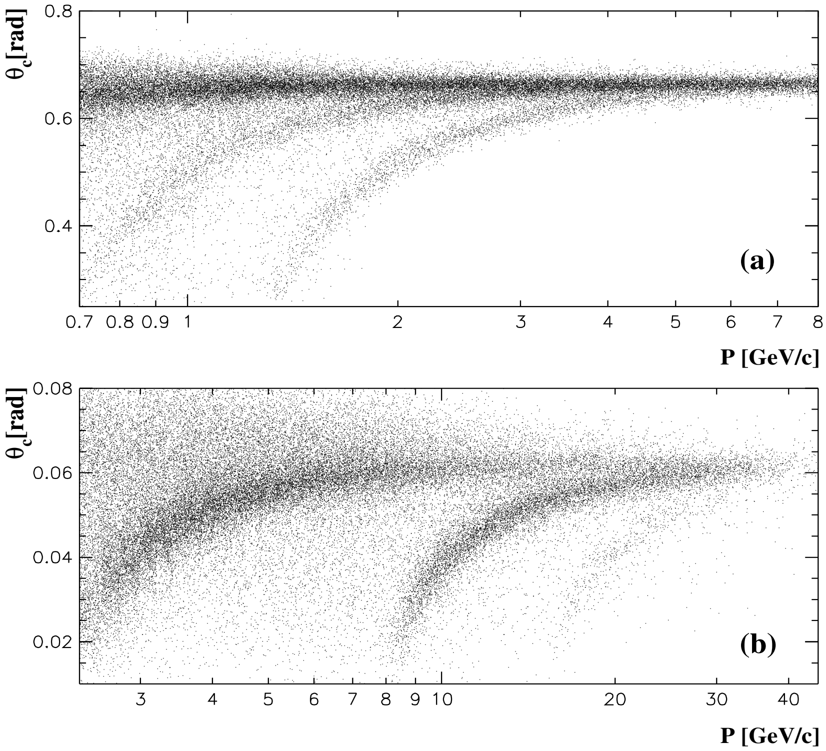


Abbildung 4.14: *Gemessener mittlerer Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impulses (a) im Flüssigkeits- und (b) im Gasradiator.*

Winkelverteilung, vorzunehmen.
Drei, der DELPHI-Kollaboration zur Verfügung stehende Methoden zur Bestimmung des mittleren Cherenkov-Winkels sollen im folgenden näher behandelt werden.

4.4.1 Triangulierungsmethode

Die Triangulierungsmethode wurde von T. Altherr und J. Seixas [41] entwickelt und berechnet für jede Kombination dreier Meßpunkte den Radius und den gemeinsamen Mittelpunkt des Kreises, auf dem sie sich befinden. Dabei stellt der Schnittpunkt der Normalen auf den drei Verbindungslinien den eindeutigen Kreismittelpunkt dar, mit dessen Kenntnis man den Radius ermitteln kann. Bildet man die Kombination dreier Signalphotoelektronen, erhält man ähnliche in der Nähe des Ringzentrums (= Durchstoßpunkt der Spur) liegende Resultate für Mittelpunkt und Radius, während Kombinationen mit Untergrundmeßpunkten beliebige Werte liefern (siehe

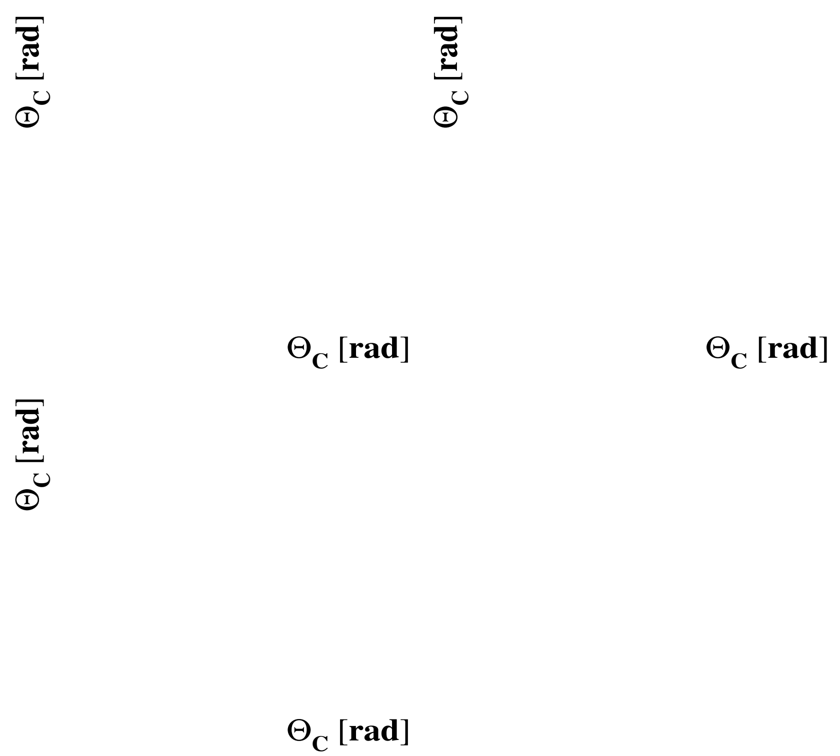


Abbildung 4.15: *Photonverteilung für eine Pion- (oben links), Kaon- (oben rechts) und Protonspur (unten) gemessen im Flüssigkeitsradiator*

Abbildung 4.16). Durch Verwerfen der Dreierkombinationen, deren Mittelpunkt außerhalb eines zu definierenden Bereiches um den Durchstoßpunkt der Spur liegen, kann eine inherente und effiziente Trennung zwischen Signal- und Untergrundphotoelektronen vorgenommen werden. Der Anteil der Mittelpunkte in der Region des Durchstoßpunktes steigt mit $n(n-1)(n-2)/6$ bei n Punkten auf dem Ring im Gegensatz zu einem Anstieg von $n-1$ in einer gleichgroßen Untergrundregion.
Nach Ermittlung des mittleren Cherenkov-Winkels wird die Anzahl der Photoelektronen am Ring n_{Sig} über folgende Bedingung ermittelt:

$$|\Theta_{C_i} - \bar{\Theta}_C| < 3 \cdot \sigma_{\Theta_i} \tag{4.26}$$

Der Fehler des Winkels $\sigma_{\bar{\Theta}_C}$ berechnet sich gemäß:

$$\sigma_{\bar{\Theta}_C} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n_{Sig}} (\Theta_{C_i} - \bar{\Theta}_C)^2}{n_{Sig}(n_{Sig} - 1)}} \tag{4.27}$$

Abbildung 4.16: *Konstruktion von Kreismittelpunkten mit Signalphotonen (offene Kreise) und Untergrundphotonen (schwarze Kreise)*

Die Nachteile des Algorithmus sind die lange Rechenzeit aufgrund der großen Kombinatorik und die erforderliche, minimale Anzahl von drei Photoelektronen zur Anwendung der Methode.
In Tabelle 4.2 ist die Nominalauflösung und die gemessene Auflösung für Myonen aus myonischen Ereignissen ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$) aufgelistet. Als Nominalauflösung wird die aus den Detektorparameter zu errechnende theoretisch erreichbare Auflösung bezeichnet.

Radiator	$\sigma^{Nominal}$	$\sigma^{\mu^\pm}$
Gas	1,7 [mrad]	1,84 [mrad]
Liquid	3,9 [mrad]	5,5 [mrad]

Tabelle 4.2: *Auflösung der Messung des mittleren Cherenkov-Winkels mit der Triangulierungsmethode*

4.4.2 Clustermethode

Dieser iterative Clusteralgorithmus ist die bei DELPHI offiziell verwendete Methode zur Bestimmung des mittleren Cherenkov-Winkels. Trägt man die gemessene Photoelektronverteilung gegen den Cherenkov-Winkel auf, wird eine Anhäufung um den Winkel des Cherenkov-Rings erwartet. In einer Iterationsschleife werden, beginnend mit einer minimalen Clustergröße d, alle Cluster in Θ_C gesucht, der mittlere Cherenkov-Winkel für jedes Cluster Θ_C^{Clu} bestimmt und alle Photoelektronen mit größtem Abstand zu Θ_C^{Clu} verworfen. Die Skala d wird so lange erhöht, bis ein Cluster verbleibt, dessen Photoelektronen für die Berechnung des gewichteten Mittelwertes $\bar{\Theta}_C$ benutzt werden.

$$\bar{\Theta}_C = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n_{Sig}} 1 \,/\, \sigma^2_{\Theta_{C_i}}} \sum \frac{1}{\sigma^2_{\Theta_{C_i}}} \Theta_{C_i} \tag{4.28}$$

Die Auflösungen für Myonen aus Myon-Ereignissen und für Pionen aus dem Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mit der Nominalauflösung sind in Tabelle 4.3 angegeben.

Radiator	$\sigma^{Nominal}$	$\sigma^{\mu^\pm}$	σ^{π}
Gas	1,7 [mrad]	1,90 [mrad]	3,1 [mrad]
Liquid	3,9 [mrad]	5,40 [mrad]	9,1 [mrad]

Tabelle 4.3: *Auflösung der Messung des mittleren Cherenkov-Winkels mit der Clustermethode*

4.4.3 Iterative Methode

Diese Methode basiert auf dem Ansatz, daß das Auffinden des mittleren Cherenkov-Winkels in der gegebenen Einzelphotonverteilung als ein Optimierungsproblem angesehen werden kann [42]. Der verwendete Algorithmus ist ein deterministischer, iterativer Suchalgorithmus mit gesicherter Konvergenz, wobei die Anzahl der Iterationen unabhängig von der Anzahl der Photoelektronen ist. Der Suchraum ist durch die in Tabelle 4.4 definierten minimalen Θ_C^{min} und maximalen Cherenkov-Winkel Θ_C^{max} gegeben. In jeder Iteration j wird die mögliche Lösung $\bar{\Theta}_{C_j}$ abhängig

	Θ_C^{min} $[mrad]$	Θ_C^{max} $[mrad]$	Θ_C^{stop} $[mrad]$
Gas	10	80	1
Liquid	150	710	2

Tabelle 4.4: *Grenzen des Suchraums und Abbruchbedingung*

von einer zu minimierenden Bewertungsfunktion geändert, welche durch den Absolutbetrag der Differenz zwischen der Anzahl der Photoelektronen oberhalb n_j^+ und unterhalb n_j^- des augenblicklichen Winkels $\bar{\Theta}_{C_j}$ gegeben ist. Gilt $n_j^+ > n_j^-$, so wird $\bar{\Theta}_{C_j}$ erhöht und umgekehrt. Die Schrittweite der Winkeländerung wird in jedem Iterationsschritt halbiert,

$$\bar{\Theta}_{C_{j+1}} = \bar{\Theta}_{C_j} \pm \frac{\Theta_C^{max} - \Theta_C^{min}}{2^j} \tag{4.29}$$

wodurch die Konvergenz gesichert ist. Es kann angenommen werden, daß nach wenigen Iterationsschritten der Winkel $\bar{\Theta}_{C_{j+1}}$ in der Nähe des Optimums liegt, so daß der Suchraum (=Winkelbereich) eingeschränkt werden kann. Dadurch wird der bestehende als flach angenommene

Untergrund reduziert. Die Berücksichtigung des Untergrundes manifestiert sich in einer Korrektur von n_j^+, n_j^- ,

$$\begin{aligned} n_j^- &\Longrightarrow n_j^-(1 - \alpha^- \frac{a_j}{a_{tot}}) \\ n_j^+ &\Longrightarrow n_j^+(1 - \alpha^+(1 - \frac{a_j}{a_{tot}})) \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} a_j &= \text{Kreisfläche zwischen } \Theta_{C_j} \text{ und } \Theta_C^{min} \\ a_{tot} &= \text{Kreisfläche zwischen } \Theta_C^{min} \text{ und } \Theta_C^{max} \\ \alpha^-, \alpha^+ &= \text{zu adjustierende Konstanten.} \end{aligned}$$

Ist die Abbruchbedingung

$$|\bar{\Theta}_{C_{j+1}} - \bar{\Theta}_{C_j}| < \Theta_C^{stop} \tag{4.30}$$

(Θ_C^{stop} siehe Tabelle 4.4) erfüllt, werden alle Photonelektronen mit $|\Theta_{C_i} - \bar{\Theta}_C^{end}| < 3\sigma_{\Theta_{C_i}}$ für die Berechnung des gewichteten Mittelwertes $\bar{\Theta}_C$ herangezogen:

$$\bar{\Theta}_C = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n_{Sig}} 1 / \sigma^2_{\Theta_{C_i}}} \sum \frac{1}{\sigma^2_{\Theta_{C_i}}} \Theta_{C_i} \tag{4.31}$$

Neben dem Winkel wird der Fehler und die Anzahl der Photoelektronen, wie in den Gln. 4.26 und 4.27 definiert, bestimmt.
Die Tabelle 4.5 zeigt die Auflösungen für Myonen aus myonischen Ereignissen, Pionen aus dem Zerfall $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ und Protonen aus $\Lambda^0 \to p\pi$.

Radiator	$\sigma^{Nominal}$	$\sigma^{\mu^\pm}$	σ^π	σ^p
Gas	1,7 [mrad]	1,88 [mrad]	3,2 [mrad]	-/-
Liquid	3,9 [mrad]	5,50 [mrad]	9,0 [mrad]	7,9 [mrad]

Tabelle 4.5: *Auflösung der iterativen, deterministischen Methode*

5 Kalibration der dE/dX-Messung

Grundlegend für die Identifikation ist die Übereinstimmung der Messung mit dem theoretischen Erwartungswert des zu identifizierenden Teilchens, wobei die Separation einer bestimmten Teilchensorte erst möglich wird, wenn der Unterschied der Erwartungswerte zweier Teilchensorten größer ist als die Auflösung der Messung. Der Fehler der Messung sollte die verbleibenden Unsicherheiten richtig wiedergeben.
Weiterhin muß eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Monte-Carlo Simulation vorliegen, um eine Optimierung der Identifikation mit Hilfe der Simulation durchführen zu können, die auch auf den Daten Gültigkeit besitzt.

5.1 Güte der dE/dX-Messung

Zur Beurteilung der Qualität der Energieverlustmessung wurden folgende Aspekte in den Daten und dem vollsimulierten Monte-Carlo untersucht:

Teilchenart-Unabhängige Schwankungen
Für diese Studien wurden alle Spuren mit Impulsen größer als $2\,GeV/c$ benutzt und das mittlere dE/dX ($< dE/dX >$) gegen die entsprechende Größe aufgetragen.
Betrachtet wurden:

- Schwankungen der Messung aufgrund von zeitlichen Variationen des Gasdrucks.
  Diese Änderungen haben über das Ionisationspotential I in der Bethe-Bloch Formel 4.18 Einfluß auf die Energiedeposition und wurden durch Auftragen des mittleren dE/dX gegen die LEP Füllungsnummer untersucht. Jede Füllung des LEP-Speicherrings mit Elektron und Positron Paketen wird chronologisch durchnumeriert. Während einer Füllung sind die Meßbedingungen weitgehend konstant, wodurch sich die Füllungs-Nummer als Zeiteinheit eignet.
  In Abbildung 5.17 ist exemplarisch für die Situation in den Jahren 1991 - 1994 der dE/dX Mittelwert der 1991 aufgenommenen Daten gegen die Füllungs-Nummer aufgetragen. Man erkennt Schwankungen des mittleren Energieverlustes von bis zu 5%, die damit in der Größenordnung der idealen Auflösung liegen.

- Abhängigkeit des Energieverlustes vom Polarwinkel Θ_{Spur} und vom Azimuthwinkel ϕ_{Spur} der Spur.

  Sowohl physikalische Unterschiede bei den einzelnen Modulen des Driftvolumens als auch Effekte, wie die Sensitivität der Messung auf den Winkel zwischen der x, y-Projektion der Spur und den Signaldrähten, oder polarwinkelabhängige Spurdichten in der TPC sind Ursache für diese Korrelationen. Die Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigen den Verlauf des mittleren dE/dX in Abhängigkeit des Polarwinkels und des Azimuthwinkels für die Daten und das Monte-Carlo des Jahres 1994. Die Untersuchung der Polarwinkelabhängigkeiten fand für verschiedene Drahtintervalle der an der Messung beteiligten Drähte statt, um

<dE/dX>

Fillnummer

Abbildung 5.17: *Zeitabhängigkeit des mittleren dE/dX des Jahres 1991 gegen die LEP Füllungs-Nummer aufgetragen*

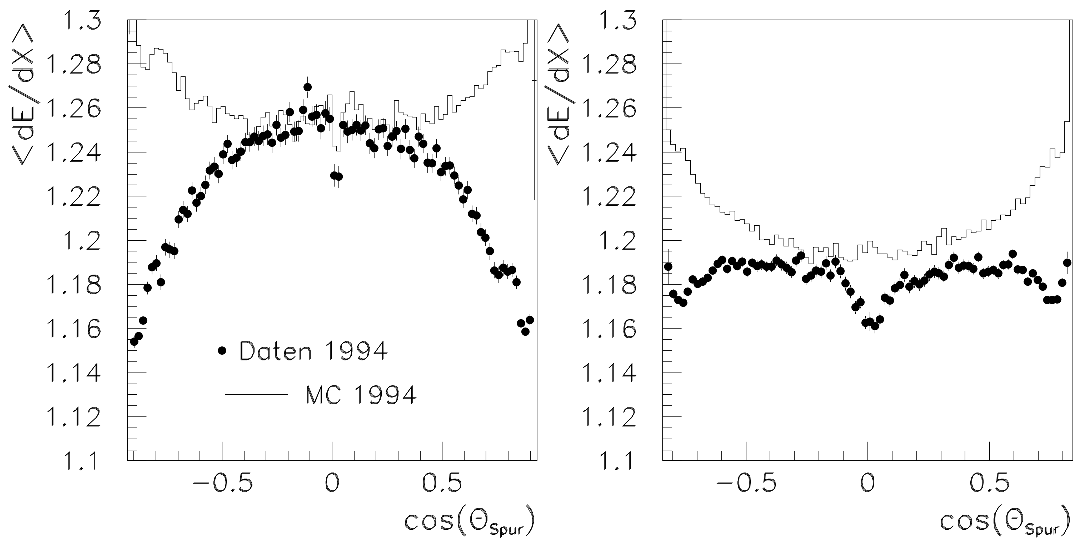


Abbildung 5.18: *Mittleres dE/dX gegen den Polarwinkel aufgetragen für Spuren mit 50-70 (links) und 110-130 (rechts) an der dE/dX-Messung beteiligten Drähten*

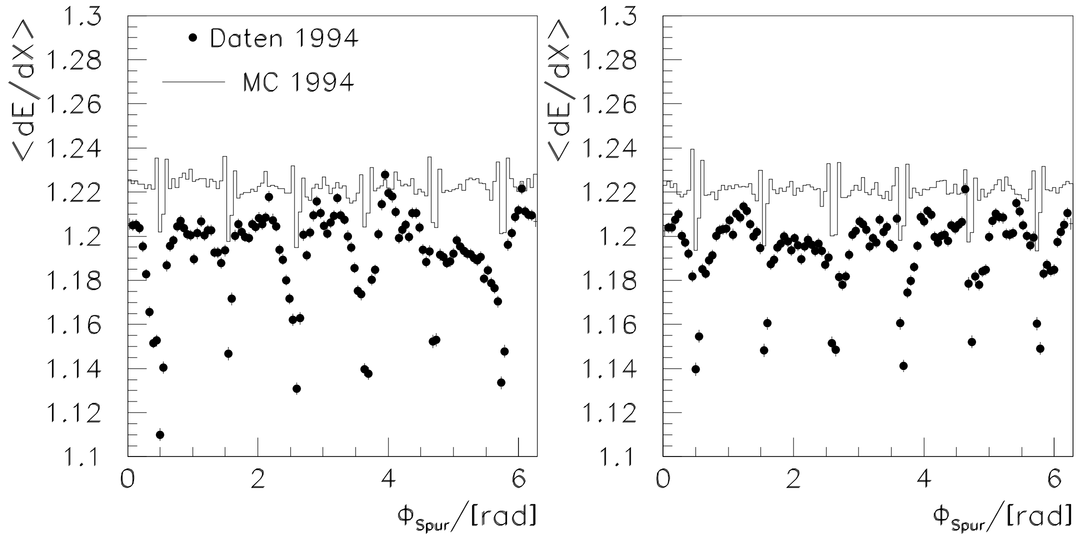


Abbildung 5.19: *Abhängigkeit des mittleren dE/dX vom Azimuthwinkel der Spur in der positiven (links) und der negativen (rechts) Hemisphäre*

Variationen des Energieverlustes aufgrund der Korrelation zwischen der Drahtanzahl und dem Polarwinkel auszuschließen. Die Bilder zeigen sowohl eine Abhängigkeit von Θ_{Spur} in den Daten und der Simulation als auch einen unterschiedlichen Verlauf in diesen beiden Datensätzen.
Auch in ϕ existieren Schwankungen in den Daten und dem Monte-Carlo. Insbesondere die Effizienzeinbrüche in den Sektorgrenzen sind in beiden Datensätzen nicht korrigiert, aber im Monte-Carlo ein vielfaches kleiner, verglichen mit den Daten.

- Variationen als Funktion des Impulses.
  Wie bereits in Kapitel 4.2 bemerkt, ist die dE/dX-Messung stark mit der Güte der Spurrekonstruktion korreliert, die wiederum mit dem Impuls variiert.

Teilchenabhängige Variationen
Wie eingangs bemerkt, basiert die Identifikation eines geladenen Teilchens auf dem Vergleich der Messung mit theoretischen Erwartungswerten. Durchgeführt wird Selbige durch Schnitte in die Pull-Verteilung:

$$Pull = \frac{\frac{dE}{dX}^{Messung} - \frac{dE}{dX}^{Erwartung}}{\sigma_{dE/dX}} \tag{5.32}$$

$(dE/dX)^{Messung}$ ist der Wert des gemessenen Energieverlustes, $(dE/dX)^{Erwartung}$ bezeichnet die teilchenabhängige Vorhersage der Bethe-Bloch Formel, die Erwartung, und $\sigma_{dE/dX}$ ist der

Meßfehler.
Im Idealfall ist der Pull unabhängig vom Fehler der Messung und folgt der Standard-Normalverteilung, so daß die Breite der Verteilung Eins wird mit einem Mittelwert von Null.
Stehen mit einer Teilchensorte angereicherte Datensätze zur Verfügung, kann anhand der Pull-Verteilung die Übereinstimmung der Erwartung mit der Messung sowie die korrekte Modellierung des Fehlers untersucht werden. Zusätzlich ist ein Test der Güte der Daten - Monte-Carlo Übereinstimmung des Pulls möglich, die von größter Wichtigkeit ist, um systematische Einflüsse minimal zu halten.

Bild 5.20 zeigt den Pull für selektierte Pionen aus dem Mesonzerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, Myonen

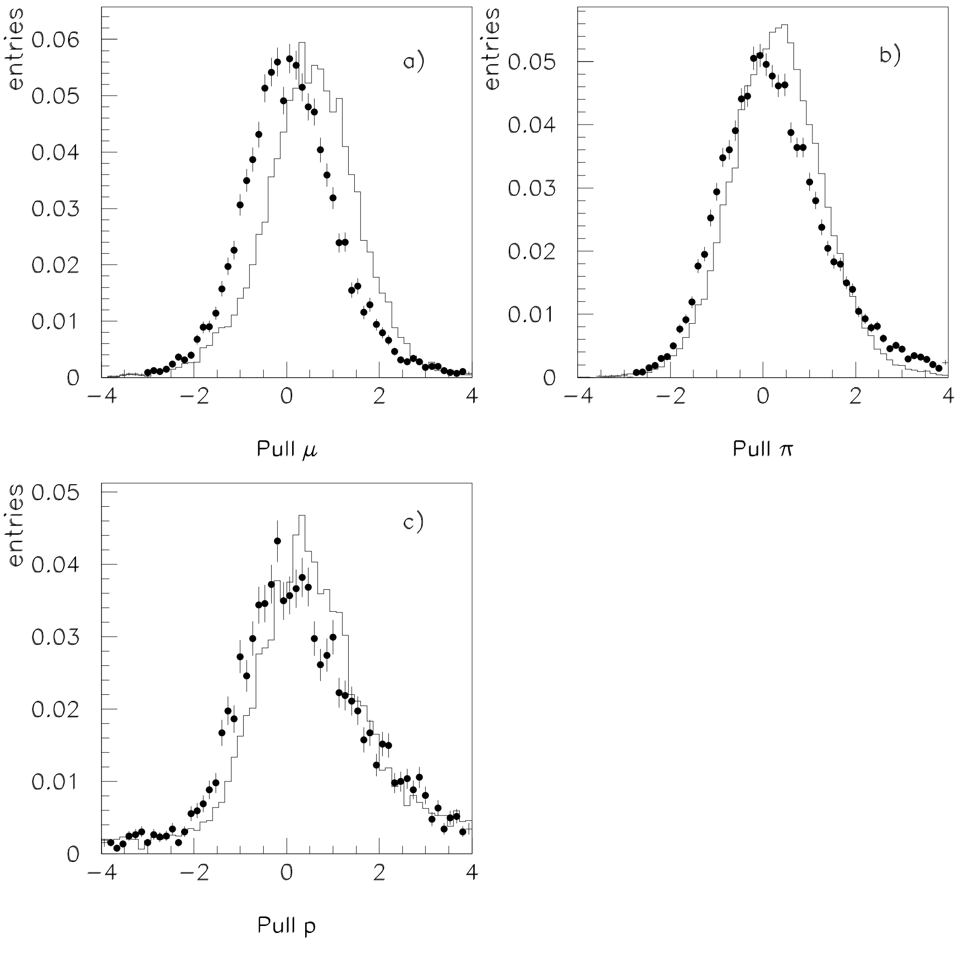


Abbildung 5.20: *Daten (schwarze Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm) Pull-Verteilungen für a) Myonen, b) Pionen und c) Protonen des Jahres 1994*

in hadronischen Ereignissen und Protonen aus rekonstruierten Λ^0 Zerfällen ($\Lambda^0 \to p\pi$) [33] der 1994 detektierten Daten und dem entsprechenden Monte-Carlo. Die von Null verschiedenen Mittelwerte in den Pull-Verteilungen zeigen eine Diskrepanz zwischen der Messung und der entsprechenden Erwartung sowohl für die Daten als auch für das Monte-Carlo, und die von Eins abweichende Breite der Normalverteilung zeigt, daß der Meßfehler unkorrekt ist. Darüberhinaus ist keine Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo gegeben.

Aufgrund der festgestellten Schwankungen im mittleren dE/dX, den Abweichungen der Messung von den erwarteten Werten und den unkorrekten Meßfehlern war eine Kalibration der realen und der simulierten Daten notwendig, um eine für die Identifikation brauchbare Energieverlustmessung zur Verfügung zu haben [10].

5.2 Die Kalibration

Ursprünglich beschlossen wurde eine Kalibration der Energieverlustmessung der Monte-Carlos für die Jahre 1991 bis 1994 und der 1991 und 1992 aufgenommenen Daten. Da die Daten des Jahres 1994 in dieser Analyse Anwendung fanden, wurden diese ebenfalls korrigiert.
Die Eichung der Datensätze vollzog sich dabei in zwei Schritten:
Zuerst wurden die zeitlichen (Füllungs-Nummer) und geometrischen (Θ_{Spur} und ϕ_{Spur}) Schwankungen des mittleren dE/dX minimiert, indem die Energieverlustmessung durch Multiplikation mit einen Korrekturfaktor f,

$$\frac{dE}{dX}^{Neu} = \frac{dE}{dX}^{Alt} \times f \tag{5.33}$$

mit

$$f = \frac{(dE/dX)^{Ref}}{< dE/dX >} \tag{5.34}$$

auf den Referenzwert $(dE/dX)^{Ref} = 1,2$ fixiert wurde, der etwa dem mittleren dE/dX aller Spuren oberhalb $2\,GeV/c$ entspricht.
Nach dieser relativen Korrektur wurde die dE/dX-Messung anhand von selektierten Datensätzen an die Erwartungswertkurven angepaßt. Abschließend fand eine Neuberechnung der Fehler der Messung statt.

5.2.1 Teilchenartunabhängige Korrekturen

Zeitkorrektur

Vor einer globalen Zeitkalibration wurden die zeitlichen Schwankungen des mittleren dE/dX pro TPC-Sektor minimiert, um dem unterschiedlichen Zeitverhalten der einzelnen Module gerecht zu werden. Hierzu wurde der dE/dX Mittelwert für jedes der zwölf Module in Einheiten der LEP Füllungs-Nummer bestimmt und der entsprechende Korrekturfaktor f_{Fill_M} gemäß Gleichung 5.34 berechnet.

Analog ist die Vorgehensweise bei der modulunabhängigen (= globalen) Zeitkorrektur zur Berechnung der Korrekturfaktoren f_{Fill_g}. Die Resultate für das Jahr 1991, welche für alle untersuchten Jahrgänge repräsentativ sind, sind in Abbildung 5.21 zu sehen.

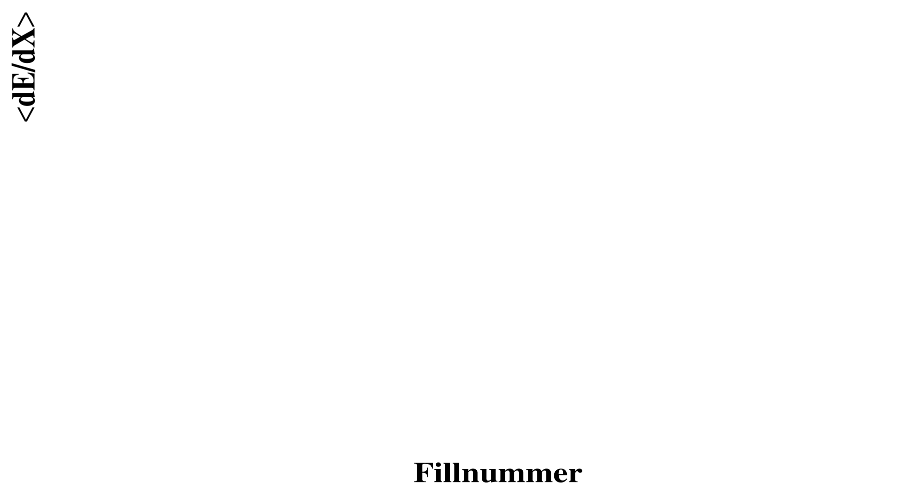


Abbildung 5.21: *Zeitabhängigkeit des mittleren dE/dX des Jahres 1991 nach Korrektur als Funktion der LEP Füllungs-Nummer*

ϕ_{Spur} Kalibration

Durch die ebenen Begrenzungswände der TPC-Sektoren existiert ein etwa $2cm$ breiter, toter Bereich in der $r\phi$ Ebene. Neben dem totalen Verlust von hochenergetischen Spuren in diesen Bereichen weisen Teilchen, die diese insensitiven Regionen passieren, kleinere Energieverluste auf als Teilchen, deren Trajektorien vollständig im Gasvolumen liegen. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde die Korrektur in zwei Schritten durchgeführt. Zunächst wurden Spuren, deren Azimuthwinkel nicht im Bereich von $\pm 3^o$ um die Sektorgenzen liegen, verwendet, um die gemessenen Schwankungen innerhalb der Module zu minimieren. Mit Hilfe einer χ^2-Anpassung konnte der periodische Verlauf des dE/dX-Mittelwertes in Abhängigkeit von der kontinuierlichen Variablen ϕ_{Spur} (siehe Figur 5.19) in jedem Modul, entweder durch die Funktion

$$C(\phi_{Spur}) = b_0 + b_1\phi_{Spur} + b_2 sin^2(b_3\phi_{Spur} + b_4) \tag{5.35}$$

mit fünf Anpassungsparametern b_i oder durch

$$C(\phi_{Spur}) = b_0 + b_1\phi_{Spur} + b_2\phi_{Spur}^2 + b_3 sin(b_4\phi_{Spur} + b_5) + b_6 sin^2(b_7\phi_{Spur} + b_8) \tag{5.36}$$

mit neun Parametern beschrieben werden. Der Korrekturfaktor ergibt sich zu:

$$f_{\phi_M} = \frac{1,2}{C(\phi_{Spur})} \tag{5.37}$$

Anschließend wurden die Einbrüche in den Sektorgrenzen korrigiert, indem die 6^o breiten Regionen in zwölf Intervalle unterteilt und pro Intervall der Korrekturfaktor f_{ϕ_S} bestimmt wurde. Figur 5.22 zeigt den Status nach der relativen Kalibration für die Daten und das Monte-Carlo des Jahres 1994, welche wiederum repräsentativ für alle untersuchten Jahrgänge sind. Sowohl

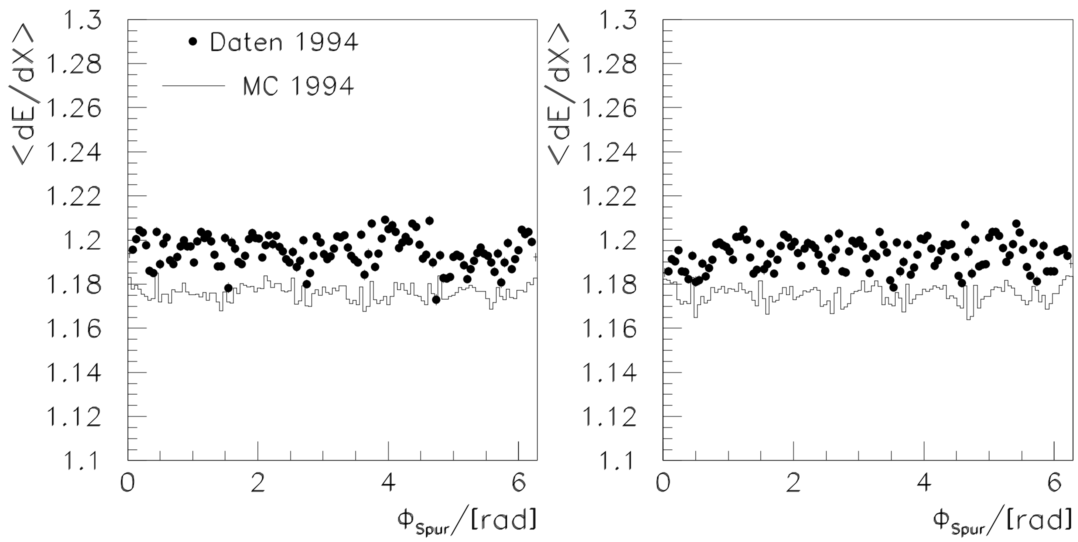


Abbildung 5.22: *Abhängigkeit des mittleren dE/dX vom Azimuthwinkel der Spur in der positiven (links) und der negativen (rechts) Hemisphäre nach der Kalibration*

in den Daten als auch im Monte-Carlo konnte die Größe der Unsicherheiten, gerade in den Bereichen der Sektorgrenzen, stark reduziert werden.

Korrektur der Θ_{Spur}-Variationen

Da das dE/dX vom Teilchenimpuls abhängt, der wiederum mit dem Polarwinkel der Spur variiert, wurde die polarwinkelabhängige Korrektur mit Spuren im Impulsintervall zwischen $2\,Gev/c$ und $3\,GeV/c$ vorgenommen. Damit wird die durch Impulsänderungen hervorgerufene Abhängigkeit der Energieverlustmessung vom Polarwinkel minimal, aber die zu korrigierenden Schwankungen der dE/dX-Messung bzgl. Θ_{Spur} verbleiben.

Zur Ermittlung der Korrekturfaktoren wurde eine Anpassung an die unkorrigierte $< dE/dX >$-

Verteilung gegen $cos(\Theta_{Spur})$ vorgenommen. Der Anpassung diente je nach Verlauf die Funktion

$$\begin{aligned} C(cos(\Theta_{Spur})) &= a_0 + a_1 cos(\Theta_{Spur}) + a_2 cos^2(\Theta_{Spur}) \\ &+ a_3 cos^3(\Theta_{Spur}) + \sqrt{(a_4|cos(\Theta_{Spur})|)} \end{aligned} \tag{5.38}$$

mit fünf Freiheitsgraden a_i, die Funktion

$$\begin{aligned} C(cos(\Theta_{Spur})) &= a_0 + a_1 cos(\Theta_{Spur}) + a_2 cos^2(\Theta_{Spur}) \\ &+ a_3 cos^3(\Theta_{Spur}) + \sqrt{(a_4|cos(\Theta_{Spur})| + a_5)} \end{aligned} \tag{5.39}$$

mit sechs anzupassenden Parametern und Polynome mit maximal vierter Ordnung. Die Bereiche für $x < 0$ und $x > 0$ wurden getrennt angepasst und mit

$$f_{\Theta_{Spur}} = \frac{1,2}{C(cos(\Theta_{Spur}))} \tag{5.40}$$

korrigiert.

Durch die Kalibration konnten sowohl die Schwankungen in den Daten und im Monte-Carlo

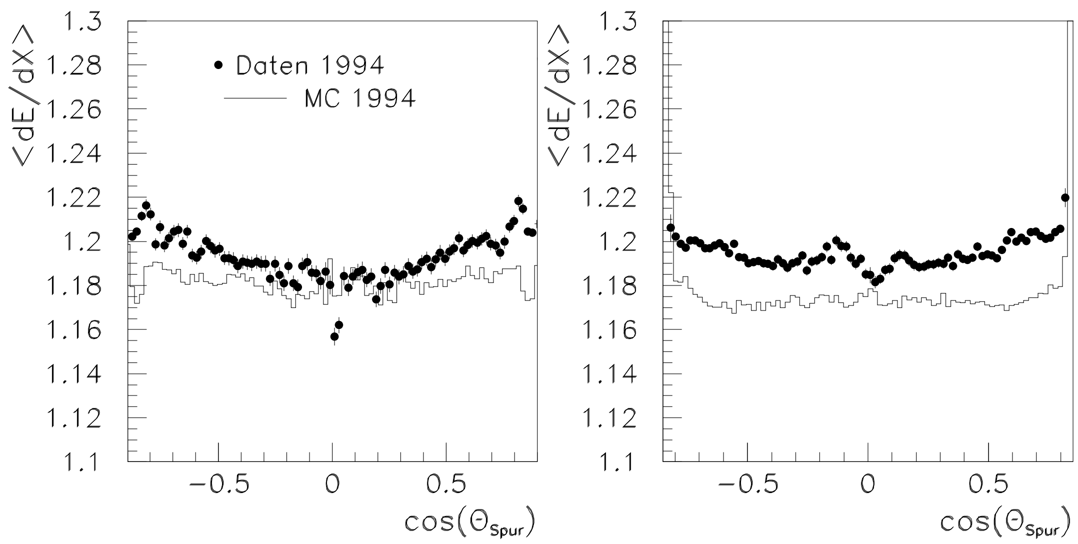


Abbildung 5.23: *Abhängigkeit des mittleren dE/dX vom Polarwinkel der Spur nach Kalibration für Spuren mit 50-70 (links) und Spuren mit 110-130 Drähten (rechts)*

als auch die Unterschiede im Verlauf für alle Jahrgänge drastisch minimiert werden, wie in Bild 5.23 für das Jahr 1994 gezeigt ist.

Mit den in guter Näherung unkorrelierten Korrekturen erhält man für den gesamten Korrekturfaktor zur Minimierung der relativen Schwankungen der dE/dX-Messung:

$$f_{tot} = f_{Fill_M} \cdot f_{Fill_g} \cdot f_{\Theta} \cdot f_{\phi_M} \cdot f_{\phi_S} \tag{5.41}$$

5.2.2 Teilchenartabhängige Kalibration

Zur Durchführung der absoluten Kalibration sowie der Fehlerneuberechnung wurde nicht der Pull, sondern die Residuum-Verteilung

$$Res = \frac{dE}{dX}^{Messung} - \frac{dE}{dX}^{Erwartung} \tag{5.42}$$

verwendet. In dieser Definition sind die Abweichungen vom Mittelwert in MIPS [11] gegeben und nicht auf den Fehler normiert. Die Breite des Residuums kann daher für eine Neuberechnung des Fehlers herangezogen werden.

Die untersuchten Datensätze sind selektierte niederenergetische Pionen und Protonen sowie rekonstruierte Pionen aus dem Zerfall des neutralen Kaons $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. Die Schnitte zur Selektion der ersten beiden Datensätze sind:

- Anzahl der an der Messung beteiligten Drähte ≥ 70
- $0,50\, GeV/c \leq |p_{Pion}| \leq 0,60\, GeV/c$
  $0,80\, MIPS \leq dE/dX \leq 1,20\, MIPS$
- $0,50\, GeV/c \leq |p_{Proton}| \leq 0,90\, GeV/c$
  $2,00\, MIPS \leq dE/dX \leq 3,50\, MIPS$

Für die Pionen aus dem K_S^0-Zerfall wurde ebenfalls eine dE/dX-Messung mit mindestens 70 Drähten verlangt.

Absolute Kalibration

Zur Minimierung der Abweichungen der Messung von der Erwartung wurde der folgende Reskalierungsansatz gemacht

$$\frac{dE}{dX}^{neu} = F * \frac{dE}{dX}^{alt} + O\,, \tag{5.43}$$

der sowohl Nullpunktverschiebungen (Parameter O) als auch Abhängigkeiten von der absoluten Meßgröße (Parameter F) berücksichtigt. Die Anforderung reiner Teilchensorten und eines großen Hebels bzgl. des dE/dX-Wertes wird von den Datensätzen erfüllt, wie in Bild 4.11, Kapitel 4.2 zu sehen ist.

Die Anpassungsparameter wurden durch eine χ^2-Minimierung ermittelt. Die zu minimierende Funktion lautet:

$$M = \sum_{Pion} Res_\pi^2 + \sum_{Proton} Res_p^2 \tag{5.44}$$

[11] **M**inimal **I**onization **P**article

Neuberechnung des Meßfehlers

Nachdem alle relativen Schwankungen und absoluten Abweichungen von der Erwartung korrigiert wurden, verbleibt die Neuberechnung des Fehlers.

Die Größe des Fehlers hängt von der Anzahl der an der Messung beteiligten Drähte N_{Draht} ab und ist direkt proportional zum gemessenen dE/dX. Als Ansatz wurde daher

$$\sigma^2_{dE/dX} = \frac{dE}{dX}^2 \cdot (P_0 + \frac{P_1}{N_{Draht}}) \tag{5.45}$$

gewählt. Durch Anpassung der auf den dE/dX Wert normierten Residuum-Verteilung in verschiedenen Intervallen der an der Messung beteiligten Drähte mit einer Gauß-Funktion wurde die Breite dieser Verteilung ($\hat{\sigma} = \sigma_{dE/dX}/(dE/dX)$) in Abhängigkeit der Drahtzahl ermittelt. Eine lineare Anpassung des funktionalen Zusammenhangs zwischen $\hat{\sigma}^2$ und der reziproken Drahtzahl (Gleichung 5.45) liefert die Parameter P_0 und P_1 für die drei verwendeten Datensätze. In Abbil-

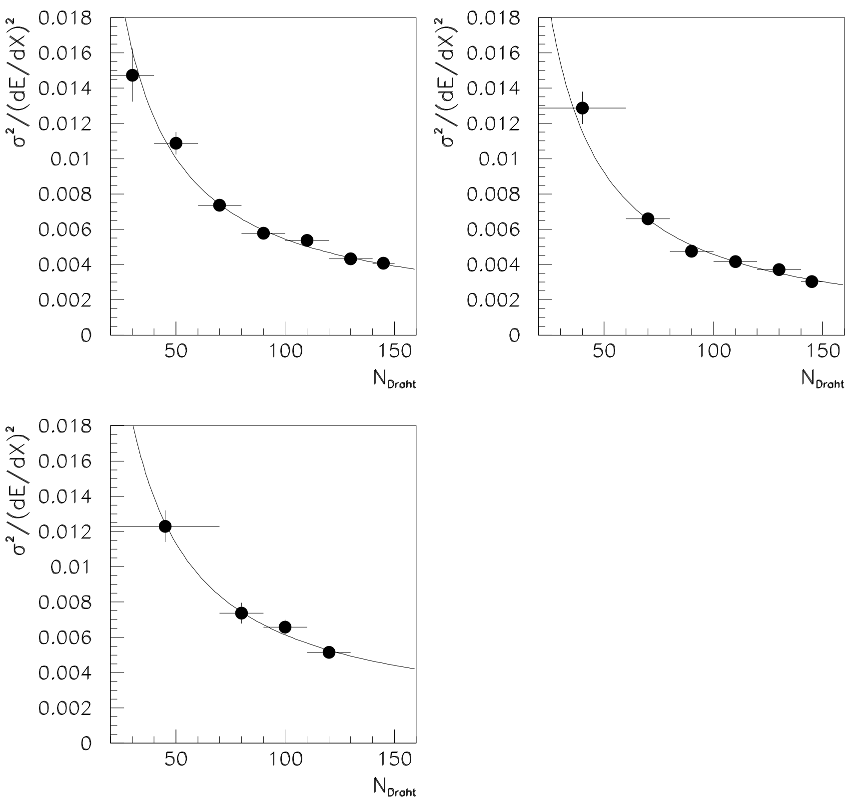


Abbildung 5.24: *Auf die dE/dX-Messung normiertes Fehlerquadrat gegen Drahtanzahl mit Anpassung für niederenergetische Pionen (links oben), Protonen (rechts) und V^0 Pionen (links unten) der 1992 Daten*

dung 5.24 sind die aus den Anpassungen der normierten Residuum-Verteilungen resultierenden Fehlerquadrate $\hat{\sigma}^2$ (schwarze Punkte) mit den Resultaten der linearen Anpassungen als Funktion von N_{Draht} für die Daten des Jahres 1992 zu sehen, die wiederum repräsentativ für alle Jahrgänge sind. Das Verhalten des Fehlers der dE/dX-Messung wird durch obigen Ansatz sehr gut wiedergegeben. Die gewichteten Mittelwerte $\bar{P}_0$, $\bar{P}_1$ (Wichtung bzgl. der Anzahl der Spuren) der drei bestimmten Parametersätze entsprechen den endgültigen, in die Korrektur eingehenden Werten.

5.2.3 Resultate

Der Mittelwert und die Breite des normalverteilten Pulls ist für selektierte Myonen in hadronischen Ereignissen, Pionen aus dem K_S^0 Zerfall und Λ^0-Protonen vor und nach der absoluten Kalibration mit Fehlerneuberechnung für das Jahr 1994 in Tabelle 5.6 zu sehen. Die Resultate

	vorher		nachher	
	$< Pull >$	σ_{Pull}	$< Pull >$	σ_{Pull}
μ Daten	$0,055$	$0,96$	$0,024$	$0,980$
MC	$0,540$	$0,980$	$-0,042$	$1,016$
π Daten	$0,054$	$1,034$	$0,026$	$1,028$
MC	$0,281$	$0,930$	$-0,002$	$1,004$
p Daten	$0,082$	$1,117$	$0,061$	$1,049$
MC	$0,380$	$0,977$	$0,072$	$1,041$

Tabelle 5.6: *Mittelwert und Breite des Pulls für Daten und Monte-Carlo 1994 vor und nach der absoluten Korrektur*

sind repräsentativ für alle korrigierten Jahrgänge. Das Jahr 1994 wurde gewählt, da diese Daten für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse verwendet wurden. Durch die Reskalierung der dE/dX-Messung und die Neuberechnung des Meßfehlers konnte eine Verbesserung sowohl in den Daten als auch in der Simulation erreicht werden. Der Vergleich der Pull-Verteilungen in Daten mit den Monte-Carlo Verteilungen zeigt nach der Kalibration eine sehr gute Übereinstimmung wie in Figur 5.25 abgebildet. Die Schwankungen des Residuums in Abhängigkeit vom Impuls p sind anschließend ebenfalls sehr gering und betragen maximal 3% (siehe Abbildung 5.26).

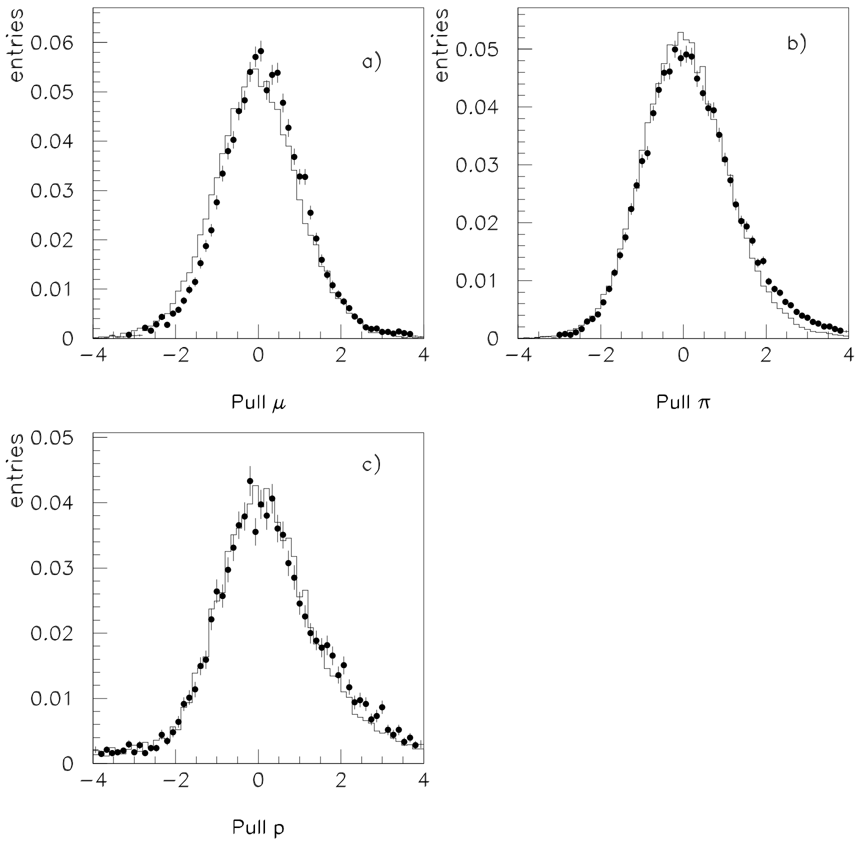


Abbildung 5.25: *Daten- (schwarze Punkte) und Monte-Carlo- (Histogramm) Pull 1994 für (a) Myonen, (b) Pionen und (c) Protonen nach der Eichung*

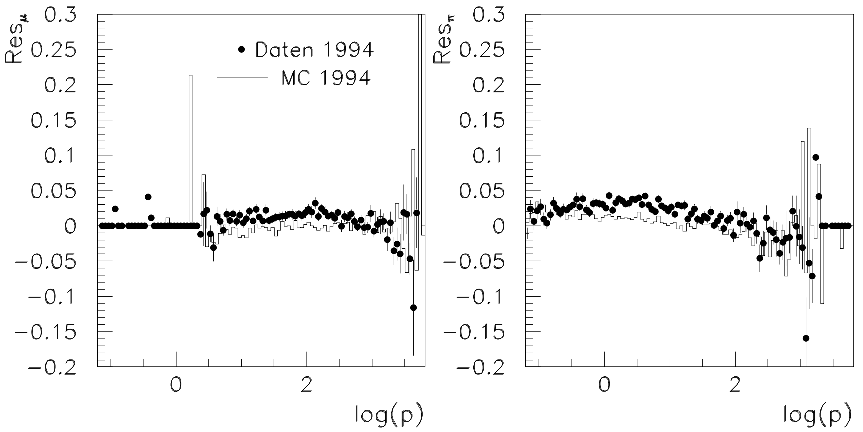


Abbildung 5.26: *Residuum in Abhängigkeit vom Impuls für selektierte Myonen und Pionen 1994*

6 Datenanalyse

6.1 Ereignisselektion

Für die im folgenden Kapitel näher beschriebene Analyse zur Ermittlung der Produktionsraten von Pionen, Kaonen und Protonen in hadronischen Ereignissen werden die mit dem DELPHI Detektor 1994 aufgenommenen Daten verwendet. Vor Durchführung der Analyse müssen zunächst $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ Ereignisse aus dem gegebenen Datensatz extrahiert werden. Neben dieser hadronischen Ereignisselektion existieren weitere Auswahlkriterien bzgl. der geometrischen Akzeptanz und der zeitlich variierenden Meßeffizienz der an der Identifikation beteiligten Detektoren (TPC und BRICH). Darüberhinaus ergeben sich zusätzliche qualitätsbezogene Spurschnitte aus der Identifikationsmethode. Diese Selektionsschnitte werden im einzelnen in den nachfolgenden Abschnitten besprochen.

6.1.1 Selektion der Meßperioden

Die vom DELPHI Detektor während einer LEP Füllung gemessenen Ereignisse werden in mehrere Meßperioden mit konstantem Detektorstatus unterteilt. Um eine qualitativ gute Identifikation zu ermöglichen, werden hier nur Meßperioden akzeptiert, wo die Effizienz der TPC, des OD, des Flüssigkeits- und des Gasradiators im zentralen RICH Detektor größer ist als 99%.

6.1.2 Selektion hadronischer Ereignisse

Die Selektion dient zur Unterdrückung des durch die folgenden Ereignisklassen gegebenen Untergrundes:

- Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen
- Zwei Photon Ereignisse
- Leptonische Ereignisse
- Kosmische Strahlung

Es werden nur Spuren verwendet, welche die Qualitätsmerkmale von Tabelle 6.7 erfüllen.
Teilchen mit Impulsen größer als $0,3\,GeV/c$ gewährleisten eine bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo. Die Impaktparameterschnitte ϵ_{xy} und ϵ_z reduzieren den Untergrund von Spuren aus sekundären Wechselwirkungen. Die Mindestspurlänge unterdrückt Geisterspuren und minimiert den Fehler der Impulsbestimmung. Der Polarwinkelschnitt gewährleistet, daß die Spuren im Akzeptanzbereich des BRICH liegen.
Die Ereignisselektion mit Hilfe der verbleibenden Spuren wird anhand der geladenen Energie, der geladenen Multiplizität der Spuren und dem Polarwinkel der Ereignisachse (= Sphärizitätswinkel) durchgeführt.
Die Schnitte auf die totale geladene Energie und die Energie pro Hemisphähre unterdrücken

Variable	Schnitt
p	$\geq 0,3\,GeV/c$
$\frac{\Delta p}{p}$	$\leq 100\,\%$
L_{Spur}	$\geq 30\,cm$
Θ_{Polar}	$41^o - 139^o$
ϵ_{xy}	$\leq 4\,cm$
ϵ_z	$\leq 10\,cm$

Tabelle 6.7: *Spurbezogene Schnitte*

den Untergrund aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen. Als Hemisphähre werden die durch eine Ebene senkrecht zur Strahlachse bei $z = 0$ erzeugten Bereiche eines Ereignisses bezeichnet. Die Unterdrückung kosmischer Strahlung und leptonischer Ereignisse wird durch einen Schnitt auf die geladene Multiplizität erreicht, wobei nur noch ein geringer Anteil von Tau-Ereignissen $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow$ Hadronen verbleibt. Um sicherzustellen, daß die Ereignisachse im Akzeptanzbereich von TPC und BRICH, liegt wird ein Schnitt auf den Polarwinkel der Sphärizitätsachse angewendet. Zusätzlich verhindert dieser Schnitt, daß niederenergetische Spuren mit hohem Transversalimpuls zur Ereignisachse, von Ereignissen mit kleinem Sphärizitätswinkel, in die Analyse eingehen. In Tabelle 6.8 sind die Schnitte zur Ereignisselektion zusammengestellt. Dabei bezeichnet $\sqrt{s}$ die Schwerpunktenergie.

Variable	Schnitt
E_{gel}	$\geq 12\,\%$ von $\sqrt{s}$
E_{gel}/Hem	$\geq 3\,\%$ von $\sqrt{s}$
N_{gel}	≥ 5
$\Theta_{Sphärizität}$	$40^o - 140^o$

Tabelle 6.8: *Ereignisschnitte*

Für die Analyse stehen damit $1,1$ Millionen hadronische Ereignisse aus dem Jahr 1994 zur Verfügung.

6.1.3 Analysebezogene Spurschnitte

Um Abweichungen im Impulsspektrum aller geladenen Spuren zwischen Daten und Monte-Carlo minimal zu halten, wurden im weiteren nur Spuren verwendet, deren Azimuthwinkel eine Differenz von mindestens 3^o zu den Azimuthwinkeln der Sektorgrenzen der TPC aufweisen und

deren Polarwinkel den gleichen minimalen Winkelabstand zur Mittelwand haben.
Abbildung 6.27 zeigt, daß die Impulsmessung für Spuren oberhalb $20 GeV/c$ in den insensitiven Bereichen nicht richtig simuliert wird.

Abbildung 6.27: *Daten - Monte-Carlo Verhältnis des Impulsspektrums geladener Spuren in den Modulen (oben) und in den Sektorgrenzen (unten) der TPC*

Desweiteren wurden unterhalb von $2 GeV/c$ nur negativ geladene Spuren berücksichtigt, da die Proton-Produktion durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial bei kleinen Impulsen die Produktion primär erzeugter Protonen übersteigt.
Damit ein Vergleich der Resultate mit anderen Experimenten möglichen wird, wurden Teilchen mit Lebensdauern kleiner als $\tau = 3 \cdot 10^{-10}$ Sekunden als instabil angenommen. Als Konsequenz beinhalten die Pionraten Beiträge von K^0_S-Zerfällen jedoch nicht von K^0_L- sowie $K^{\pm}$-Zerfällen. Die identifizierten Protonen enthalten Protonen aus Λ^0-Zerfällen und anderen schwach zerfallenden Baryonen.

6.2 Analyseweg

Im folgenden wird die Methode zur Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen unter Verwendung der Energieverlustmessung und der Cherenkov-Winkel-Messung vorgestellt. Die Identifikationprozedur kann dabei in zwei Schritte unterteilt werden. Zunächst müssen die Spuren einige Vorselektionsschnitte betreffend der Detektorakzeptanz von TPC und BRICH und der Güte der dE/dX- und Cherenkov-Winkel-Messung durchlaufen. Anschließend wird die eigentliche Identifikation der Teilchen durchgeführt. Durch diese Aufteilung können die Einflüsse der Vorselektions- und der Identifikationsschnitte auf die Daten und das Monte-Carlo getrennt untersucht und Abweichungen korrigiert werden. Diese Studien werden anhand der Effizienz der Vorselektion (ε_{VSel}) und der teilchenabhängigen Effizienz der Identifikationsschnitte (ε_{tag}) durchgeführt.
Mit Hilfe dieser Klassifizierungsprozedur wird anschließend die Produktion der oben aufgeführten Teilchen in hadronischen Ereignissen besprochen. Um möglichst viel Information über die Fragmentation zu gewinnen, werden die inklusiven Spektren in Abhängigkeit vom Impuls p, dem transversalen Impuls in- und außerhalb der Ereignisebene (p_t^{in}, p_t^{out}), und der Rapidität $|y|$ bestimmt und mit Monte-Carlo Vorhersagen verglichen.
Die Rapidität ist dabei durch folgende Gleichung definiert,

$$|y| = \frac{1}{2} log \left(\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right) \tag{6.46}$$

wobei E die Energie des Teilchens und $p_{||}$ der Longitudinalimpuls bzgl. der Ereignisachse ist, welche durch die Thrust-Achse $\vec{n}$ [43]

$$T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \tag{6.47}$$

repräsentiert wird. Der Tranversalimpuls wird auch in Bezug auf die Thrust-Achse bestimmt. Die zur weiteren Unterscheidung der senkrechten Impulsanteile p_t^{in}, p_t^{out} nötige Ereignisebene bestimmt sich aus der Richtung der Thrust-Achse und einer Achse senkrecht dazu, die analog das Kriterium (6.47) erfüllt.

6.2.1 Pion-, Kaon- und Proton-Identifikation

Einsatzbereiche von TPC und BRICH

Betrachtet man die Erwartungswertkurven der Energieverlustmessung und des mittleren Cherenkov-Winkels für Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit des Impulses (Figur 6.28), fällt auf, daß sich beide Messungen in idealer Weise ergänzen und eine Identifikation der Hadronen im gesamten Impulsbereich möglich wird. Für kleine Impulse läßt die dE/dX-Messung eine Identifikation mit hoher Reinheit und Effizienz zu. Oberhalb dieser Region ist eine Identifizierung nicht oder nur eingeschränkt möglich, da sich die Erwartungswertkurven kreuzen bzw. die Differenzen der Teilchenerwartungen maximal zwei Standardabweichungen betragen (Figur 6.28). Ab $0,7\,GeV/c$ steht die Cherenkov-Winkel-Information des Flüssigkeits- und des

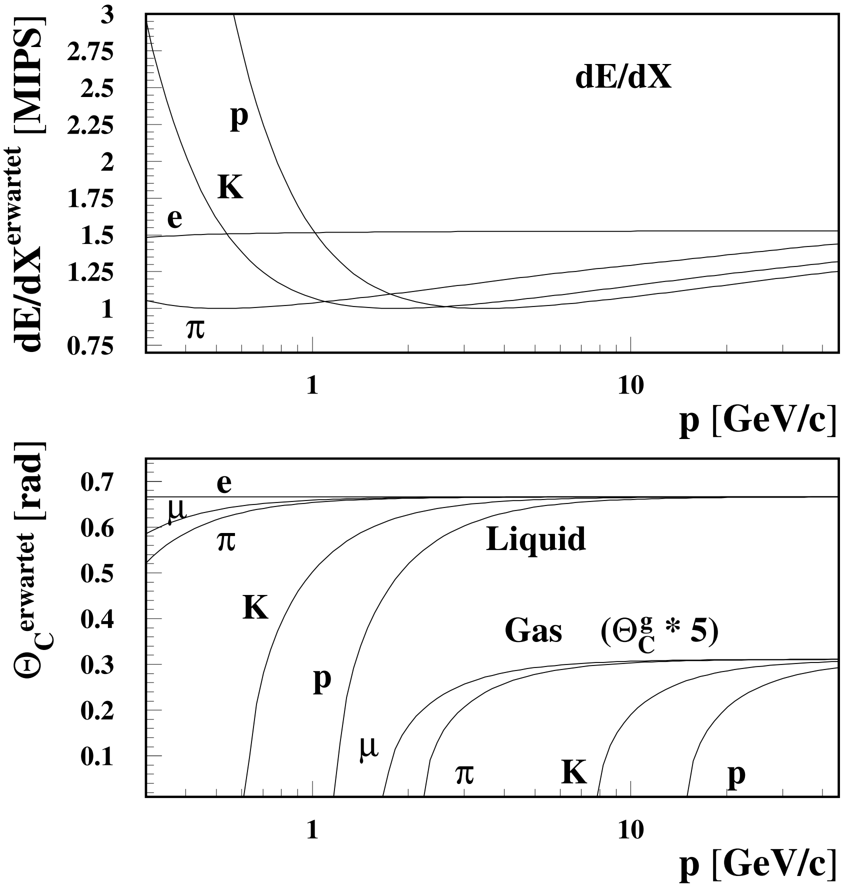


Abbildung 6.28: *Erwartungswert-Kurven der dE/dX- und RICH Messung in Abhängigkeit des Impulses*

Gasradiators zur Identifikation zur Verfügung. Hier kann eine Klassifizierung durch die Messung des mittleren Cherenkov-Winkels (Signal-Identifikation) durchgeführt werden, falls das Teilchen Cherenkov-Licht emittiert. Liegt die Geschwindigkeit des Teilchens unterhalb der Cherenkov-Schwelle, so wird eine Identifikation mit Hilfe der gemessenen Untergrund-Photonen möglich (Veto-Identifikation). Der kombinierte Einsatz von TPC und BRICH erlaubt eine lückenlose Identifikation von $0,3\,GeV/c$ bis etwa $40,0\,GeV/c$.
Wie die Einsatzbereiche von TPC und BRICH für die Klassifizierung von Pionen, Kaonen und Protonen im einzelnen festgelegt wurden, zeigt Tabelle 6.9. Dabei bezeichnet:

- **TPC** : Identifikation anhand der Energieverlustmessung.
- **LRICH S** : Signal-Identifikation mit dem Flüssigkeitsradiator.

- **LRICH V** : Veto-Identifikation mit dem Flüssigkeitsradiator.
- **GRICH S** : Signal-Identifikation mit dem Gasradiator.
- **GRICH V** : Veto-Identifikation mit dem Gasradiator.

<table>
<tr><td rowspan="2"></td><td colspan="7">Impulsbereich in GeV/c</td></tr>
<tr><td>0,3 - 0,7</td><td>0,7 - 0,9</td><td>0,9 - 1,3</td><td>1,3 - 2,7</td><td>2,7 - 9,0</td><td>9,0 - 16,0</td><td>16,0 - 45,0</td></tr>
<tr><td>π</td><td>TPC</td><td colspan="3">LRICH S</td><td colspan="3">GRICH S</td></tr>
<tr><td>K</td><td>TPC</td><td colspan="3">LRICH S</td><td>GRICH V
+
LRICH S</td><td colspan="2">GRICH S</td></tr>
<tr><td>p</td><td colspan="2">TPC</td><td>TPC
+
LRICH V</td><td>LRICH S</td><td>GRICH V
+
LRICH S</td><td>GRICH V</td><td>GRICH S</td></tr>
</table>

Tabelle 6.9: *Impulsabhängige Einsatzbereiche der Detektoren für die Klassifizierung*

Vorselektion
Für die Energieverlustmessung muß zunächst eine Spurinformation der TPC vorliegen. Grundvorraussetzung für eine Identifikation mit dem RICH sind Ansprecher in der TPC und im Äußeren Detektor (OD). Die Hinzunahme des OD ermöglicht eine Interpolation der Teilchenspur durch den RICH, wodurch der Durchstoßpunkt (= Mittelpunkt des Cherenkov-Rings) genauer ermittelt werden kann als im Fall einer Extrapolation der Trajektorie in den BRICH.
Anschließend werden Anforderungen an die Güte der Messung selbst gestellt. Sind die dE/dX-Schnitte,

- $70 \leq N_{Draht}$
- $0,01 \leq dE/dX \leq 10,0\, MIPS$ (Minimal Ionization Particles)

erfüllt, so wird die Messung akzeptiert. Die obere Grenze der Energiedepositionsmessung ergibt sich durch eintretende Sättigungseffekte bei größeren Meßwerten in den Analog-Digital-Konvertern der TPC-Auslese.
Für die RICH-Messung muß sowohl zur Signal- als auch zur Veto-Identifikation das von der Spur durchquerte Modul aktiv sein, was durch die Forderung von Ionisationselektronen, erzeugt durch die Spur in der Driftröhre, erfüllt wird. Zusätzlich werden für die Signal-Identifikation im Flüssigkeitsradiator mindestens vier der Spur zugeordnete Cherenkov-Photonen verlangt. Im

Gasradiator wird ein Cherenkov-Ring mit mehr als einem Photon gefordert.
Die vom Impuls abhängige Effizienz der zweistufigen Vorselektionsschnitte

$$\varepsilon_{VSel} = \frac{\text{Anzahl Spuren nach den Vorselektionsschnitten}}{\text{Anzahl Spuren im Zentralbereich des Detektors}} \tag{6.48}$$

sind in Abbildung 6.29 für gemessene ($\varepsilon_{VSel}^{Daten}$) und simulierte Daten ($\varepsilon_{VSel}^{MC}$) gezeigt. Die Simu-

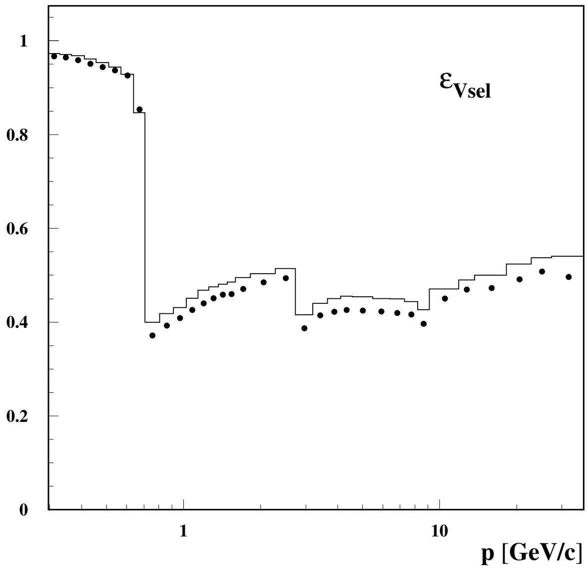


Abbildung 6.29: *Effizienz der Vorselektions-Schnitte abhängig vom Impuls für Daten (Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm)*

lation überschätzt die Daten um etwa 10% im Akzeptanzbereich des RICH-Detektors. Um die Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Monte-Carlo zu verbessern, wurde die Simulation durch die folgende Korrektur den Daten angepaßt: Für jede Monte-Carlo Spur, welche die Qualitätsmerkale erfüllt, wird eine gleichverteilte Zufallszahl zwischen Null und Eins gewürfelt. Ist diese Zahl größer als das Daten - Monte-Carlo Verhältnis der Selektionseffizienzen in dem entsprechenden Impulsintervall, wird diese Spur verworfen. Die gesamten 1994er Daten mit einer ebenso großen Monte-Carlo-Statistik diente der Bestimmung der Effizienz-Verhältnisse. In Bild 6.30 ist das Verhältnis der Daten - Monte-Carlo Selektionseffizienz nach dieser statistischen Korrektur gegen den Impuls aufgetragen. Die Übereinstimmung ist gut.

Identifikations-Schnitte

Im Fall der Energieverlustmessung wird die Klassifizierung pro Teilchenspur durch Schnitte in die Pull-Verteilung (Gl. 5.32, Kapitel 5) vorgenommen. In Tabelle 6.10 sind die Identifikations-Schnitte der dE/dX-Messung im einzelnen aufgelistet. Die impulsabhängige Identifikation im ringabbildenden Cherenkov-Zähler basiert ebenfalls auf Schnitte an die Pull-Verteilung, wenn das entsprechende Teilchen Licht emittiert. Analog zu dem Signaldraht-Schnitt bei der dE/dX-

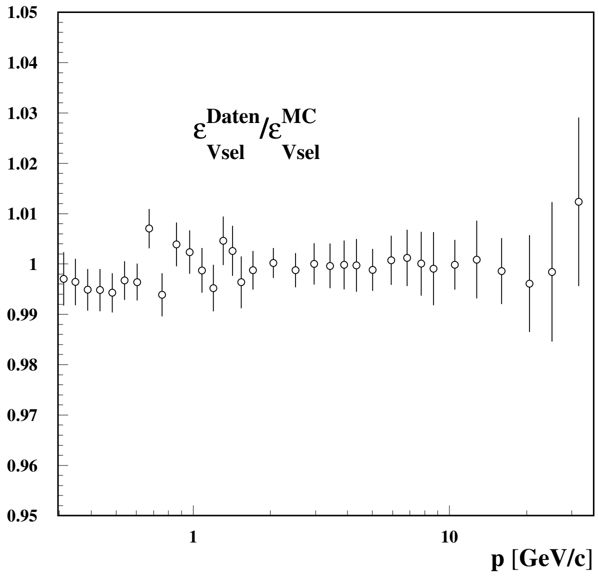


Abbildung 6.30: *Verhältnis $\varepsilon^{Daten}_{VSel}/\varepsilon^{MC}_{VSel}$ abhängig vom Impuls nach der Korrektur*

	Impulsbereich in GeV/c			
	0,3 - 0,5	0,5 - 0,7	0,7 - 0,9	0,9 - 1,3
π	$dE/dX < 1,3$ $\sigma_{Pull} < 2,0$	$dE/dX < 1,2$ $\sigma_{Pull} < 2,0$	RICH	RICH
K	$dE/dX > 1,6$ $-1,5 < \sigma_{Pull} < 3,0$	$dE/dX > 1,3$ $-3,0 < \sigma_{Pull} < 2,0$	RICH	RICH
p	$dE/dX > 2,1$ $\sigma_{Pull} < 2,0$	$dE/dX > 2,1$ $\sigma_{Pull} < 2,0$	$dE/dX > 1,8$ $\sigma_{Pull} < 2,0$	$dE/dX > 1,25$ $\sigma_{Pull} < 2,0$ LRICH V

Tabelle 6.10: *Impulsabhängige Einsatzbereiche der Detektoren für die Klassifizierung*

Messung kann die Qualität der Messung durch eine Mindestzahl an Signal-Photoelektronen erhöht werden.
Teilchen mit weniger als vier Photoelektronen im Flüssigkeitsradiator werden als Veto-Spuren betrachtet, d. h. Spuren, die kein Cherenkov-Licht abstrahlen. Im Gasradiator liegt dieser Schnitt für die Veto-Identifikation bei einem Photoelektron. Abbildung 6.31 zeigt die Photoelektron-Verteilung pro rekonstruiertem Cherenkov-Ring im Flüssigkeits- und Gasradiator. In [44] findet sich eine detaillierte Beschreibung der RICH-Identifikation.

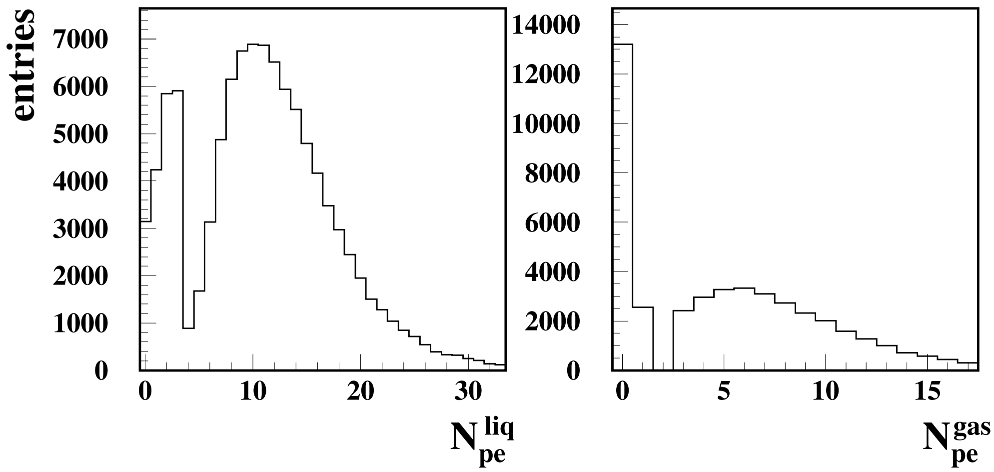


Abbildung 6.31: *Photoelektron-Verteilung im Flüssigkeits- (links) und Gasradiator (rechts)*

Identifikations-Effizienzen

Nach dieser Klassifizierung kann die Gesamt-Selektions-Effizienz und die Effizienz für Fehlidentifikationen ermittelt werden. Diese Effizienzen sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{i_{ges}}^{j} &= \frac{\text{Summe aller Teilchen i als Teilchen j identifiziert}}{\text{Summe aller geladenen Spuren der Sorte i in der Zentralregion}} \\
&= \varepsilon_{VSel} \cdot \varepsilon_{i_{tag}}^{j} \text{ mit} \\
\varepsilon_{i_{tag}}^{j} &= \frac{\text{Summe aller Teilchen i als Teilchen j identifiziert}}{\text{Summe aller geladenen Spuren der Sorte i nach Vorselektion}} \\
\varepsilon_{VSel} &= \text{Vorselektionseffizienz (siehe oben)} \\
i, j &= \text{Teilchensorte } (e, \mu, \pi, K, p) \\
i = j & \quad \varepsilon_{i}^{j} := \text{Selektions-Effizienz} \\
i \neq j & \quad \varepsilon_{i}^{j} := \text{Fehlidentifikations-Effizienz}
\end{aligned}$$

Für die Bestimmung der Produktionsraten (Kapitel 6.2.2) von Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit der Observablen X ergibt sich somit pro X-Intervall eine quadratische dreidimensionale Effizienz-Matrix mit den Selektions-Effizienzen auf der Diagonalen und den Fehlidentifikations-Effizienzen auf den nebendiagonalen Elementen. Diese mit der Monte-Carlo Simulation zu bestimmende Matrix ist in Figur 6.32 abhängig vom Impuls abgebildet. In Anhang A.2 befinden sich die entsprechenden Effizienzmatrizen bzgl. der restlichen Observablen.

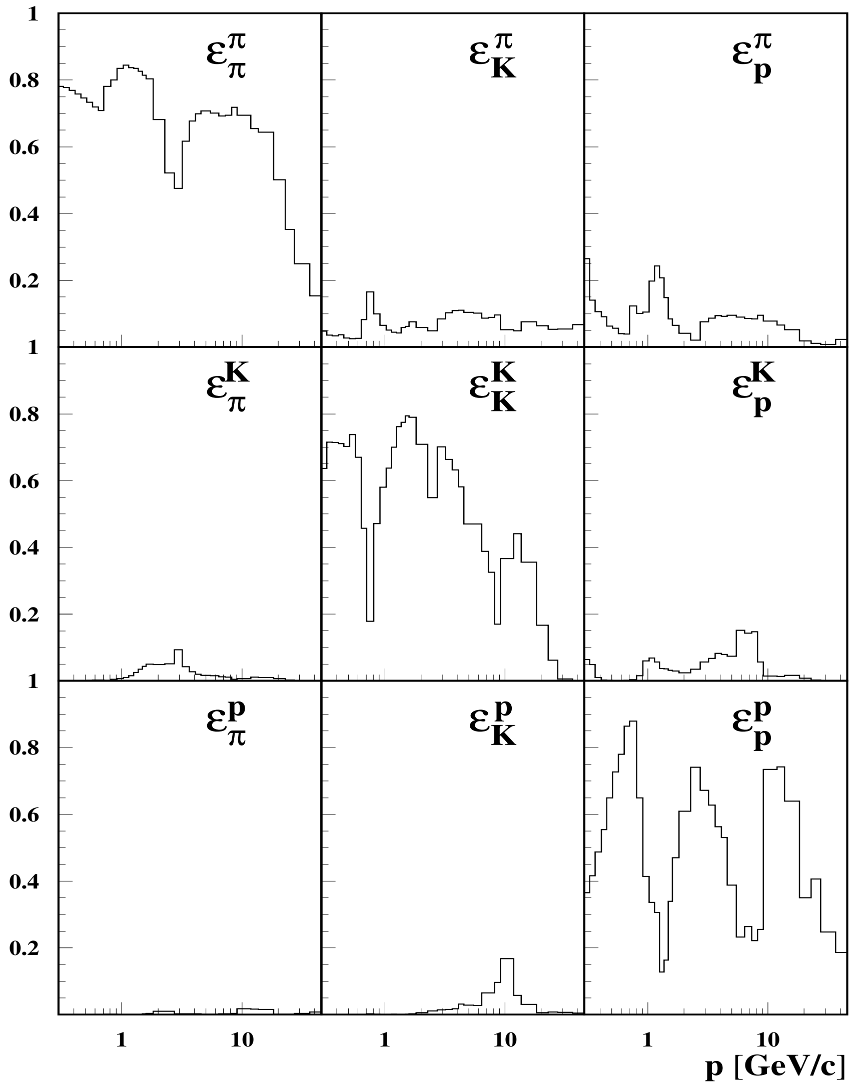


Abbildung 6.32: *Monte-Carlo Identifikations-Effizienz-Matrix*

Die Selektions-Effizienzen (Diagonalelemente) erreichen Werte bis zu 80%. Die impulsabhängigen Einbrüche im Verlauf dieser Effizienzen rühren von Bereichen schlechter Separierbarkeit her. Wird beispielsweise die Effizienz ein Kaon als ein Kaon zu identifizieren betrachtet, so ist der erste Einbruch bei Impulsen um 0,7 GeV/c durch den Wechsel von der effizienten dE/dX-Identifikation zur Identifizierung mit Hilfe des Flüssigkeitsradiators zu erklären. In dieser Impulsregion beginnt das Kaon gerade Cherenkov-Licht zu emittieren, so daß die Rekonstruktion des mittleren Cherenkov-Winkels hier aufgrund der geringen Anzahl von Cherenkov-Photonen ineffizient ist. Mit steigendem Impuls steigt der erwartete Cherenkov-Winkel und die erwartete Anzahl von Cherenkov-Photonen und damit auch die Ringrekonstruktionseffizienz. Der erneute

Abfall ergibt sich, da sich die Kaon-Erwartung dem gesättigten Winkel nähert, der gleich der Pion-Erwartung ist. Ab 2,7 GeV/c steigt die Effizienz stark an. Die Identifikation wird hier mit der Information des Gas- und des Flüssigkeitsradiators vorgenommen, da Kaon und Proton bis etwa 9,0 GeV/c im Veto-Bereich des Gasradiators liegen und eine Trennung dieser Teilchen erst durch Hinzunahme der Flüssigradiator-Information ermöglicht wird. Diese Trennung wird mit steigendem Impuls durch die geringer werdende Differenz der Kaon- und Proton-Erwartung schlechter und führt zu dem dritten Einbruch. Ab 9,0 GeV/c beginnt das Kaon Cherenkov-Licht abzustrahlen, was einen erneuten Anstieg in der Identifikationseffizienz zur Folge hat. Die mit weiter steigendem Impuls asymptotisch in den gesättigten Winkel laufenden Erwartungen lassen die Effizienz abfallen. Analog ist der Verlauf der Proton Selektions-Effizienz zu erklären.
Die identifizierten Teilchensätze sind durch Fehlidentifikation im Mittel etwa um 10% verunreinigt. Dieser Effekt wird durch Verwendung der gesamten Effizienzmatrix bei der Bestimmung der Raten berücksichtigt (siehe nächstes Kapitel).

Zum Test der Daten - Monte-Carlo Übereinstimmung nach Anwendung der Identifikations-Schnitte wurde zunächst die globale Identifikations-Effizienz ε_{tag}^{glob} betrachtet:

$$\varepsilon_{tag}^{glob} = \frac{\text{Summe aller identifizierten Spuren}}{\text{Summe aller geladenen Spuren nach der Vorselektion}} \tag{6.49}$$

Abbildung 6.33 zeigt die globale Effizienz für Daten und Monte-Carlo in Abhängigkeit der Observablen p,p_t^{in}, p_t^{out} und $|y|$. Die Abweichungen werden durch die Identifikationsprozedur verursacht und liegen in einer ungenügenden Übereinstimmung der Verteilungen begründet, welche für die Klassifizierungs-Schnitte herangezogen werden.
Für eine detailliertere Untersuchung dieser Diskrepanzen wurden die Effizienzen mit Hilfe von selektierten Datensätzen auf Daten und Monte-Carlo miteinander verglichen. Die zur Verfügung stehenden Teilchensorten sind selektierte Elektronen und Myonen in hadronischen Ereignissen sowie Pionen und Protonen aus V^0-Zerfällen [33], wodurch eine Verifikation der Matrixelemente in der ersten und dritten Spalte möglich wird. Abbildung 6.34 zeigt die Identifikations-Effizienzen für die selektierten Datensätze in Abhängigkeit vom Impuls für Daten und Monte-Carlo. Die entsprechenden Verteilungen gegen die Transversalimpulse und die Rapidität aufgetragen finden sich im Anhang A.3. Auch hier erkennt man etwa 5% ige Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo, auf die die mit der Simulation bestimmten Effizienzmatrizen zur Berechnung der Teilchenraten korrigiert wurden. Matrixelemente, für die kein Daten - Monte-Carlo Vergleich möglich ist, wurden mit dem Daten-Simulations Verhältnis der globalen Effizienz korrigiert.

6.2.2 Messung der $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$-, $p/\bar{p}$-Produktion

Methode

Mit der Identifikations-Methode lassen sich drei als Pionen, Kaonen und Protonen klassifizierte

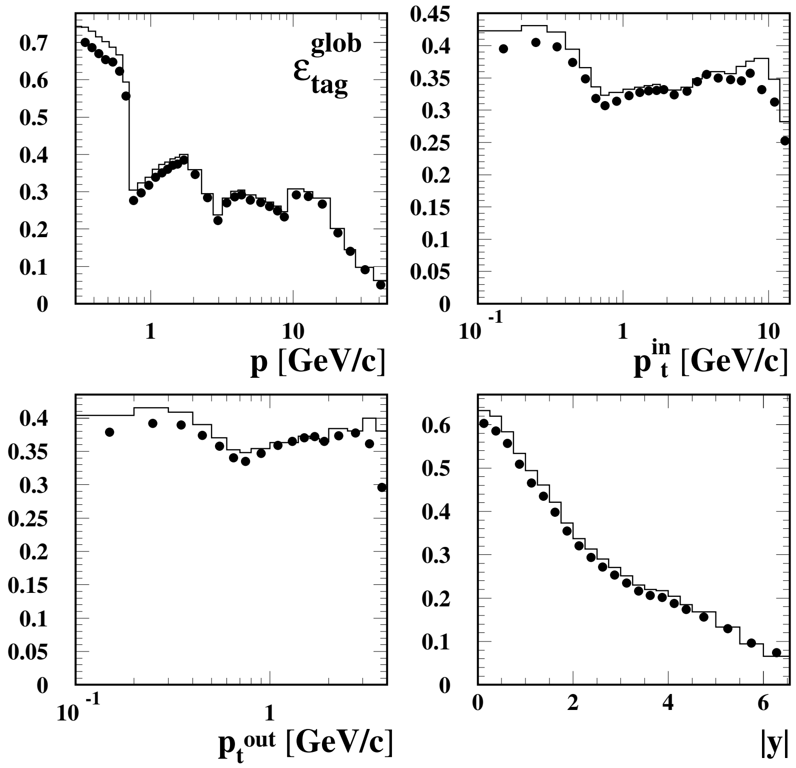


Abbildung 6.33: *Globale Identifikations-Effizienz für Daten (schwarze Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm) als Funktion des Teilchenimpulses*

Datensätze bestimmen, welche normiert auf alle geladenen Spuren der Zentralregion (= Referenzsatz = N_{gel}^{all}) die identifizierten Teilchenanteile der drei Hadronen f_π^{ID},f_K^{ID} und f_p^{ID} ergeben:

$$\begin{aligned} f_i^{ID} &= \frac{dn^i/dX}{dn^{geladen}/dX} \\ i &= \text{Teilchensorte} \\ X &= \text{Observable} \end{aligned} \tag{6.50}$$

Die durch Fehlidentifikationen verunreinigten Anteile f_π^{ID},f_K^{ID} und f_p^{ID} lassen sich mit Kenntnis der Effizienz-Matrix $\underline{\varepsilon}$ mit den wirklichen Anteilen f_π^{real},f_K^{real} und f_p^{real} in folgender Weise in Beziehung setzen:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} f_\pi^{ID} \\ f_K^{ID} \\ f_p^{ID} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \varepsilon_\pi^\pi & \varepsilon_K^\pi & \varepsilon_p^\pi \\ \varepsilon_\pi^K & \varepsilon_K^K & \varepsilon_p^K \\ \varepsilon_\pi^p & \varepsilon_K^p & \varepsilon_p^p \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} f_\pi^{real} \\ f_K^{real} \\ f_p^{real} \end{pmatrix} \\ \vec{f}^{ID} &= \underline{\varepsilon}\, \vec{f}^{real} \end{aligned} \tag{6.51}$$

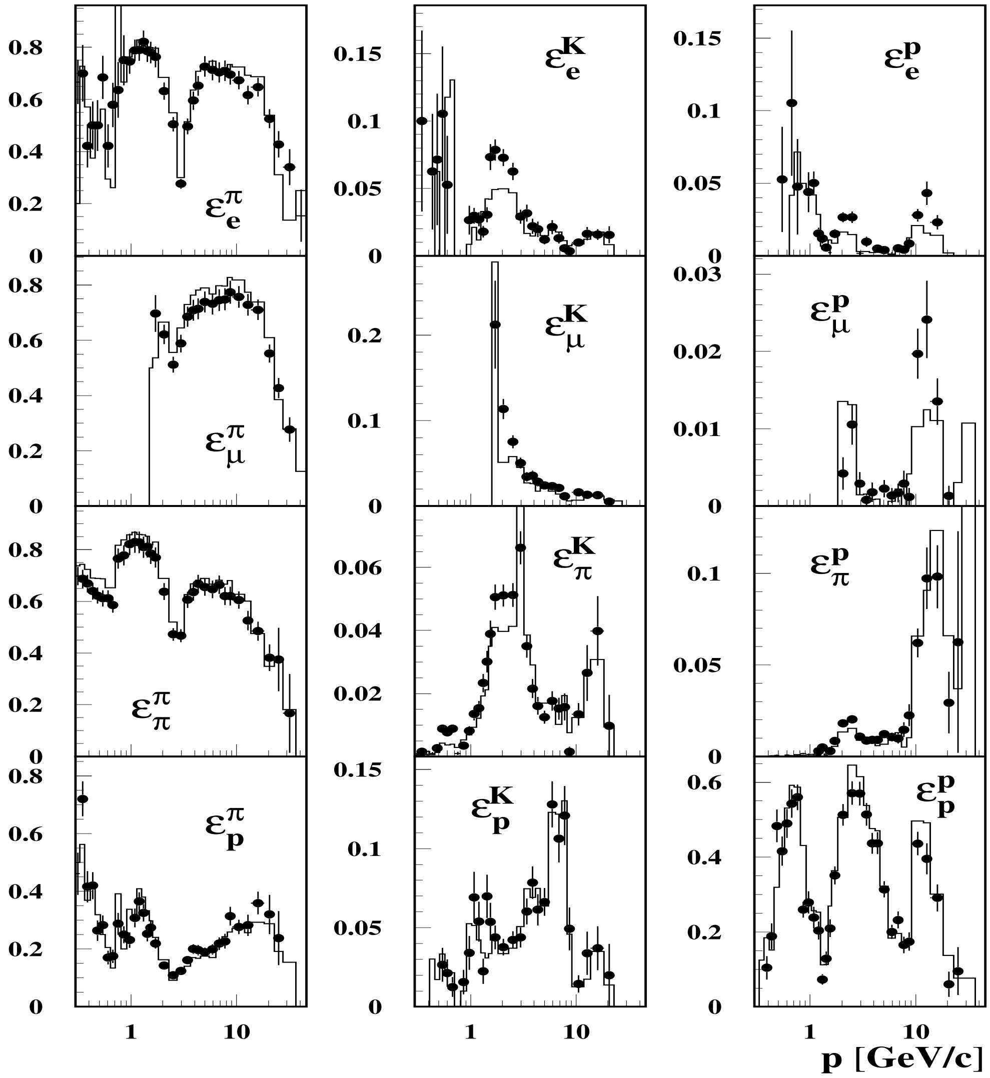


Abbildung 6.34: *Impulsabhängige Identifikations-Effizienzen selektierter Elektronen (1.Reihe), Myonen (2.Reihe), Pionen(3.Reihe) und Protonen (4.Reihe) identifiziert als Pion (Spalte 1), Kaon (Spalte 2) oder Proton (Spalte 3). Die Punkte zeigen die Resultate auf Daten, und die Histogramme stellen die Monte-Carlo Resultate dar.*

Die wirklichen Anteile ergeben sich somit durch Entfaltung von Gleichung 6.51:

$$\vec{f}^{real} = \underline{\varepsilon}^{-1} \vec{f}^{ID} \tag{6.52}$$

Technisch wurde die Invertierung durch eine χ^2-Minimierung durchgeführt. Grund für die Verwendung dieser Prozedur ist die Berücksichtigung des statistischen- und systematischen Fehlers der Effizienzen und der identifizierten Anteile. Die χ^2-Funktion lautet:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{n^i_{tag}} \frac{(f_i^{ID} - f_i^{gem})}{\sigma^2_{f^{ID}} + \sigma^2_{f^{gem}}} \text{ mit} \tag{6.53}$$

$$\tag{6.54}$$

$$\begin{aligned} i &= \text{Teilchensorte} = \pi, K, p \\ f_i^{gem} &= \varepsilon^i_\pi \cdot f_\pi^{real} + \varepsilon^i_K \cdot f_K^{real} + \varepsilon^i_p \cdot f_p^{real} . \end{aligned}$$

f_i^{gem} bezeichnet damit die Erwartung für den jeweiligen identifizierten Anteil unter Annahme der gegebenen Effizienzen.

Die Methode wird für jedes Intervall der vier betrachteten Variablen durchgeführt. Anzumerken ist hier, daß bei der Bestimmung der relativen Anteile in Bezug auf die Rapidität die Massenhypothese berücksichtigt werden muß, weil diese in die Teilchenenergie eingeht.

Durch Multiplikation der so ermittelten relativen Anteile mit der Anzahl aller geladenen Spuren in dem Zentralbereich und Korrektur von Detektor-Effekten, wie geometrischer Akzeptanz, Spurrekonstruktionseffizienz und Wechselwirkung mit dem Material des Detektors, berücksichtigt in der folgenderweise definierten Effizienz,

$$\varepsilon_{akz} = \frac{\frac{1}{N_{Had}^{MCacc}} \cdot \frac{dn_i^{acc}}{dX}}{\frac{1}{N_{Had}^{MCgen}} \cdot \frac{dn_i^{gen}}{dX}} \tag{6.55}$$

mit

$$\begin{aligned} N_{Had}^{MCacc} &= \text{Anzahl Ereignisse im vollsimulierten Monte-Carlo,} \\ N_{Had}^{MCgen} &= \text{Anzahl Ereignisse im generierten Monte-Carlo,} \\ n_i^{acc} &= \text{Anzahl geladener Spuren Sorte } i \text{ im } X\text{-Intervall auf vollsimuliertem Monte-Carlo,} \\ n_i^{gen} &= \text{Anzahl geladener Spuren Sorte } i \text{ im } X\text{-Intervall auf generiertem Monte-Carlo,} \end{aligned}$$

ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dX} &= \frac{1}{\varepsilon_{Akz}} \cdot \frac{1}{N_{Had}} \cdot f_i^{real} \cdot \frac{dn_{gel}^{all}}{dX} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_{Akz}} \cdot \frac{1}{N_{Had}} \cdot \frac{dn_i^{real}}{dX} \end{aligned} \tag{6.56}$$

Die Resultate dieser Analyse werden in Kapitel 7 ausführlich behandelt.

Korrekturen

Neben den Korrekturen der Effizienzen aufgrund mangelnder Daten - Monte-Carlo Übereinstimmung und der Akzeptanzkorrektur bzgl. Detektoreffekte muß auf Einflüsse, verursacht durch Spuren aus sekundären Prozessen wie Protonen aus Kernwechselwirkungen oder Elektronen aus Photokonversionen, korrigiert werden. Effekte durch fehlrekonstruierte Spuren (Geisterspuren) und Beiträge von Elektronen und Myonen müssen ebenfalls berücksichtigt werden.
Die anschließend beschriebenen Untersuchungen und Korrekturen wurden mit Hilfe von simulierten Daten durchgeführt:

- **Sekundäre Spuren und Geisterteilchen**
  Der Untergrund der vorwiegend niederenergetischen Protonen aus hadronischen sekundären Wechselwirkungen konnte durch die Verwendung nur negativ geladener Spuren unterhalb von $2 GeV/c$ reduziert werden. Auf die verbleibenden Sekundär- und Geister-Teilchen wurden die identifizierten Teilchenanteile pro Intervall der Observablen X folgendermaßen korrigiert:
  Sowohl der Zähler als auch der Nenner in den identifizierten Anteilen

$$f^{ID}_{i,ibin} = \frac{n^i_{tag_{ibin}}}{n_{tot_{ibin}}} \tag{6.57}$$

  setzen sich aus primären-, sekundären- und Geister-Spuren zusammen:

$$\begin{aligned} n^i_{tag_{ibin}} &= n^{prim^i}_{tag_{ibin}} + n^{sek^i}_{tag_{ibin}} + n^{Geist^i}_{tag_{ibin}} \\ n_{tot_{ibin}} &= n^{prim}_{tot_{ibin}} + n^{sek}_{tot_{ibin}} + n^{Geist}_{tot_{ibin}} \end{aligned}$$

  Mit den Anteilen der zu unterdrückenden Teilchen in n^i_{tag} und n_{tot},

$$C^{sek^i}_{tag_{ibin}} = \frac{\text{Summe sekundärer Spuren als Teilchen i identifiziert}}{\text{Summe aller Spuren identifiziert als Teilchen i}} = \frac{n^{sek^i}_{tag_{ibin}}}{n^i_{tag_{ibin}}}$$

$$C^{Geist^i}_{tag_{ibin}} = \frac{\text{Geisterteilchen als Teilchen i identifiziert}}{\text{Alle Spuren identifiziert als Teilchen i}} = \frac{n^{Geist^i}_{tag_{ibin}}}{n^i_{tag_{ibin}}}$$

$$C^{sek}_{tot_{ibin}} = \frac{\text{Summe aller sekundären Teilchen}}{\text{Summe aller Spuren}} = \frac{n^{sek}_{tot_{ibin}}}{n_{tot_{ibin}}}$$

$$C^{Geist}_{tot_{ibin}} = \frac{\text{Summe aller Geister-Teilchen}}{\text{Summe aller Spuren}} = \frac{n^{Geist}_{tot_{ibin}}}{n_{tot_{ibin}}}$$

lassen sich die identifizierten relativen Anteile korrigieren zu:

$$\hat{f}^{ID}_{i,ibin} = \frac{n^{i}_{tag_{ibin}}}{n_{tot_{ibin}}} \cdot \frac{(1 - C^{sek^i}_{tag_{ibin}} - C^{Geist^i}_{tag_{ibin}})}{(1 - C^{sek}_{tot_{ibin}} - C^{Geist}_{tot_{ibin}})}$$

- **Elektron und Myon Beiträge**
  Durch die nahezu identischen Erwartungswerte des mittleren Cherenkov-Winkels für Elektronen, Myonen und Pionen (siehe Figur 6.28 in Kapitel 6.2.1) kommt es zur Verunreinigung der identifizierten Pionen durch diese Leptonen. In Impulsregionen, wo sich der erwartete mittlere Cherenkov-Winkel dem gesättigten Winkel nähert, enthalten auch Kaonen sowie Protonen solche Beiträge. Bei der Energieverlustmessung ist die Myon- und Pion-Erwartung aufgrund des geringen Massenunterschiedes fast gleich, so daß auch hier auf die Myonen in dem als Pionen klassifizierten Teilchensatz korrigiert werden muß. Kaonen und Protonen beinhalten fehlidentifizierte Elektronen, da die nahezu konstante dE/dX Elektron-Erwartung die Erwartungswert-Kurven der beiden Hadronen kreuzt.
  Die Beiträge der Leptonen zu den identifizierten Teilchensätzen,

$$n^{prim^i}_{tag_{ibin}} = n^{prim^i}_{tag_{ibin}}(\pi, K, p) + n^{prim^i}_{tag_{ibin}}(e) + n^{prim^i}_{tag_{ibin}}(\mu) \tag{6.58}$$

  werden analog zur vorher besprochenen Korrektur mit den relativen Anteilen der Leptonen korrigiert:

$$\tilde{f}^{ID}_{i,ibin} = \hat{f}^{ID}_{i,ibin} \cdot (1 - C^{e^i}_{tag_{ibin}} - C^{\mu^i}_{tag_{ibin}})$$

Systematische Fehler

Zur Ermittlung der systematischen Fehler wurde jede angewendete, fehlerbehaftete Korrektur, jeder Selektions-Schnitt und Eingangsgrößen, die einen Einfluß auf die Resultate haben, um eine angemessene Größenordnung einzeln variiert und die Analyse wiederholt.

- **Sekundäre Spuren (SS)**
  Der Effekt der sekundären Wechselwirkungen wurde mit einer systematischen Unsicherheit von 10% angenommen und bewirkt eine relative Änderung der relativen Pion-, Kaon- und Proton-Anteile, welche im Promillbereich liegt.

- **Geisterspuren (GS)**
  Um diesen Eifluß studieren zu können, wurde die durchgeführte Korrektur um 50% variiert. Der relative systematische Fehler erreicht für den Pion- und Kaonbruchteil bei hohen Impulsen 1%, und für den Proton-Anteil liegt der Fehler bei einem halben Prozent.

- **Elektron, Myon Beiträge (EMB)**
  Unter der Annahme, daß die Elektron- und die Myonrate im JETSET Monte-Carlo mit

etwa 10% iger Genauigkeit beschrieben werden, wurden die Beiträge zur Bestimmung des Fehlers um diese Größenordnung geändert. Durch den Anstieg der Leptonraten oberhalb 10 GeV/c erreicht, die Unsicherheit in den relativen Anteilen der drei Hadronen 1-2%. Unterhalb 10 GeV/c liegt der Fehler im Mittel bei 0,5%.

- **Identifikations-Effizienzen (IE)**
  Die Effizienzkorrekturen wurden um $\pm 30\%$ variiert. Dieser Wert entspricht etwa der Streuung einer Gleichverteilung. Es ergibt sich im Mittel ein relativer systematischer Fehler von $\pm 3,0\%$ für das Pion-Spektrum, $\pm 6,0\%$ für das Kaon-Spektrum und $\pm 8,0\%$ für die Protonen.

- **Detektoreffekte (DE)**
  Für die Korrektur der Detektorakzeptanz bzw. Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Kapitel 6.2.2, Gleichung 6.55) wurde eine Unsicherheit von $\pm 3\%$ angenommen. Die relative Variation im Impulsspektrum und dem Spektrum der transversalen Impulse beträgt im Mittel $\pm 1\%$. Aufgrund einer sehr großen Akzeptanzkorrektur bei kleinen Rapiditätswerten ergibt sich eine relative systematische Unsicherheit von $\pm 3\%$.

- **Identifikations-Schnitte dE/dX (ISDEDX)**
  Die Systematik des Pull-Schnitts wurde durch Variation um eine Standardabweichung bestimmt und erreicht maximal $\pm 0,2\%$ relativ zur Messung. Der Einfluß des Impulsfehlers auf den dE/dX-Erwartungswert sowie die systematischen Unsicherheiten der dE/dX-Messung nach der Kalibration (siehe Kapitel 5) haben auf die Identifikation einen vernachlässigbaren Einfluß.

- **Sphärizitäts-Winkel-Schnitt (SWS)**
  Zum Studium dieses Schnitts wurde der verlangte minimale Sphärizitäts-Winkel um $\pm 10^o$ variiert. Der relative Einfluß auf die Analyse ist im Mittel kleiner als 1,0%.

In Tabelle 6.11 sind die mittleren, relativen systematischen Fehler der untersuchten Fehlerquellen für die Pion-, Kaon- und Protonrate aufgelistet.
Der gesamte systematische Fehler ergibt sich durch Summation der Fehlerquadrate der oben aufgeführten Einflüsse.

	Mittlere, relativer systematischer Fehler in %						
	SS	GS	EMB	IE	DE	ISDEDX	SWS
π	0,2	1,0	1,0	3,0	1,0	0,2	$<$ 1,0
K	0,2	1,0	1,0	6,0	1,0	0,2	$<$ 1,0
p	0,2	0,5	1,0	8,0	1,0	0,2	$<$ 1,0

Tabelle 6.11: *Relative, mittlere systematische Fehlerbeiträge ermittelt für* x_p

7 Resultate

Die mit der in Kapitel 6 beschriebenen Methode gemessenen, normierten Teilchenraten und die daraus resultierenden Produktions-Wirkungsquerschnitte für Pionen, Kaonen und Protonen werden in Abhängigkeit des Impulses p, den Transversalimpulsen p_t^{in} und p_t^{out} und der Rapidität $|y|$ in diesem Abschnitt präsentiert. Weiterhin wurde mittels der Spektren die mittlere geladene Multiplizität pro Ereignis, eine für viele Analysen wichtige Observable, bestimmt.
Die Untersuchung der Spektren anhand verschiedener Observablen gibt ein tieferes Verständnis des Fragmentationsprozesses und ermöglicht einen umfangreichen Test der Güte der Modellvorhersagen. Hierzu wurden die Ergebnisse mit Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren JETSET 7.3 und 7.4, ARIADNE und HERWIG 5.8 C sowie Resultaten anderer Experimente verglichen. Bei dem JETSET 7.3 Generator handelt es sich um den von der DELPHI-Kollaboration verwendeten Ereignisgenerator, der sich durch die Benutzung eigener Zerfallstabellen für schwere Hadronen von dem Standard-Generator unterscheidet. Zusätzlich können die relativen Produktions-Wahrscheinlichkeiten der Meson-Multipletts gesetzt werden. Der verwendete JETSET 7.4 Generator ist wie der HERWIG Generator eine optimierte Version [45]. JETSET 7.4 benutzt dabei die Standard-Zerfallstabellen mit der Möglichkeit der separaten Einstellung der Wahrscheinlichkeiten für verschiedene Spinzustände von Mesonen. Bei ARIADNE handelt es sich um die Version 4.08 mit der Fragmentation durch obigen JETSET 7.3 Generator und einer Optimierung [46]. Vorhersagen des NLLA+LPHD-Modells wurden getestet.

7.1 Der Impuls

Der obere Teil von Figur 7.35 beinhaltet die relativen $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$- und $p/\bar{p}$-Häufigkeiten mit den Vorhersagen der Generatoren, abhängig vom Impuls. Man erkennt, daß die Klassifizierungsprozedur eine lückenlose Identifikation der Hadronen über einen Impulsbereich von $0,3\,GeV/c$ bis etwa $40,0\,GeV/c$ mit einer hohen Genauigkeit erlaubt. Die etwas kräftiger eingezeichneten Fehlerbalken zeigen hier, wie auch in allen folgenden Abbildungen, den statistischen Fehler, während die dünnen Fehlerbalken die quadratische Summe mit dem systematischen Fehler markieren.
Der mit wachsendem Impuls stetig abfallende Pion-Anteil wird sowohl von ARIADNE als auch von den beiden JETSET Generatoren über den gesamten Impulsbereich sehr gut beschrieben. HERWIG überschätzt die Pionkurve unterhalb $10\,GeV/c$ um etwa 5%, während bei großen Impulsen die HERWIG Vorhersage bis zu 10% unter den Datenpunkten liegt. Die relative Produktionsrate für Kaonen wird von allen Generatormodellen innerhalb 7% beschrieben. Oberhalb $10\,GeV/c$ sind die JETSET 7.4 und ARIADNE Vorhersage nahezu identisch und beschreiben die Kaon-Messung besser als die beiden anderen Generatoren. Viele Kaonen in dieser Region sind primär, d. h. sie kommen direkt aus der Fragmentation. HERWIG ist nicht in der Lage, das Proton-Spektrum zu beschreiben: Bis ungefähr $12\,GeV/c$ wird das gemessene Spektrum massiv unterschätzt. Über $12\,GeV/c$ überschätzt HERWIG den normierten Proton-Anteil bis zu 30%. Dies ist ein generelles Problem dieses Generators bei der Beschreibung von Baryon-Spektren.

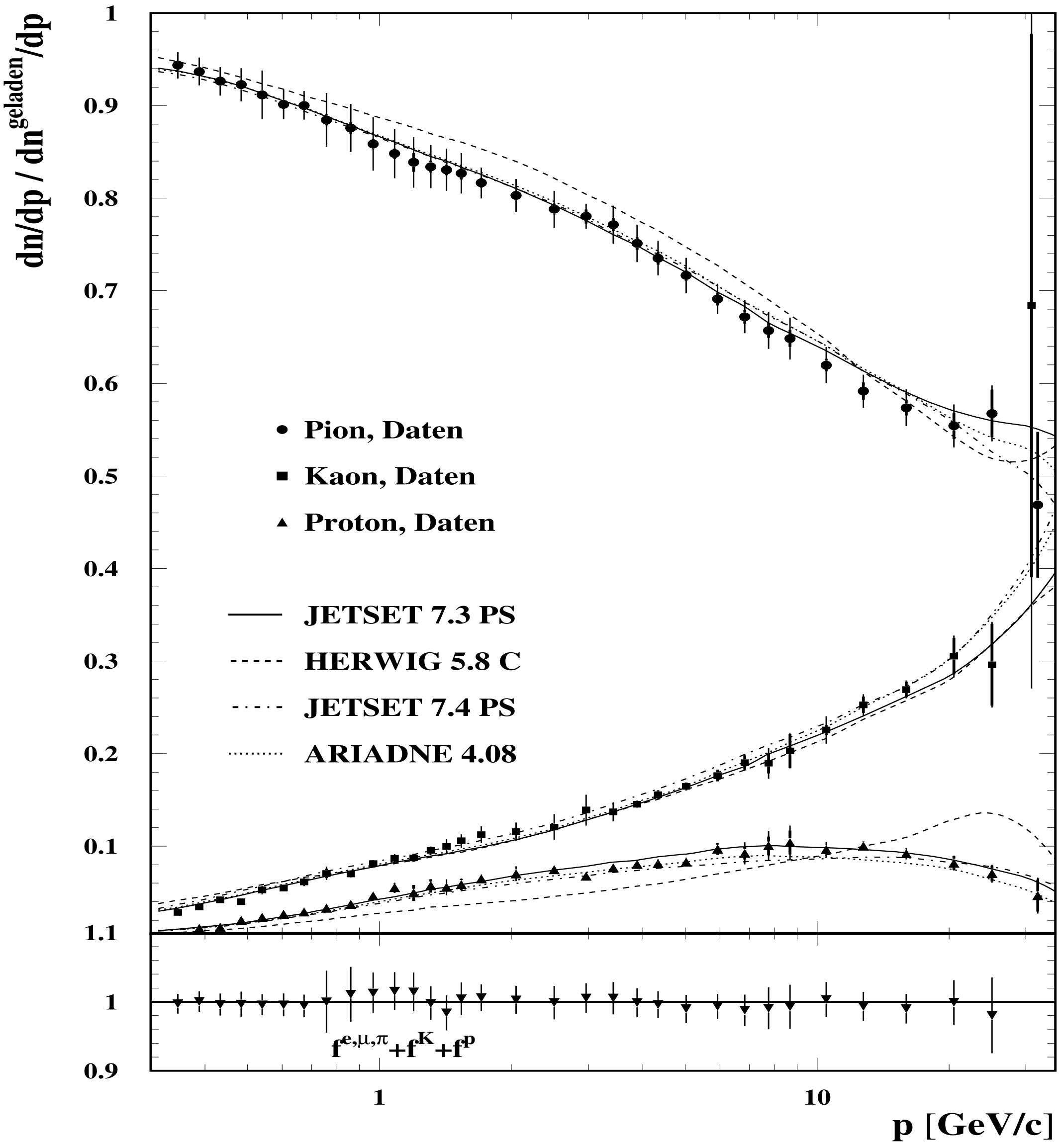


Abbildung 7.35: *Relative Pion-, Kaon-, Proton-Häufigkeit*

Es ist nicht möglich, gleichzeitig eine gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und den Daten für das Proton- und das Λ_0-Spektrum zu erzielen [47]. Die vorhergesagten Spektren von JETSET 7.4 und ARIADNE sind auch für die Protonen sehr ähnlich.
Der JETSET 7.3 Generator beschreibt die relativen Anteile der geladenen Hadronen generell am besten, was auf eine gute Abstimmung der relativen Produktionswahrscheinlichkeiten dieser Teilchen schließen läßt.
Das untere Bild dieser Abbildung beinhaltet die Summe der Pion-, Kaon-, Proton- Raten und den aus dem Monte-Carlo entnommenen relativen Anteilen von Elektronen und Myonen, welche

zuvor zur Korrektur der relativen Pionrate bzgl. dieser Leptonen benutzt wurden. Die nicht in die Analyse eingehende Randbedingung, daß die Summe Eins ergeben muß, ist innerhalb des Fehlers mit einer vom Optimum maximal 3% igen Abweichung erfüllt. Dies läßt den Schluß zu, daß Mehrfachidentifikationen durch die unabhängigen Identifikations-Prozeduren vernachlässigbar sind.

Der skalierte Impuls

Die im allgemeinen verwendete Variable zur Präsentation des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist der skalierte Impuls x_p. Diese Skalenvariable beschreibt die Impuls-Verteilung der geladenen Teilchen, normiert auf die Schwerpunktsenergie,

$$x_p = \frac{2 \cdot p}{\sqrt{s}} \tag{7.59}$$

wodurch der Vergleich mit Messungen anderer Experimente auch bei unterschiedlichen Energien möglich wird.

In Figur 7.36 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p für identifizierte Pionen, Kaonen und Protonen mit den vorhergesagten Spektren der betrachteten Generatoren dargestellt. Eine Auflistung der differentiellen Raten mit den zugehörigen Fehlern für die drei untersuchten Hadronen findet sich in den Tabellen B.15, B.16 und B.17 im Anhang B. Die Güte der Beschreibung dieser absoluten Raten durch die Monte-Carlo Generatoren ist ähnlich den Resultaten bzgl. der relativen Raten. Durch die logarithmische Einteilung der y-Skala ist anhand dieser Verteilung ein Vergleich der gemessenen Kaon- und Proton-Raten mit den Modellen bei kleinen und mittleren Impulsen sehr gut möglich. HERWIG überschätzt das ansonsten gut vorhergesagte Kaon-Spektrum unterhalb von $x_p \approx 0,012$ und zeigt (wie auch in Abbildung 7.35) eine signifikante Abweichung von der gemessenen sowie den anderen generierten Proton-Verteilungen zu kleineren Raten. Dieser Punkt spiegelt die in HERWIG als zu klein angenommene Proton-Multiplizität pro Ereignis wieder. Sie liegt etwa 20% unter den Werten der anderen Generatoren und dem LEP-Mittelwert [48].

Als weiteres Kriterium zum Test der Güte der Modellvorhersagen wurde neben den impulsabhängigen Spektren das Verhältnis der Strange zur Nicht-Strange-Meson-Produktion und das Verhältnis der Baryon- zur Meson-Produktion untersucht. Diese wichtigen Größen können in den JETSET Programmen eingestellt werden. Daneben ist man bei vielen Analysen, wie beispielsweise der Ladungsasymmetrie-Messung, auf die korrekte Beschreibung dieser Verhältnisse durch die Simulation angewiesen. Untersucht wurden diese Größen, indem das Verhältnis von Kaon zu Pion und von Proton zu Pion in Abhängigkeit von x_p gebildet wurde. Das Resultat zeigt Bild 7.37. Das K/π-Verhältnis wird generell von allen Generatoren gut wiedergegeben, was auf eine korrekte Beschreibung der Produktion seltsamer Teilchen hindeutet.

Das p/π-Verhältnis läßt sich unterhalb $x_p = 0,04$ mit Ausnahme von HERWIG von allen Generatoren innerhalb des Fehlers beschreiben. Oberhalb $x_p = 0,04$ wird das Baryon-Meson-Verhältnis am besten durch JETSET 7.3 wiedergegeben, doch auch JETSET 7.4 und ARIADNE beschrei-

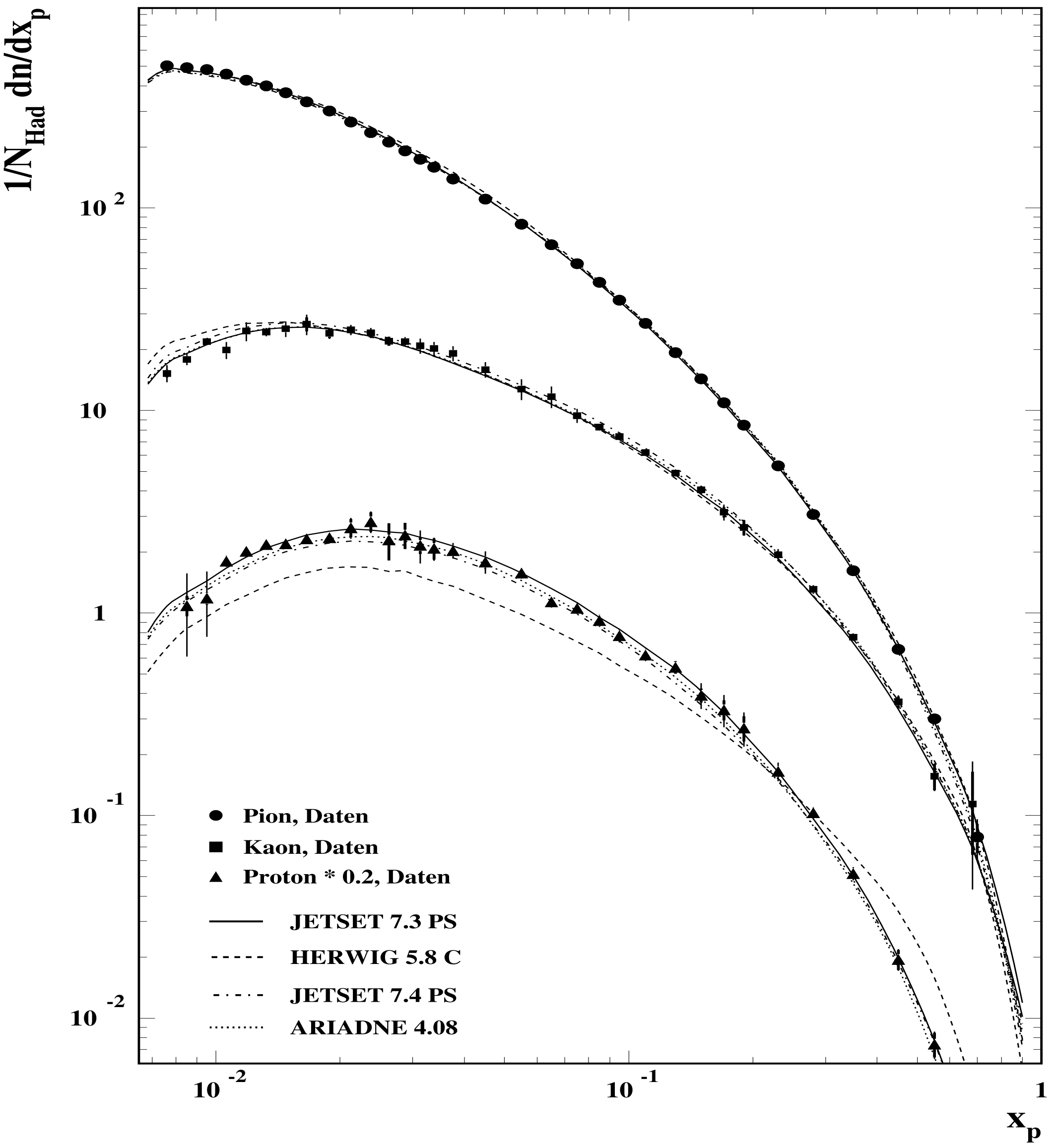


Abbildung 7.36: *x_p-Spektrum für Pionen, Kaonen und Protonen*

ben den Verlauf innerhalb der Fehler. Der Abfall der Kurve oberhalb $x_p \approx 0,3$ liegt in der Baryonzahlerhaltung begründet (siehe Bild 7.35). Die Beschreibung dieses Verhaltens in der Fragmentation durch die Programme in den JETSET und den ARIADNE Generatoren wurde durch eine Unterdrückung der Baryon-Produktion am Stringende durch Einführung eines entsprechenden Parameters erreicht. Das zu harte Proton-Spektrum und die zu kleine totale Proton-Produktionsrate von HERWIG bewirkt die großen Diskrepanzen zwischen Vorhersage und Messung.

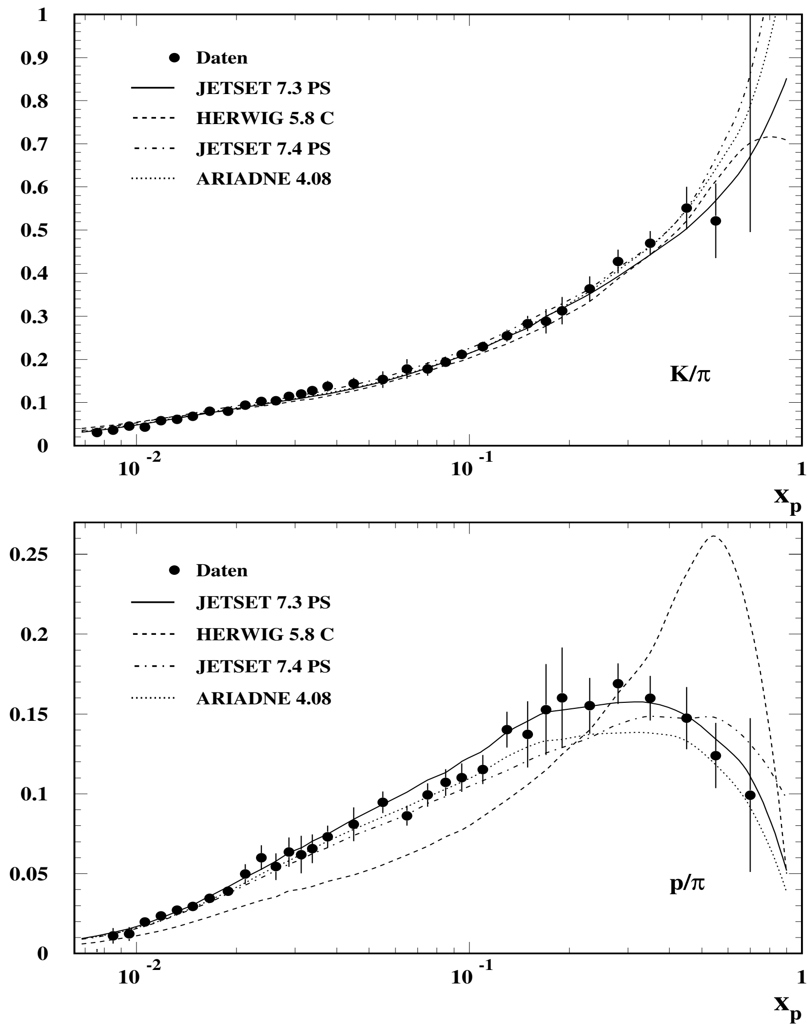


Abbildung 7.37: *Verhältnis Kaon/Pion und Proton/Pion gegen x_p im Vergleich mit den Generatoren.*

Eine andere Darstellungsweise des skalierten Impulses ist durch die Variable ξ_p gegeben:

$$\xi_p = ln(\frac{1}{x_p}) \tag{7.60}$$

Vorteil dieser Observablen gegenüber x_p ist die Aufspreizung der Region kleiner und mittlerer Impulse sowie die viel kleineren Variationen der Raten, die sich hier über eine Dekade erstrecken. Die ermittelten ξ_p-Spektren für die drei untersuchten Hadronenspezies sind im oberen Teil von Figur 7.38 abgebildet. Der untere Teil zeigt die auf das Daten-Spektrum normierten relativen Abweichungen der Generatoren zu den Meßdaten. Anhand dieser Verteilung erkennt man, daß HERWIG bei mittleren ξ_p das Pion-Spektrum um etwa 8% überschätzt. Ansonsten wird die Messung innerhalb einer Unsicherheit von etwa 5% von allen Generatoren beschrieben. Auch das Kaon-Spektrum wird generell von allen Generatoren innerhalb 5% gut wiedergegeben. Größte

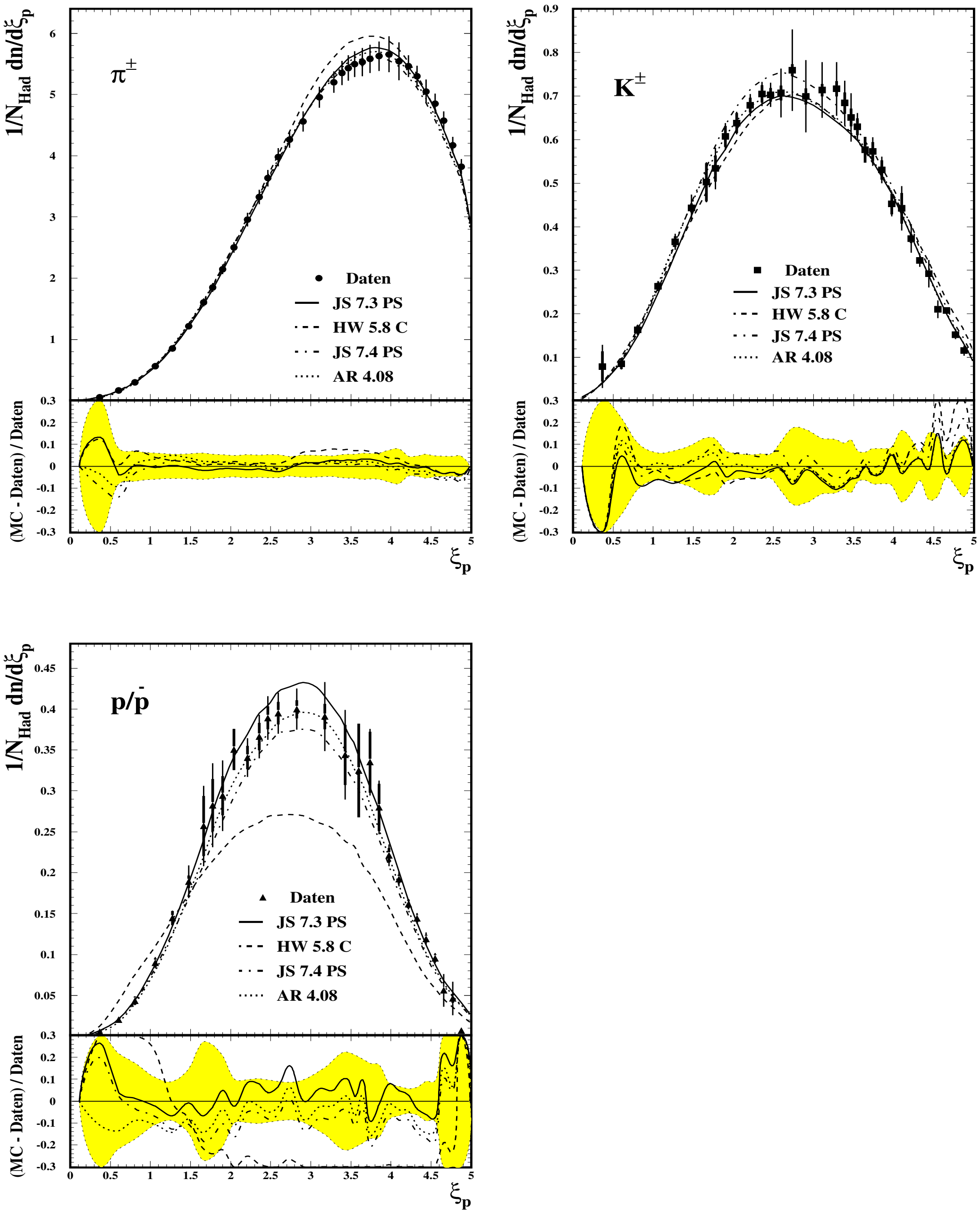


Abbildung 7.38: ξ_p-*Verteilung für Pionen, Kaonen und Protonen*

Abweichungen zwischen den Generatoren finden sich im Bereich von $\xi_p \approx 1,5$ bis $\xi_p \approx 3,2$. Diese Diskrepanzen können auf unterschiedlichen Beschreibungen von B-Zerfällen in Kaonen beruhen. Die beste Beschreibung der Kaon-Daten liefert der optimierte ARIADNE Generator.

Abgesehen vom HERWIG Modell wird die Proton-Verteilung von allen Generatoren innerhalb der Fehler beschrieben. Über den gesamten Bereich gesehen beschreibt das ARIADNE Modell das Proton-Spektrum eindeutig am besten. Gründe dafür sind die Berücksichtigung von Baryon-Antibaryon-Korrelationen neben den Baryon-Spektren selbst und die Verwendung von mehr Parametern bei der Optimierung des ARIADNE Generators, verglichen mit der JETSET Anpassung.

In Abbildung 7.39 werden die Resultate dieser Arbeit mit den Ergebnissen von ALEPH [25], OPAL [26] und SLD [49] anhand der ξ_p Variablen verglichen. Die beiden LEP-Experimente messen die Produktionsraten der geladenen Hadronen über eine Energieverlustmessung in der Zeitprojektionskammer. Das SLD-Experiment hingegen nimmt die Identifikation mit Hilfe einer Cherenkov-Winkel-Messung in einem aus zwei Radiatoren (Gas und Flüssigkeit) aufgebauten ringabbildenden Cherenkovzähler vor. Bedingt durch die Tatsache, daß SLD die Messungen der beiden Radiatoren im Überlappbereich nicht kombiniert und ALEPH und OPAL lediglich die dE/dX-Messung zur Verfügung haben, können diese Experimente die Verteilungen nicht über die gesamte Impulsregion messen.
Für das Pion-Spektrum zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen. Bei großen ξ_p Werten liegt die Kaonrate dieser Messung etwas unterhalb der ALEPH- und OPAL-Raten, sind aber im Rahmen der Unsicherheiten miteinander verträglich. In der Region kleiner ξ_p Werte liegt die SLD-Messung unter den ansonsten gut verträglichen anderen Resultaten. Ebenso in dem Mittelbereich $2,5 < \xi_p < 3,6$, wo nur SLD und diese Analyse Daten liefern, erkennt man große Abweichungen, wobei SLD jedoch einen sehr großen Meßfehler angibt, so daß diese Diskrepanz kein Problem darstellt. In der Region $1,2 < \xi_p < 2,5$ liegen die Datenpunkte dieser Messung systematisch unter den Resultaten von ALEPH und OPAL, sind aber innerhalb der Fehler mit beiden Experimenten verträglich.
Die ersten veröffentlichten Messungen des Proton ξ_p-Spektrums bei $\sqrt{s} = 91\,GeV$ von ALEPH und OPAL 1994 zeigen eine unerklärte große Diskrepanz bei kleinen ξ_p, d. h. bei großen Impulsen (Bild 7.39, unten links). Die in dieser Analyse gemessene Proton-Verteilung liegt zwischen den Resultaten der ALEPH- und OPAL-Kollaborationen, wobei die Resultate dieser Arbeit und das ALEPH-Spektrum miteinander verträglich sind, was für die OPAL-Messung nicht der Fall ist. Das SLD-Resultat stimmt hingegen in der Region kleiner ξ_p mit dieser Messung sehr gut überein. Für große ξ_p-Werte finden sich keine Abweichungen zwischen den LEP-Experimenten. Die SLD-Kollaboration hat hier keine Messung vorgenommen.

Vielleicht läßt sich der beobachtete Unterschied zwischen OPAL und ALEPH durch eine unterschiedliche Behandlung des Lebensdauerschnitts erklären. Dieser wichtige Schnitt ermöglicht erst den Vergleich mit anderen Experimenten und bewirkt, daß insbesondere alle Pionen aus Zerfällen des K^0_S-Mesons und alle Protonen aus Λ^0-Zerfällen in den identifizierten Spektren berücksichtigt werden. Dies geschieht bei der Effizienzkorrektur (siehe Gl. 6.55 in Abschnitt 6.2.2) in dem generierten Monte-Carlo. Abbildung 7.40 zeigt die relative Abweichung R zwischen den Pion-, Kaon- und Proton-ξ_p-Spektren mit und ohne Zerfallskorrekturen. Man erkennt, daß das

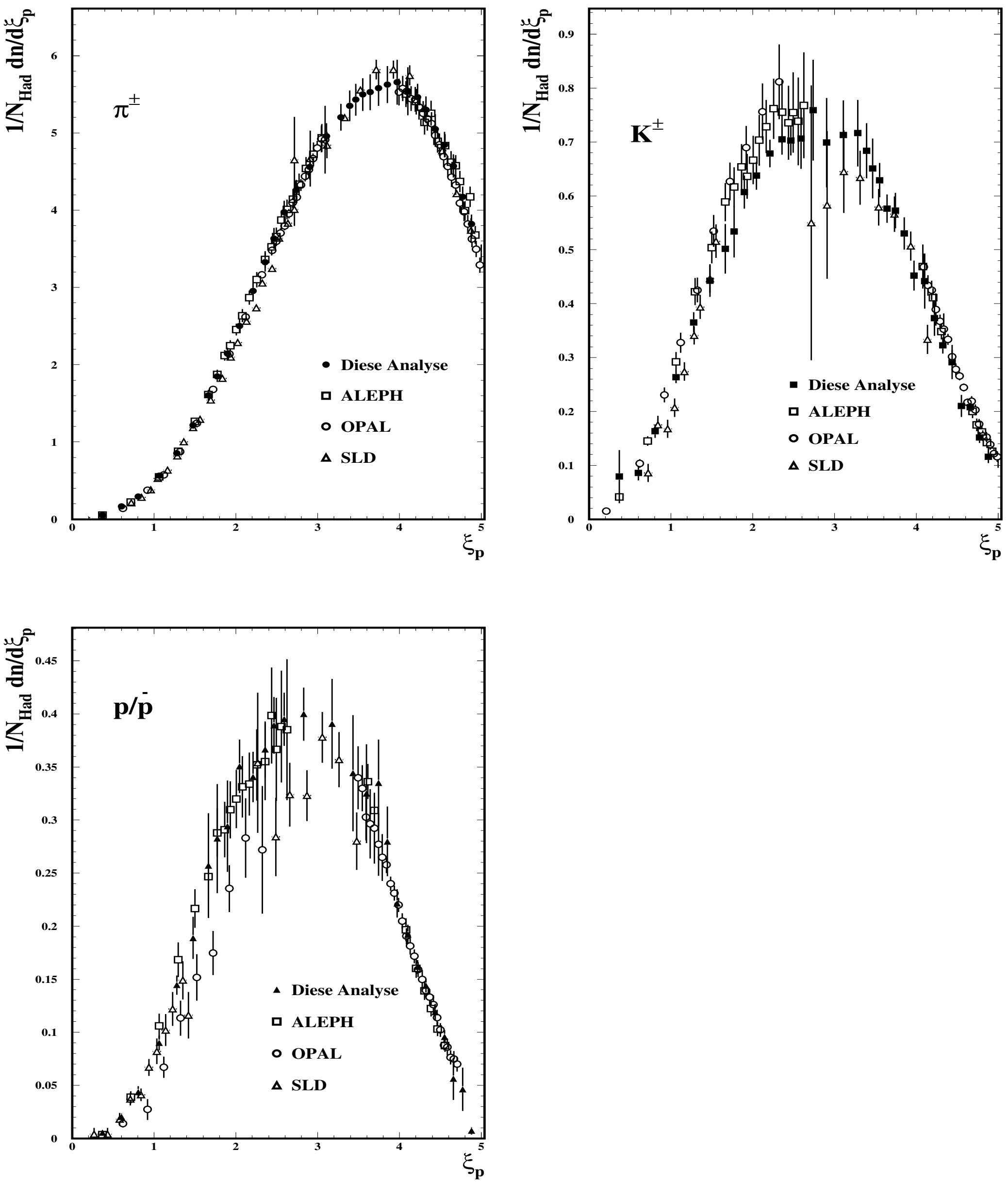


Abbildung 7.39: *ξ_p-Verteilung für Pionen, Kaonen und Protonen im Vergleich mit anderen Experimenten*

Kaon-Spektrum wie erwartet nicht beeinflußt wird, da dieses Meson als Zerfallsprodukt der durch den Lebensdauerschnitt als instabil gesetzten Hadronen nicht vorkommt. Im Gegensatz dazu zeigt sich eine etwa 3% ige Zunahme der Pionrate und eine bis zu 15% größere Protonrate bei kleinen ξ_p-Werten, d. h. bei großen Impulsen. In dieser Region liegen die Zerfallsprodukte von hochenergetischen, schnellen und damit langlebigen Mutterteilchen, welche erst außerhalb

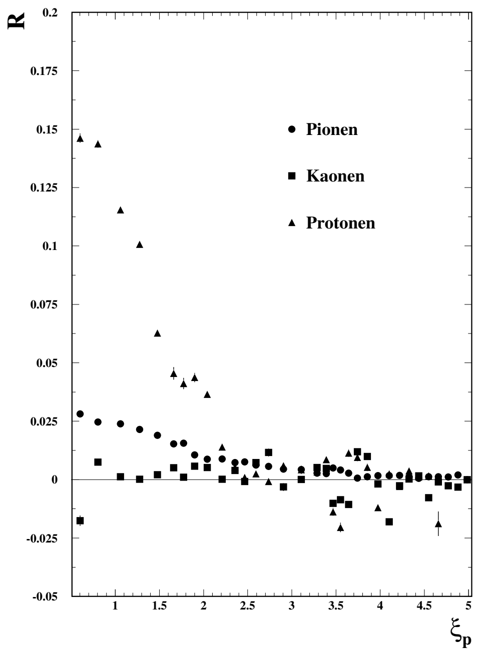


Abbildung 7.40: *Relative Abweichung der ξ_p-Verteilungen für Pionen, Kaonen und Protonen mit und ohne Berücksichtigung von Zerfallskorrekturen*

der sensitiven Detektoren zerfallen. Ohne Zerfallskorrekturen würde man die Zerfallsprodukte dieser Teilchen fälschlicherweise nicht berücksichtigen.

Die zur Ermittlung der Maximumspositionen der ξ_p-Verteilung nötige Approximation der Daten-Verteilungen wurde mit Hilfe einer Gauß-Funktion mit höheren Momenten vorgenommen [27]. Die Definition dieser "gestörten"Gauß-Funktion ist,

$$G(\bar{\xi} + \sigma, \delta, s, \kappa) = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot exp(\frac{1}{8}\kappa - \frac{1}{2}s\delta - \frac{1}{4}(2+\kappa)\delta^2 + \frac{1}{6}s\delta^3 + \frac{1}{24}\kappa\delta^4) \tag{7.61}$$

mit

$$\begin{aligned}
\delta &:= \frac{\xi - \bar{\xi}}{\sigma} \\
\bar{\xi} &:= \text{Maximum der Verteilung} \\
\sigma &:= \text{Breite der Verteilung} \\
s &:= \text{Schräge der Verteilung} \\
\kappa &:= \text{Kurtosis der Verteilung} \\
N &:= \text{Normalisierung}
\end{aligned}$$

In Abbildung 7.41 sind die ξ_p-Verteilungen mit den jeweiligen Anpassungen zu sehen. Für die

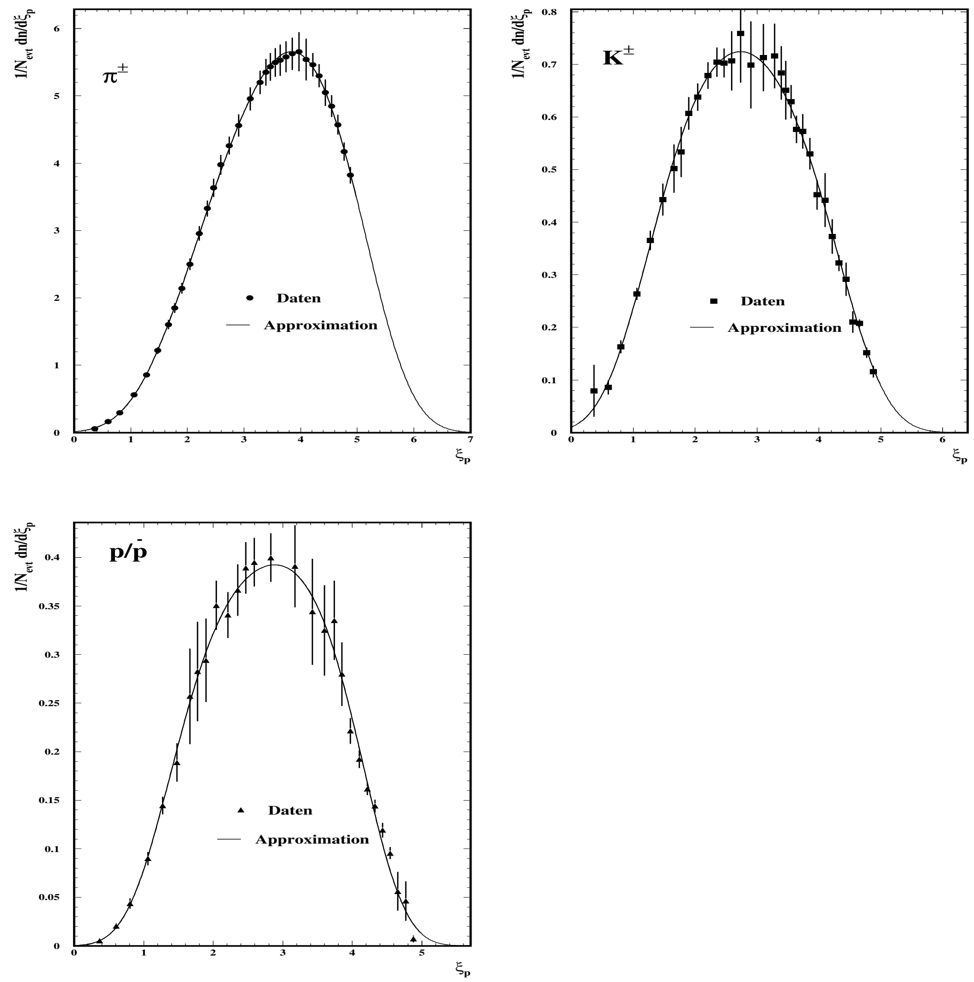


Abbildung 7.41: ξ_p-*Verteilung für Pionen, Kaonen und Protonen mit Anpassung*

Maxima in den Pion-, Kaon- und Proton-Spektren findet man:

$$\begin{aligned} \xi^*_{\pi^\pm} &= 3,84 \pm 0,065 \\ \xi^*_{K^\pm} &= 2,74 \pm 0,035 \\ \xi^*_{p/\bar{p}} &= 2,89 \pm 0,025 \end{aligned}$$

Der systematische Fehler enthält die quadratische Summe des Anpassungsfehlers und des Fehlers der Spektren. Der Anpassungsfehler wurde unter Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den Parametern und durch Variation des zu approximierenden ξ_p-Bereichs bestimmt.
In Tabelle 7.12 werden die obigen Resultate mit den ξ^*-Positionen anderer Experimente und den Maxima der Generatoren verglichen. Die Positionen der Monte-Carlos wurden ebenfalls durch obige Anpassung an die ξ_p-Verteilung ermittelt. Die in dieser Analyse bestimmte Maximalposition des Pion-Spektrums weist von allen angegebenen Resultaten den größten Wert

Quelle	ξ^*_π	ξ^*_K	ξ^*_p
Diese Analyse	$3,84 \pm 0,065$	$2,74 \pm 0,035$	$2,89 \pm 0,025$
OPAL [26]	$3,81 \pm 0,02$	$2,63 \pm 0,04$	$3,00 \pm 0,09$
ALEPH [25]	$3,776 \pm 0,024$	$2,70 \pm 0,091$	$2,85 \pm 0,15$
SLD [49]	$3,74 \pm 0,041$	-/-	-/-
JETSET 7.3 PS	$3,83 \pm 0.020$	$2,71 \pm 0,020$	$2,84 \pm 0,027$
JETSET 7.4 PS	$3,80 \pm 0.003$	$2,65 \pm 0,050$	$2,85 \pm 0,030$
ARIADNE 4.08	$3,81 \pm 0.023$	$2,68 \pm 0,046$	$2,85 \pm 0,020$
HERWIG 5.8 C	$3,76 \pm 0.010$	$2,77 \pm 0,050$	$2,77 \pm 0,016$

Tabelle 7.12: *Vergleich der ξ^* Positionen mit den Generatoren und Resultaten anderer Experimente*

auf, wobei die Resultate miteinander verträglich sind. Die ξ^*-Positionen der Kaon- sowie der Proton-Verteilung sind ebenfalls innerhalb der Fehler miteinander verträglich. HERWIG weist eine zu kleine Maximumsposition für die Protonen auf, die nicht weiter überrascht, da dieser Generator nicht in der Lage ist, das Proton-Spektrum richtig zu beschreiben. OPAL weist einen größeren Wert als dieses Resultat auf und das ALEPH-Ergebnis liegt unter dieser Messung. Alle Messungen sind allerdings im Rahmen der Fehler konsistent.
Damit konnte das bereits experimentell nachgewiesene unterschiedliche Verhalten der ξ^*-Positionen von der Teilchenmasse für Baryonen und Mesonen verifiziert werden, was im Widerspruch zur Vohersage des NLLA+LPHD-Modells steht.
Durch Integration der resultierenden Funktionen aus den Anpassungen von Gl. 7.61 an die ξ_p-Spektren der drei Hadronenspezies (Bild 7.41) wurde die mittlere Teilchenmultiplizität pro Ereignis für Pionen, Kaonen und Protonen zu

$$
\begin{aligned}
< n >_{\pi^\pm} &= 17,28 \pm 0,75 \\
< n >_{K^\pm} &= 2,15 \pm 0,13 \\
< n >_{p/\bar{p}} &= 1,044 \pm 0,072
\end{aligned}
$$

bestimmt.
Der systematische Fehler ergibt sich wiederum aus der Unsicherheit der Approximation und den Meßwerten selbst.
Betrachtet man den Verlauf der ξ_p-Verteilung bei sehr großen Werten (siehe Abb. 7.41), so strebt das Spektrum asymptotisch gegen Null und fällt nicht steil ab, wodurch man gezwungen ist, in diese Bereiche zu extrapolieren. Hingegen streben die Spektren in Abhängigkeit von $\xi_E = \ln \frac{\sqrt{s}}{2 \cdot E}$ rasch gegen Null, was durch den Einfluß der Masse verursacht wird (Abbildung 7.42). Eine Extrapolation der anzupassenden Funktion ist somit durch die Existenz zweier Nulldurchgänge hinfällig. Zur Bestimmung der mittleren Multiplizität aus der integrierten ξ_E-Verteilung wurde

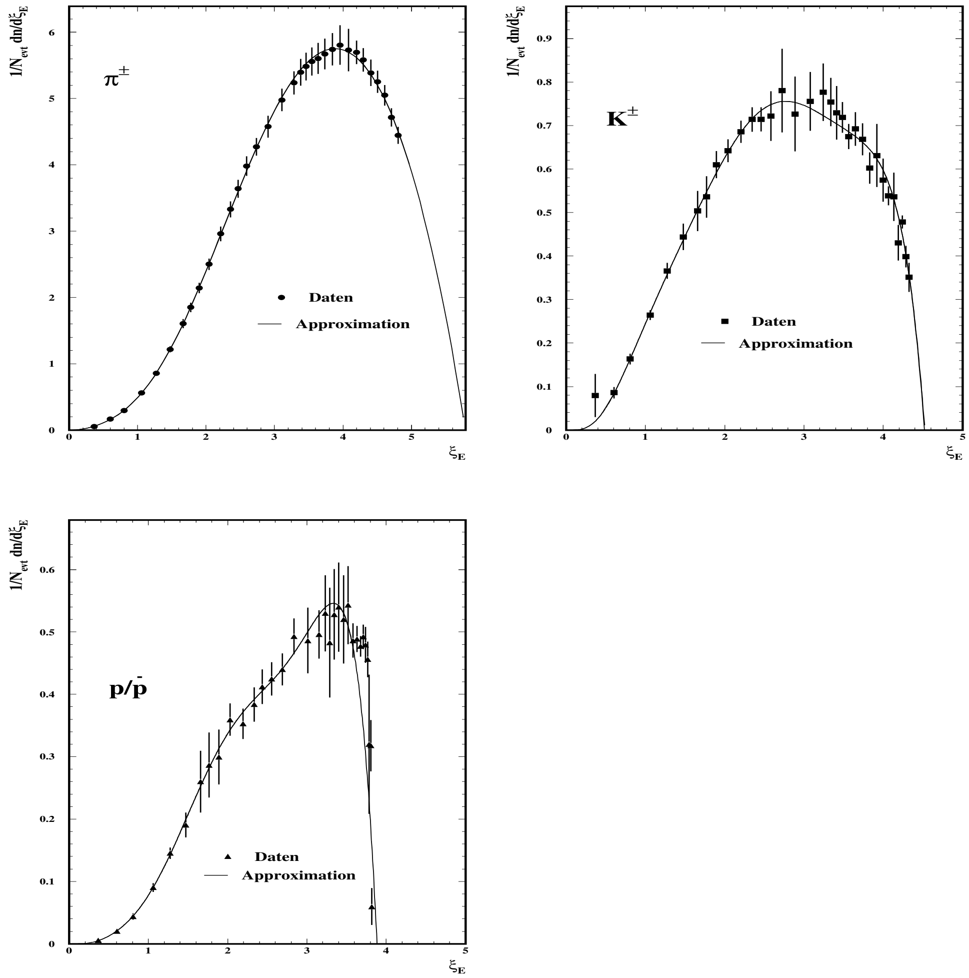


Abbildung 7.42: ξ_E-*Verteilung für Pionen, Kaonen und Protonen mit Anpassung*

das Spektrum durch folgende Funktion angepaßt,

$$f(\xi_E) = -a(1 - e^{-\xi_E})^b \cdot (\xi_E - \ln(\frac{\sqrt{s}}{2m_i})) \cdot \sum_{k=0}^{5} c_k \xi_E^k \tag{7.62}$$

wobei m_i die Masse des jeweiligen Hadrons (i= Pion, Kaon, Proton) bezeichnet. Dieser in [50] gemachte Ansatz beinhaltet ein Polynom 5. Ordnung, einen Term, der den Nulldurchgang bei $\ln(\frac{\sqrt{s}}{2m_i})$) berücksichtigt, sowie einen Term, motiviert durch die QCD für die ansteigende Flanke. In Abbildung 7.42 sind die Resultate der Anpassung dargestellt. Man erhält für die mittlere Teilchenmultiplizität:

$$\begin{aligned} < n >_{\pi^\pm} &= 17,38 \pm 0,53 \\ < n >_{K^\pm} &= 2,133 \pm 0,095 \\ < n >_{p/\bar{p}} &= 1,035 \pm 0,094 \end{aligned}$$

Die durch Integration der ξ_p- und der ξ_E-Verteilungen erzielten Multiplizitäten stimmen sehr gut überein.
Anhand der Resultate ist jedoch ersichtlich, daß die Anpassung an die ξ_E-Verteilung zur Ermittlung der Pion- und Kaon-Multiplizität wie erwartet ein genaueres Resultat liefert als die Anpassung an die ξ_p-Verteilung. Aufgrund des sehr steilen Abfalls bei großen ξ_E-Werten in der Proton-Verteilung kann dieses Spektrum durch den Ansatz (Gl. 7.62) nicht zufriedenstellend angepasst werden. Hier liefert die Integration des angepassten ξ_p-Spektrums das präzisere Ergebnis. Als Resultat dieser Analyse werden damit die folgenden mittleren Teilchenmultiplizitäten pro Ereignis angesehen:

$$\begin{aligned} < n >_{\pi^\pm} &= 17,38 \pm 0,53 \\ < n >_{K^\pm} &= 2,133 \pm 0,095 \\ < n >_{p/\bar{p}} &= 1,044 \pm 0,072 \end{aligned}$$

Vergleicht man die Resultate mit OPAL [26] und LEP [58] (siehe Tabelle 7.13), so zeigt sich, daß die totale Kaonrate pro Ereignis deutlich unter den Werten von OPAL und LEP liegt, wohingegen die gemessene Pion- und Proton-Multiplizität etwas höher liegt, im Rahmen der Fehler mit den anderen Resultaten aber verträglich ist. Bis auf die zu kleine Proton-Multiplizität

Quelle	$< n >_\pi$	$< n >_K$	$< n >_p$
Diese Analyse	$17,38 \pm 0,53$	$2,133 \pm 0,095$	$1,044 \pm 0,072$
OPAL	$17,05 \pm 0,43$	$2,42 \pm 0,13$	$0,92 \pm 0,11$
LEP	$17,06 \pm 0,44$	$2,37 \pm 0,13$	$0,98 \pm 0,10$
JETSET 7.3 PS	$17,19$	$2,20$	$0,97$
JETSET 7.4 PS	$17,09$	$2,23$	$0,97$
ARIADNE 4.08	$17,13$	$2,19$	$0,96$
HERWIG 5.8 C	$17,66$	$2,11$	$0,78$

Tabelle 7.13: *Vergleich der Teilchenmultiplizitäten pro Ereignis mit Resultaten von LEP und OPAL sowie den Generatoren*

im HERWIG Modell bestehen zwischen den Modellvorhersagen und den gemessenen Resultaten keine signifikanten Abweichungen in den Teilchenmultiplizitäten pro Ereignis.
Vergleicht man die im Rahmen dieser Arbeit gemessene $K^\pm$-Multiplizität der geladenen Kaonen mit der Produktionsrate des K^0-Mesons $< n >_{K^0} = 2.012 \pm 0.033$ [54], so sind diese Größen miteinander verträglich, was aus Isospin-Überlegungen auch erwartet wird. Die etwas höhere Multiplizität der geladenen Kaonen kann auf die größere Produktionswahrscheinlichkeit von $K^\pm$ gegenüber K^0 in B-Zerfällen zurückgeführt werden.
Mit der von DELPHI gemessenen Differenz der Produktionswahrscheinlichkeiten der $K^\pm$- und K^0-Mesonen von 0.58 ± 0.5 [57] und der hadronischen b-Breite $R_b = 0.2182 \pm 0.0012$ [53] ergibt

sich für die Differenz der Produktion geladener und neutraler Kaonen in hadronischen Ereignissen:

$$< n >_{K^\pm} - < n >_{K^0} = 0.127 \pm 0.014$$

In guter Übereinstimmung mit diesem Wert ist die Differenz zwischen der in dieser Arbeit gemessenen $K^\pm$-Multipizität und der oben angebenen K^0-Produktionsrate:

$$\begin{aligned} < n >_{K^\pm} - < n >_{K^0} &= (2.133 \pm 0.095) - (2.012 \pm 0.033) \\ &= 0.121 \pm 0.101 \end{aligned}$$

Da die aus B-Zerfällen stammenden Kaonen bevorzugt in dem ξ_p-Bereich zwischen 1,8 und 3,0 liegen [50], werden in dieser Region bei sonst gleichen $K^\pm$- und K^0-Spektren mehr geladene als neutrale Kaonen erwartet. Abbildung 7.43 zeigt den Vergleich des in dieser Analyse gemessenen ξ_p-Spektrums der geladenen Kaonen mit den K^0-Spektren von ALEPH [55] und OPAL [56]. In

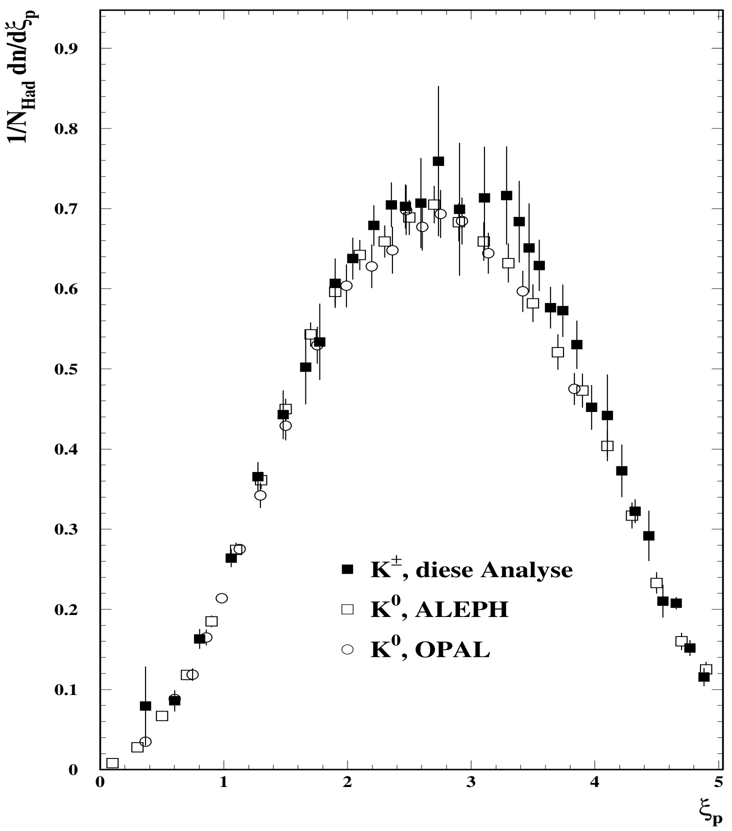


Abbildung 7.43: *ξ_p-Verteilung des $K^\pm$-Spektrums dieser Analyse verglichen mit den K^0-Spektren von ALEPH und OPAL.*

den Flanken der Verteilung stimmen die Spektren erwartungsgemäß gut überein. Im Bereich des Maximums werden mehr geladene Kaonen produziert, wobei dieser Unterschied zu der K^0-Produktion aufgrund der recht großen Fehler nicht signifikant ist.

Addiert man die Multiplizitäten der drei Hadronspezies und berücksichtigt die Elektron- und Myon-Produktionsraten, so erhält man für die Multiplizität aller geladenen Spuren pro hadronischem Ereignis :

$$< n >_{geladen} = 20.92 \pm 0,56$$

Für die Elektron- und Myon-Multiplizität wurden die Werte des JETSET 7.4 Generators verwendet. Der Vergleich mit dem LEP Mittelwert [52] zeigt eine exakte Übereinstimmung mit der geladenen Multiplizität dieser Analyse (siehe Tabelle 7.14).

Quelle	$< n >_{geladen}$
Diese Analyse	$20.92 \pm 0,56$
LEP	$20.92 \pm 0,24$

Tabelle 7.14: *Geladene Multiplizität pro hadronischem Ereignis*

7.2 Die Rapidität

Neben x_p und ξ_p ist die lorentzinvariante Rapidität $|y|$ (Gl. 6.46, Kapitel 6.2) eine weitere hilfreiche Observable, um Hadronisierungsphänomene zu verstehen, da diese Größe sensitiv ist auf die Flugrichtung der Teilchen bzgl. einer ausgezeichneten Richtung, die in diesem Fall durch die Thrust-Achse gegeben ist.
Aufgrund der Rapidität $|y| \approx ln(\sqrt{s}/m_q)$ für initiale Quarks werden bei großen Rapiditäten vermehrt Teilchen, die diese enthalten, erwartet. Hingegen ist der dominante Anteil im Bereich um $|y| = 0$ gegeben durch Teilchen, aufgebaut aus vakuumproduzierten Quarks [51].
Die Resultate dieser Analyse sind in den Abbildungen 7.44 und 7.45 zu sehen.
Tabellarisch sind die Resultate im Anhang B in den Tabellen B.24, B.25 und B.26 zusammengefaßt.
Die auf die totale geladene Multiplizität normierten Spektren werden von den JETSET Generatoren und dem ARIADNE Modell beschrieben. Lediglich HERWIG überschätzt die Pionen bei kleinen und mittleren Rapiditäten und ist nicht konsistent mit dem gemessenen normierten Proton-Spektrum.
Der Produktionswirkungsquerschnitt der Pionen wird bei mittleren Rapiditäten von allen Modellen innerhalb des 5% igen Fehlers korrekt wiedergegeben. Unterhalb von $|y| \approx 0,7$ unterschätzen die JETSET Generatoren die Messung leicht. In der Region oberhalb von $|y| \approx 4$ liegt die ansonsten sehr gute Beschreibung des ARIADNE Modells bis zu 10% über der Messung. Ansonsten befinden sich alle Abweichungen innerhalb der Fehler. Das Kaon-Spektrum steigt bis $|y| \approx 1,7$ leicht an, was auf eine vermehrte Produktion dieser Mesonen durch B-Zerfälle zurückzuführen

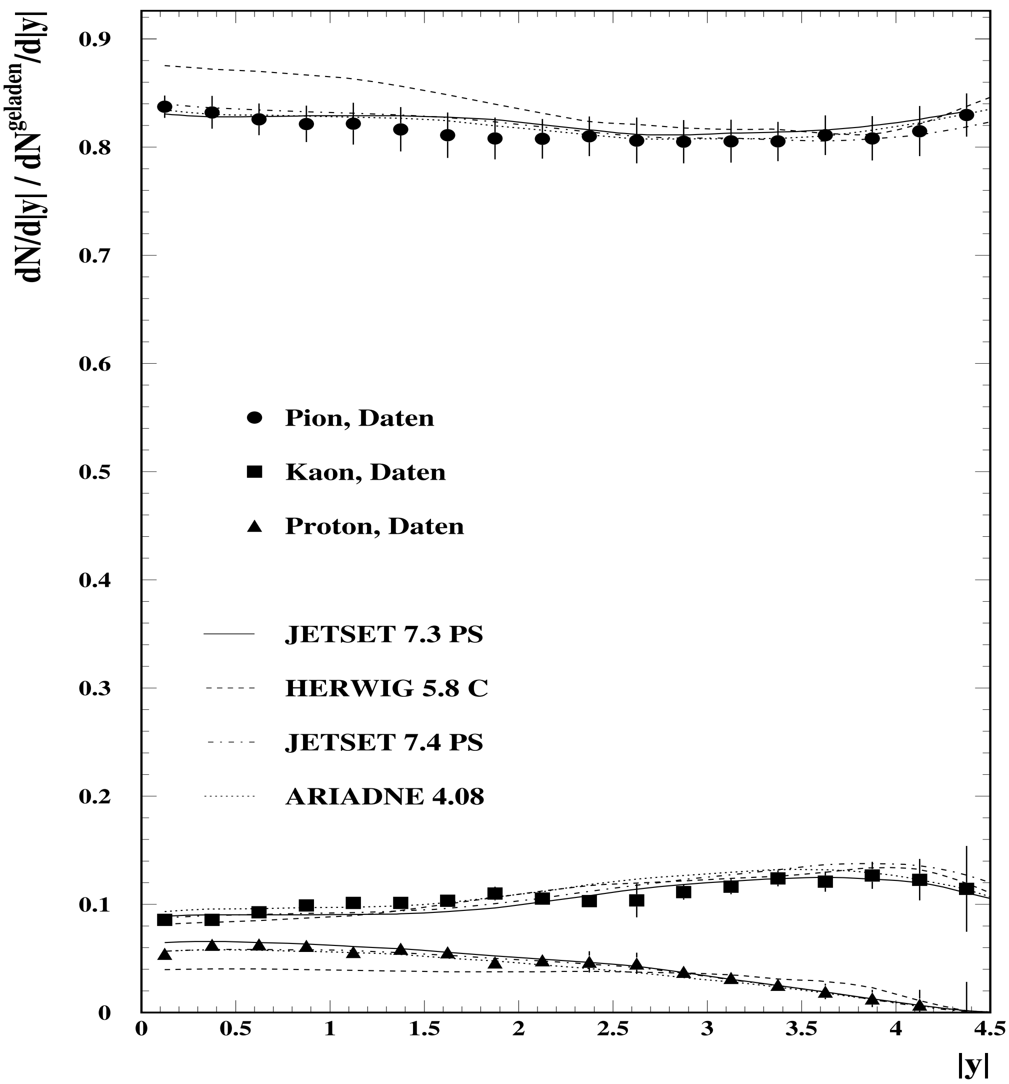


Abbildung 7.44: *Relative Pion, Kaon, Proton Anteil gegen die Rapidität aufgetragen*

ist. Dieses Verhalten wird im Prinzip von allen Generatoren beschrieben. Bei HERWIG ist der Anstieg jedoch zu stark ausgeprägt, im Gegensatz zu JETSET 7.3 und ARIADNE, die den Anstieg gut wiedergeben. Alle drei Generatoren unterschätzen die Messung. Die beste Beschreibung in dem Bereich kleiner Rapiditäten liefert das JETSET 7.4 Modell. In der abfallenden Flanke zeigt JETSET 7.3 die beste Übereinstimmung mit den Daten, während die anderen Monte-Carlo Modelle das Spektrum ein wenig überschätzen. Analog zum Verhalten bei der Beschreibung der Pion-Verteilung zeigt der ARIADNE Generator bei Rapiditäten oberhalb $|y| \approx 4$ die größten Abweichungen. Zusammenfassend zeigen alle Generatoren eine im Rahmen der Fehler konsistente Beschreibung der Messung.
Auch die Rapiditäts-Verteilung der Protonen wird, bis auf den HERWIG Generator, der Abwei-

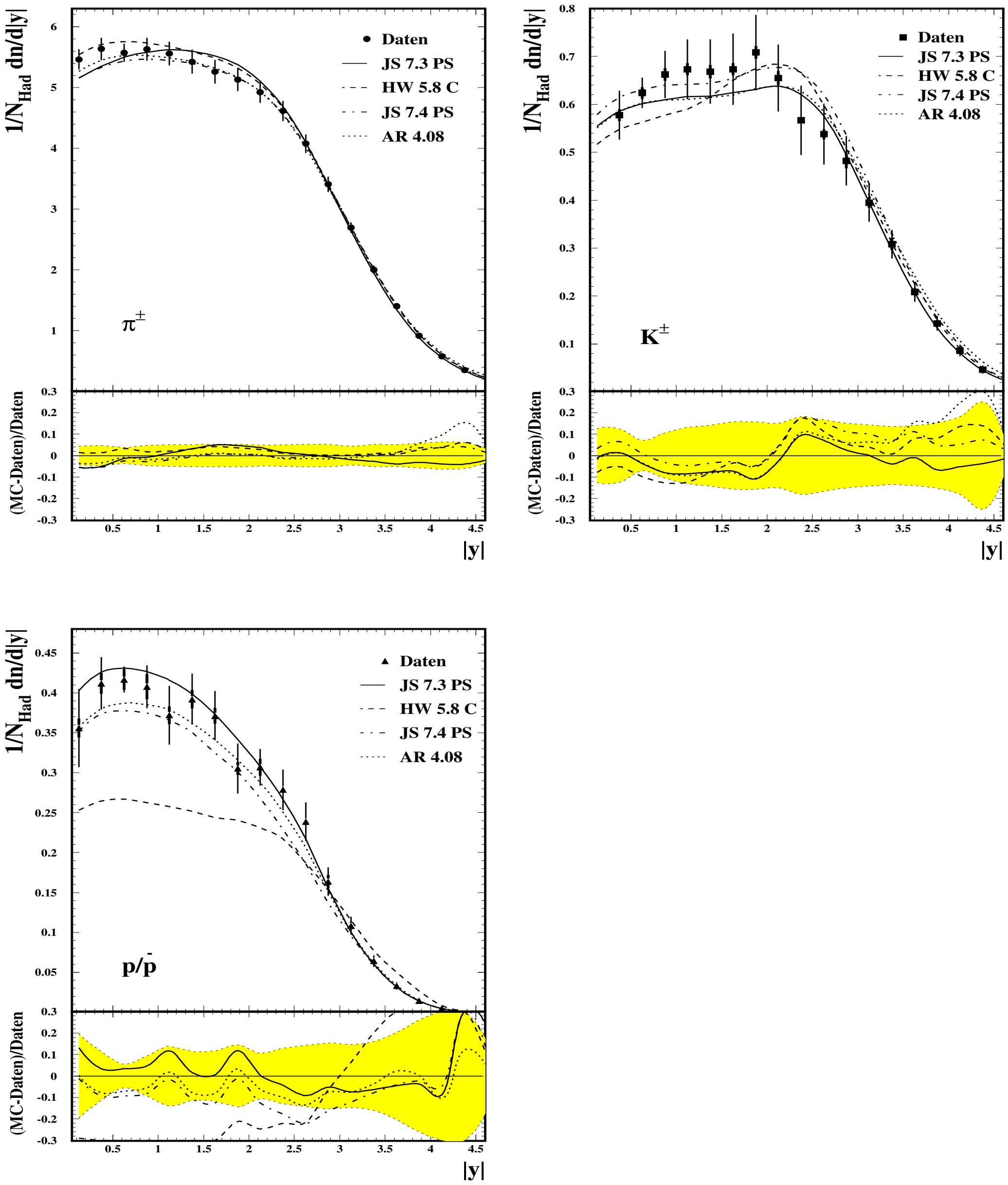


Abbildung 7.45: *Pion, Kaon, Proton Rapidität*

chungen von mehr als 30% aufweist, generell innerhalb des etwa 12% igen Meßfehlers beschrieben. Über den gesamten Bereich gesehen gibt auch hier der ARIADNE Generator, wie beim Impuls-Spektrum, die beste Beschreibung des Proton-Spektrums. Abweichungen bei mittleren Rapiditäten, verursacht durch Protonen, erzeugt durch Baryon-Zerfälle konnten nicht festgestellt werden.

7.3 Die Transversalimpulse

Weiterhin ist neben der Rapidität die Transversalimpuls-Verteilung in- und außerhalb der Ereignisebene von Interesse, da auch diese Observablen genauso wie die Rapidität auf die Topologie des Ereignisses sensitiv sind. Das p_t^{in}-Spektrum ist Sensitiv auf die Abstrahlung harter Gluonen, im Gegensatz zur p_t^{out}-Verteilung, die Effekte aus Fragmentation, weicher Gluonabstrahlung und Zerfällen wiederspiegelt.

p_t in der Ereignisebene

In Abbildung 7.46 sieht man oben die relativen Häufigkeiten und im unteren Teil die Summe der geladenen Hadronen gegen p_t^{in} aufgetragen, die erwartungsgemäß sehr gut mit Eins verträglich ist, da dies schon für die Impulsabhängigkeit erfüllt war. Die durch Multiplikation mit der

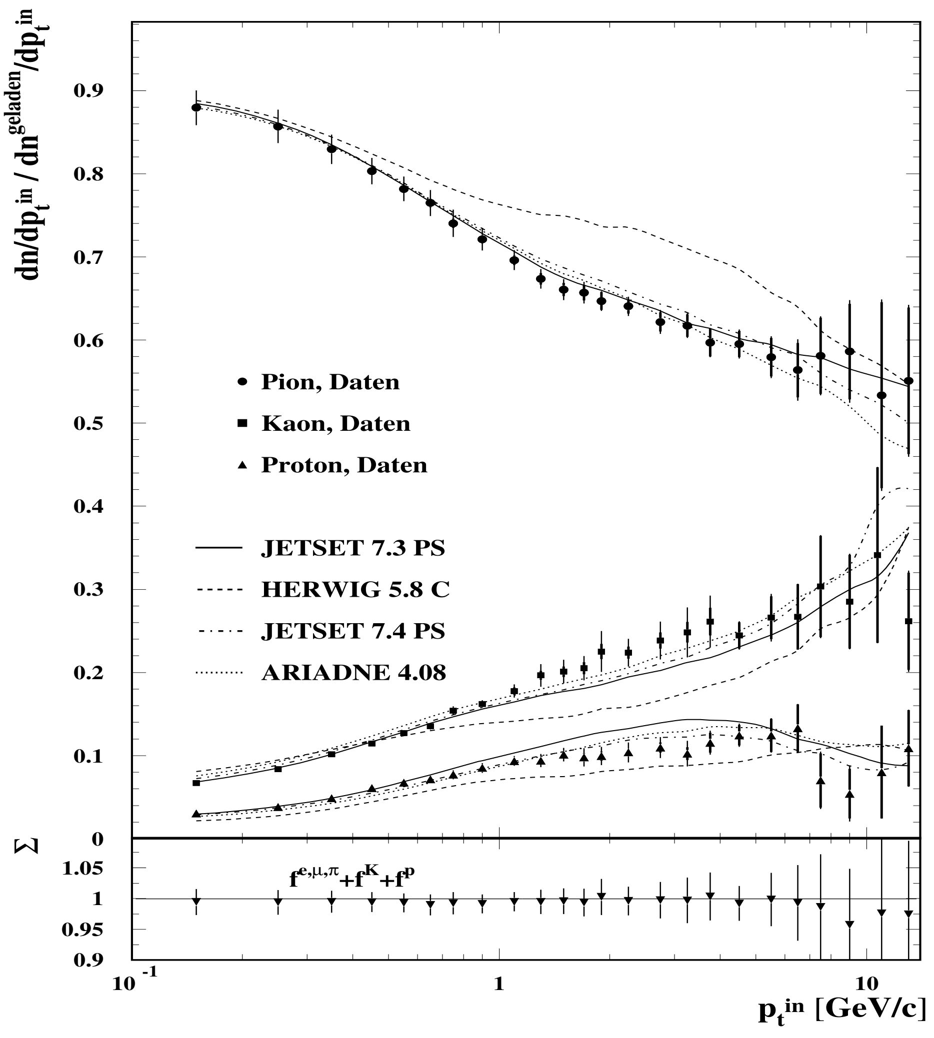


Abbildung 7.46: *Normierte Pion-, Kaon-, Proton-Raten gegen p_t^{in} aufgetragen*

totalen Produktionsrate geladener Teilchen und anschließender Effizienzkorrektur erzielten p_t^{in}-Spektren findet sich in Figur 7.47. Die Tabellen B.18, B.19 und B.20 im Anhang B zeigen eine

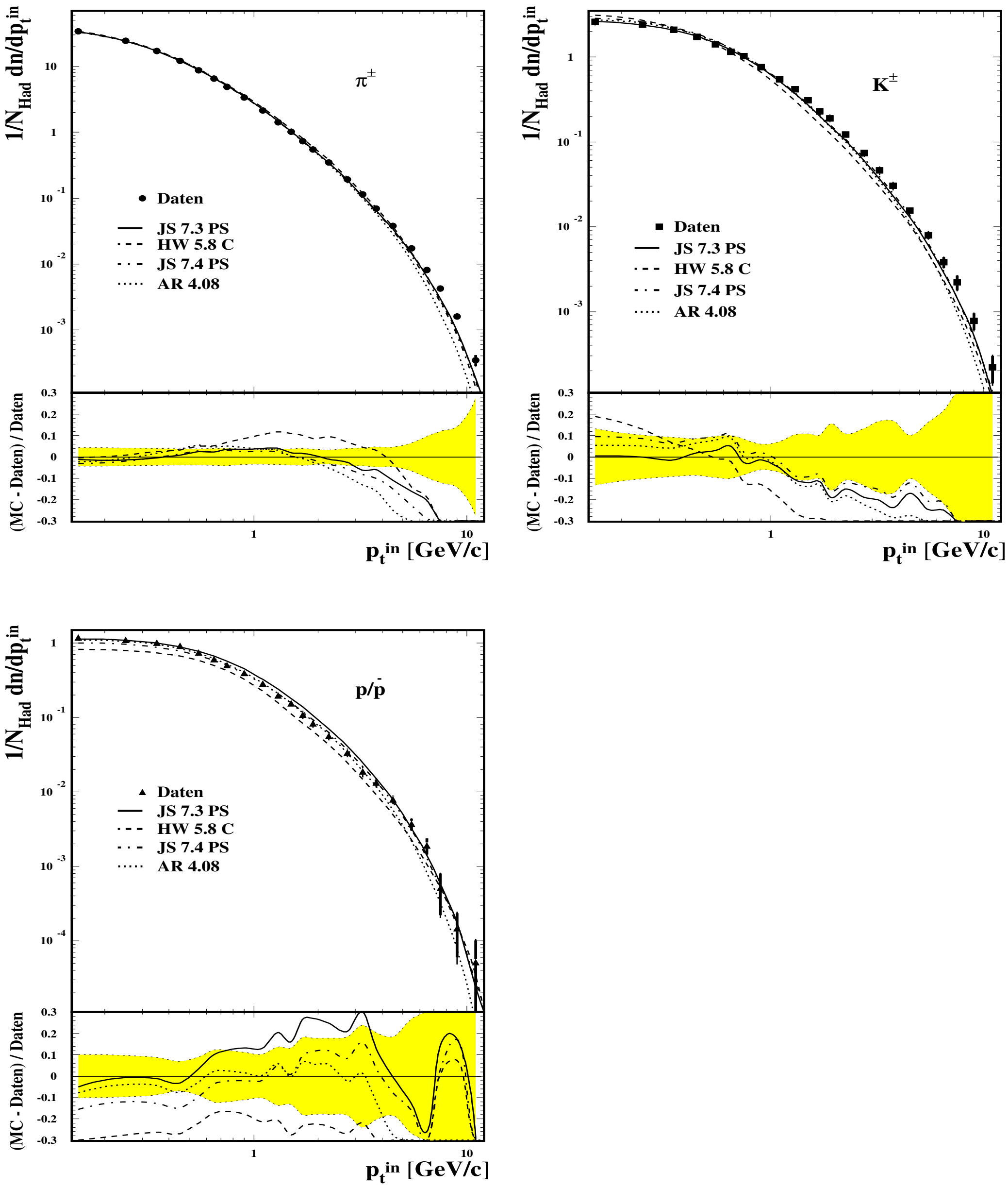


Abbildung 7.47: *Transversalimpuls in der Ereignisebene für Pionen, Kaonen und Protonen*

Auflistung der differentiellen Raten in p_t^{in} mit den statistischen und systematischen Fehlern der Messung.
HERWIG liefert die schlechteste Beschreibung aller Spektren und ist im Rahmen der Fehler über weite Bereiche nicht mit der Messung verträglich. Die relative Pionrate wird von diesem Monte-

Carlo Generator um bis zu 15% überschätzt, während die Kaonen und die Protonen unterschätzt werden. Damit wird den Pionen ein, relativ zu allen geladenen Spuren, zu hartes Spektrum und den beiden anderen geladenenen Hadronen ein zu weiches p_t^{in}-Spektrum zugewiesen. Die anderen Generatoren beschreiben die relativen Raten recht gut.
JETSET 7.3 zeigt bei kleinen Transversalimpulsen in allen drei Spektren der absoluten Raten die beste Übereinstimmung mit der Messung, während im Fall der Protonen bei mittleren p_t^{in} dieses Modell die größten Abweichungen aufweist. Bei großen p_t^{in} modellieren alle Generatoren für die beiden untersuchten Mesonen ein etwas zu weiches Spektrum des Produktionswirkungsquerschnitts. In der Verteilung der Protonrate zeigt sich keine solche Systematik, was auf den unterschiedlichen Produktionsmechanismus der Baryonen gegenüber den Mesonen in den Modellen erklärt werden kann.
Generell kann man sagen, daß bei kleinen Werten die p_t^{in}-Spektren von den Generatoren gut beschrieben werden. Lediglich bei großen Transversalimpulsen besteht in den Pion- und Kaon-Spektren eine Diskrepanz außerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten.

p_t außerhalb der Ereignisebene

Abbildung 7.48 zeigt die normierten Pion-, Kaon- und Proton-Anteile sowie deren auf Elektronen und Myonen korrigierte Summe als Funktion von p_t^{out}. In Bild 7.49 sind die Produktions-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des transversalen Impulses außerhalb der Ereignisebene für Pionen, Kaonen und Protonen abgebildet. Eine tabellarische Zusammenfassung der Pion-, Kaon- und Proton-Raten mit Fehlern findet sich in Anhang B (Tabellen B.21, B.22, B.23).
Anders als bei den p_t^{in}-Verteilungen haben alle Generatoren massive Probleme, die p_t^{out}-Spektren der Mesonen zu beschreiben. Bei großen p_t^{out} liegen die Generatoren signifikant unter den gemessenen Pion- und Kaon-Spektren mit Abweichungen größer als 30% (Abb. 7.49). Lediglich die Proton-Verteilung wird recht gut von den Generatoren, insbesondere von JETSET 7.4 und ARIADNE, modelliert. JETSET 7.3 zeigt größere Diskrepanzen bei mittleren p_t^{out} und HERWIG unterschätzt das Proton-Spektrum mit mindestens 20% über den gesamten Bereich. Die Abweichungen in den Meson-Spektren können auf die Generierung des Parton-Schauers zurückgeführt werden. Würde man die Abstrahlung weicher Gluonen nicht nur durch einen LLA-Ansatz in Verbindung mit Matrix-Elementen 1.Ordnung modellieren, sondern diesen Prozess analog zur harten Gluonabstrahlung mit Matrixelementen 2.Ordnung und NLLA-Rechnungen behandeln, sollte sich eine Verbesserung in der Beschreibung dieser Observablen ergeben.
Die Gründe für die recht gute Beschreibung des Proton-Spektrums sind gänzlich ungeklärt. Fest steht, daß die für die Baryon-Produktion verantwortlichen Fragmentationsparameter der Stringfragmentierung nur einen Einfluß von weniger als einem Prozent auf die p_t-Spektren haben [46]. Da sich die mangelnde Beschreibung der weichen Gluonemmission durch die Normierung auf alle geladenen Spuren herraushebt, werden die relativen Anteile ansonsten recht gut durch die Monte-Carlo Modelle reproduziert.

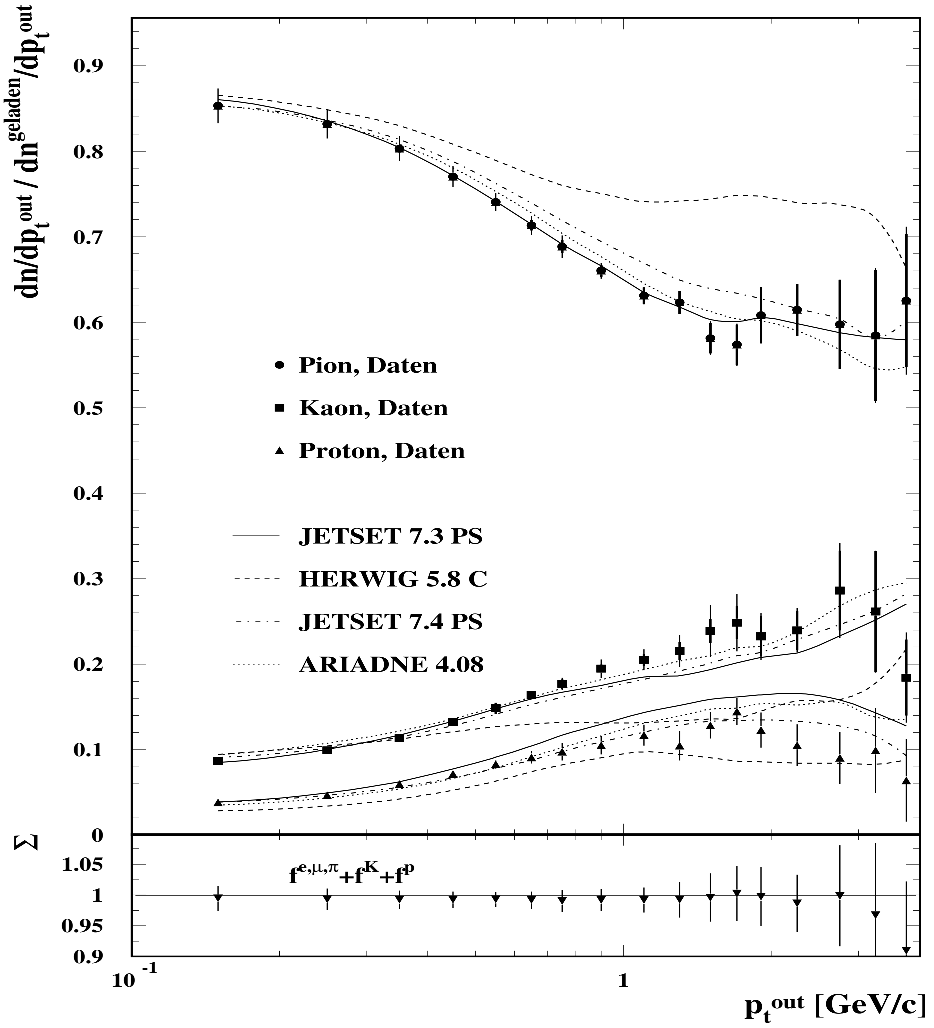


Abbildung 7.48: *Normierte Pion-, Kaon-, Proton-Raten gegen p_t^{out} aufgetragen*

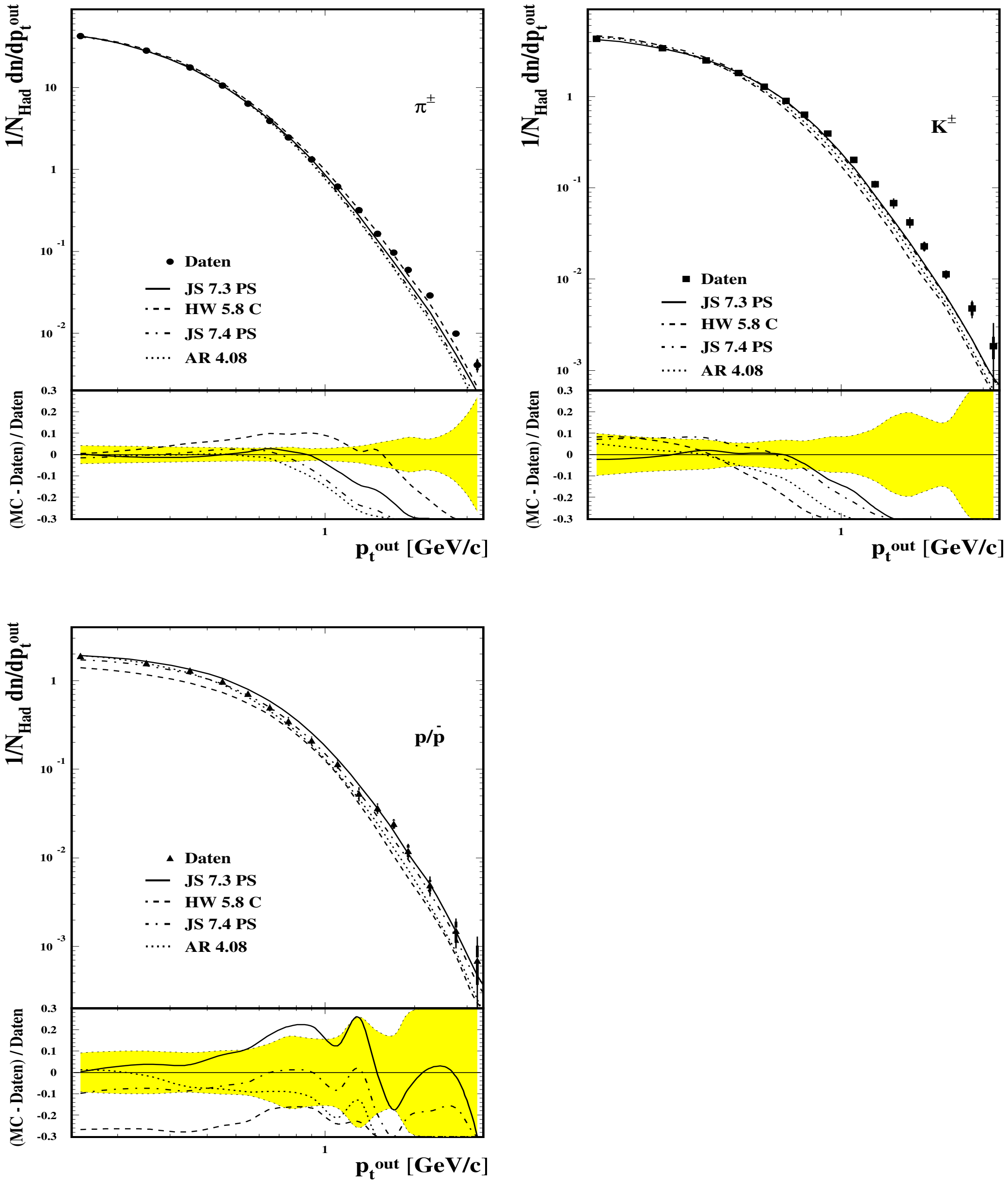


Abbildung 7.49: p_t^{out}-*Spektrum für Pionen, Kaonen und Protonen*

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

Die Pion-, Kaon- und Proton-Produktion in 1,1 Millionen im Jahr 1994 mit dem DELPHI-Detektor aufgenommenen hadronischen Ereignissen wurde gemessen. Der kombinierte Einsatz der Energieverlustmessung in der TPC und der Cherenkov-Winkel-Messung in den zwei Radiatoren des BRICH ermöglichte eine lückenlose Identifikation der geladenen Hadronen über den nahezu gesamten Impulsbereich von $0,3 GeV/c$ bis etwa $40 GeV/c$. Mit den ermittelten Identifikationseffizienzen wurden über eine Entfaltungsprozedur die relativen Pion-, Kaon- und Protonanteile bestimmt. Unter Berücksichtigung von Detektoreffekten wurden aus den normierten Raten die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Observablen x_p, ξ_p, Rapidität $|y|$ und den Transversalimpulsen in- und außerhalb der Ereignisebene extrahiert und präsentiert.
Die Spektren wurden mit Modellvorhersagen des Generators JETSET 7.3 sowie den optimierten Generatorprogrammen JETSET 7.4, ARIADNE 4.08 und HERWIG 5.8 C verglichen. Generell kann man schließen, daß die JETSET Generatoren und das ARIADNE Modell mit den gemessenen Einteilchenspektren innerhalb der Unsicherheiten konsistent sind. Eine Ausnahme bildet die Transversalimpulsverteilung außerhalb der Ereignisebene p_t^{out} von Pionen und Kaonen, die wie bei allen geladenen Spuren [47] für große Werte von allen Generatoren aufgrund einer ungenügenden Beschreibung weicher Gluonabstrahlung massiv unterschätzt werden. Im Gegensatz dazu wird die p_t^{out}-Verteilung der Protonen über den gesamten Bereich mit ausreichender Genauigkeit beschrieben.
Die generell schlechteste Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnitte liefert der HERWIG Generator. Zum einen ist das Protonimpulsspektrum und damit die Fragmentation dieser Baryonen zu hart und zum anderen führt eine zu kleine Protonmultiplizität zur Unterschätzung des Protonspektrums bei kleinen Impulsen. Diese Effekte führen auch zu teilweise beträchtlichen Abweichungen in der Rapiditäts- und den Transversalimpulsverteilungen. Große Diskrepanzen finden sich auch in der Modellierung der p_t-abhängigen relativen Pion-, Kaon- und Proton-Raten.

Der Vergleich dieser Messung mit Resultaten der ALEPH-, OPAL- und SLD- Kollaborationen anhand der ξ_p-Verteilung zeigt eine generell gute Übereinstimmung dieser Spektren. Lediglich im Kaonspektrum besteht bei mittleren und großen ξ_p-Werten eine innerhalb der Unsicherheiten befindliche Diskrepanz zwischen dieser Messung und den ALEPH- und OPAL-Ergebnissen. Weiterhin ist diese Messung und die ALEPH-Messung des Protonspektrums bei kleinen ξ_p-Werten konsistent, wohingegen das OPAL-Resultat hier eine signifikant kleinere Rate angibt.

Neben den differentiellen Produktionsraten wurde die mittlere Multiplizität pro Ereignis für die drei untersuchten Hadronen zu $< n >_{\pi^\pm} = 17,38 \pm 0,53$, $< n >_{K^\pm} = 2,133 \pm 0,095$ und $< n >_{p/\bar{p}} = 1,044 \pm 0,072$ bestimmt. Die Pion- und die Protonmultiplizität sind sowohl mit den LEP-Mittelwerten und Ergebnissen von OPAL als auch mit den in den Generatoren implementierten Werten verträglich. Eine Ausnahme bildet auch hier die zu kleine mittlere Protonmul-

tiplizität im HERWIG Modell. Die geladene Kaonmultiplizität liegt zwei Standardabweichungen unter dem LEP- und dem OPAL-Wert. Jedoch ist dieser Wert mit der K^0-Multiplizität verträglich, wenn die aus Isospinüberlegungen erwartete, gleiche Produktionswahrscheinlichkeit für $K^{\pm}$ und K^0 und die experimentell verifizierte Mehrproduktion von $K^{\pm}$ in B-Zerfällen [57] berücksichtigt werden.
Unter Berücksichtigung der Elektron- und Myonmultiplizitäten, implementiert im JETSET 7.4 Generator, wurde die totale geladene Multiplizität durch Summation der Einzelmultiplizitäten berechnet. Es ergibt sich ein Wert von $< n >_{geladen} = 20.92 \pm 0,56$, der exakt mit dem LEP-Mittelwert übereinstimmt.

Die Maximumspositionen ξ^* der ξ_p-Spektren wurden für Pionen, Kaonen und Protonen zu $\xi^*_{\pi^{\pm}} = 3,84 \pm 0,065$, $\xi^*_{K^{\pm}} = 2,74 \pm 0,035$ und $\xi^*_{p\bar{p}} = 2,89 \pm 0,025$ bestimmt. Es zeigt sich ein unterschiedliches Verhalten in der Variation der ξ^*-Position für Mesonen und Baryonen, womit die Messungen anderer Experimente bestätigt werden konnten und die vorhergesagte, alleinige Korrelation der Position zur Teilchenmasse durch das NLLA-LPHD Modell widerlegt wurde.

8.2 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Daten des Jahres 1994 mit der DELANA 94B3 Version verwendet. Mit der erwarteten, endgültigen DELANA-Version (94C) ist die erhebliche Verbesserung der Spurrekonstruktion und der Energieverlustmessung in der TPC für die Teilchenidentifikation von besonderem Interesse. Neben der Wiederholung dieser Analyse mit diesem Prozessings sollte dann auch die maximale Statistik durch Hinzunahme der 1992 und 1993 gewonnenen Daten genutzt werden. Dies bedarf allerdings weiterer Untersuchungen zum Verständnis der Systematiken.

Durch die lückenlose Identifikation über einen großen Impulsbereich und die erstmalige Bestimmung der Transversalimpuls- und Rapiditätsspektren ist eine detailliertere Monte-Carlo Optimierung möglich. Darüberhinaus bieten die identifizierten Spektren die Möglichkeit zur Überprüfung vieler spezifischer Anforderungen, die durch eine Datenanalyse an die Monte-Carlo Generatoren gestellt werden. Als Beispiel kann hier die Bestimmung der Ladungsseparation genannt werden. Prozesse wie die Entstehung von s-Quarks und die Produktion von Baryonen tragen zur Brechung der Symmetrie der Ladungsseparation up- und downartiger Quarks bei. Daher muß der Generator zur Bestimmung dieser Größe die geladenen Multiplizitäten pro Ereignis sowie die Produktionsraten als auch die Impulsspektren von Kaonen und Baryonen richtig vorhersagen.
Weiterhin hat sich gezeigt, daß die Modelle massive Schwierigkeiten haben, die Transversalimpulsspektren außerhalb der Ereignisebene der Mesonen zu beschreiben. Hier sollte in Erwägung

gezogen werden, die Generierung des Parton-Schauers zu verbessern, damit die experimentellen Resultate besser reproduziert werden. Ein anderer interessanter zu untersuchender Punkt ist die im Gegensatz zu den Mesonspektren relativ gute Beschreibung des p_t^{out}-Proton-Spektrums durch die Generatoren.

Mit der zur Verfügung stehenden Statitistik, der in dieser Arbeit eingesetzten Identifikationsmethode und der zuverlässigen Rekonstruktionsmöglichkeit sekundärer Vertices, steht einer detaillierten Untersuchung identifizierter Teilchenspektren in hadronischen Ereignissen aus leichten Quarks (u, d, s) und b-Quarks nichts mehr in Wege. Anhand eines mit leichten Quarks angereicherten Ereignissatzes läßt sich die vom NLLA+LPHD-Modell vorhergesagte Massenabhängigkeit der ξ^*-Position besser untersuchen, da keine signifikanten Zerfallskorrekturen mit Ausnahme für das Pion erwartet werden [6].
Die Fragmentation schwerer Quarks ist ein weiterer, sehr interessanter Punkt, der mit Hilfe von b-Quark Ereignissen studiert werden kann. Durch das unterschiedliche Verhalten von Teilchen aus Zerfällen schwerer B-Hadronen und solchen aus der Quark-Fragmentation, besonders im Rapiditätsspektrum, erhält man einen tieferen Einblick in die nicht vollständig bekannte Zerfallsdynamik von B-Hadronen. Darüberhinaus kann die Güte der Implementierung dieser Prozesse in den Ereignisgeneratoren überprüft werden.

Literatur

[1] S. Glashow, *Nucl. Phys.*, **22** (1967) 579.

[2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19** (1967) 1264.

[3] A. Salam, J. C. Ward, *Phys. Lett.*, **13** (1964) 168.

[4] Z. Kunszt, P. Nason, G. Marchesini, B. R. Webber, *CERN Report*, **89-09** (1989).

[5] A. Wehr, *Diplomarbeit*, **WUB 91-12**.

[6] F. Hahn, *Dissertation*, **WUB-DIS 95-2**.

[7] C. Verzegnassi, G. Altarelli, R. Kleiss et al., *Z Physics at LEP 1*, **CERN 89-08** (1989).

[8] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, S. I.Troyan, *Rev. Mod. Phys*, **60** (1988) 373.
Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, S. I. Troyan, *Basics of pert. QCD*, **Editions Frontieres**, Paris (1991).

[9] V. A. Khoze et al., *Z. Phys.*, **C 31** (1986) 213.

[10] J. Dahm, M. Elsing, M. Reale, *DELPHI Note 95-48*, **TRACK 81** (1995).

[11] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.*, **B 126** (1977) 298.

[12] X. Artru, G. Mennessier, *Nucl. Phys.*, **B 70** (1974) 93.

[13] B. Andersson et al., *Phys. Rep.*, **97** (1983) 31.

[14] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **28** (1983) 229.
T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347.
S. Bethke, Z. Kunszt, D. E. Soper, W. J. Stirling, *Nucl. Phys.* **B 370** (1992) 1.

[15] O. Podobrin, M. Feindt, *DELPHI 95-103*, **PHYS 538**.

[16] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas, *Phys. Rev.*, **D 27** (1983) 105.

[17] D. Amati, G. G. Veneziano, *Phys. Lett.*, **B 83** (1979) 87.

[18] G. Marchesini, B. Webber, *Nucl. Phys.* **B 238** (1984) 1. G. Marchesini, B. Webber, *Nucl. Phys.* **B 310** (1988) 461.

[19] V. A. Khoze et al., *Z. Phys.*, **C 55** (1992) 107.

[20] V. A. Khoze et al., *Nucl. Part. Phys.*, **17** (1991) 1481.

[21] JADE-Kollaboration, *Phys. Lett.*, **B 101** (1981) 129.

[22] OPAL-Kollaboration, *Phys. Lett.*, **B 261** (1991) 334.

[23] V. A. Khoze, Yu. L. Dokshitzer, S. I.Troyan, *Phenomenology of the particle spectra in QCD jets in a modified leading logarithmic approximation*, University of Durham **DTP/91/82** (1991).

[24] V. A. Khoze et al., *Z. Phys.*, **C 27** (1985) 65.

[25] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *Zeit. f. Phys.* **C 66** (1995) 355.

[26] OPAL-Kollaboration, R. Akers et al., *Zeit. f. Phys.* **C 63** (1994) 181-195.

[27] C. P. Fong, B. R. Webber, *Phys. Lett.*, **B 229** (1989) 289.

[28] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A 294** (1990) 121.

[29] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A 303** (1991) 233.

[30] L3-Kollaboration, B. Adeva et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A 289** (1990) 35.

[31] OPAL-Kollaboration, K. Ahmet et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A 305** (1991) 275.

[32] W. Adam et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A338** (1994) 284.

[33] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Performance of the DELPHI Detector*, **CERN-PPE** to appear.

[34] P. Antilogus et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A 283** (1989) 567.

[35] H. A.Bethe, *Ann. d. Phys.*, **5** (1930) 325.

[36] L. Chevalier, *DAPNIA/SSP*, **92-32** (1992).

[37] J. Seguinot, T. Ypsilantis, *Nucl. Instr. Meth.*, **142** (1977) 377.

[38] P. A. Cherenkov, *Phys. Rev.*, **52** (1937) 378.

[39] I. Frank, I. Tamm, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **14** (1938) 107.

[40] P. Baillon, *Nucl. Instr. Meth.*, **A 238** (1985) 341.

[41] T. Altherr, J. Seixas, *Nucl. Instr. Meth.*, **A 317** (1992) 335.

[42] J. Dahm, *Calculation of the average Cherenkov angle of particles crossing the Barrel RICH using a deterministic iterative method* , Internal Note.

[43] E. Fahri, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1587.

[44] E. Schyns, DELPHI Note in Vorbereitung.

[45] K. Hamacher and M. Weierstall, *Tuning and Test of Fragmentation Models Based on Identified Particles and Precision Event Shape Data*, Konferenzbeitrag eps0548 zu EPS-HEP, Brüssel (1995), **DELPHI 95-80**.

[46] U. Flagmeyer, *Diplomarbeit*, **WUB 96-25**.

[47] M. Weierstall, *Dissertation*, **WUB-DIS 95-11**.

[48] Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* **D 50** (1994).

[49] SLD-Kollaboration, , *Production of $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p, K^0 and Λ^0 in hadronic Z^0 decays*, **SLAC-PUB-95-6920** (1995).

[50] P. Sponholz, *Diplomarbeit*, **WUB 94-33**.

[51] W. Hofmann, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 279.

[52] A. De Angelis, *J. Phys.*, **G 19** (1993).

[53] LEP Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, **LEPEWWG/96-02** (1996).

[54] A. De Angelis, Vortrag auf der EPS-HEP Konferenz, Brüssel (1995).

[55] ALEPH-Kollaboration, *Z. Phys*, **C 64** (1994) 361.

[56] OPAL-Kollaboration, *Z. Phys*, **C 67** (1995) 389.

[57] DELPHI-Kollaboration, *Phys. Lett.*, **B 347** (1995) 447.

[58] Review of Particle Properties, *Phys. Rev.*, **D 50** (1994).

A Effizienzen

Nachfolgend aufgezeigt sind in Abhängigkeit von p_t^{in}, p_t^{out} und der Rapidität die Effizienzen nach den Vorselektions-Schnitten (A.1), die Identifikations-Effizienzen bestimmt mit Monte-Carlo Spuren (A.2) und die Effizienz-Matrixelemente in Daten und Monte-Carlo (A.3), welche mit selektierten Datensätzen ermittelt werden konnten.

A.1 Die Vorselektions-Effizienzen

Abbildung A.50 zeigt das Daten - Monte-Carlo Verhältnis der Vorselektions-Effizienz als Funktion der Transversalimpulse p_t^{in} und p_t^{out} sowie der Rapidität $|y|$ nach der impulsabhängigen, statistischen Korrektur der Monte-Carlo Effizienzen (siehe Kapitel 6.2.1). Die Abweichungen sind kleiner als 2% im Fall der Rapidität. Im Bereich kleiner und mittlerer Transversalimpulse ergibt sich ebenfalls eine Abweichung von weniger als 2%, die bei großen Werten auf 3% zunimmt.

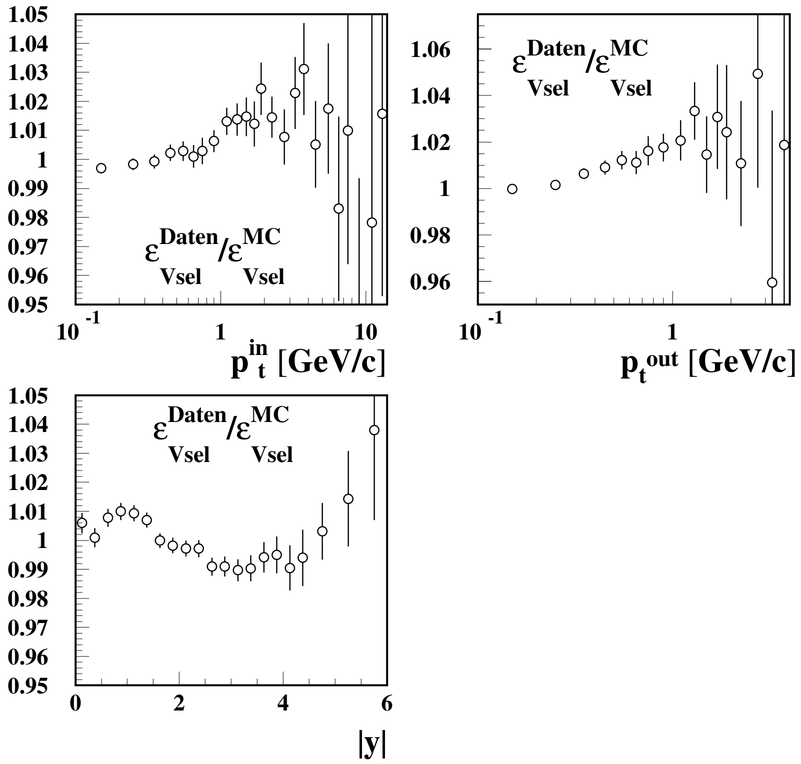


Abbildung A.50: *Verhältnis $\varepsilon^{Daten}_{VSel}/\varepsilon^{MC}_{VSel}$ als Funktion von p_t^{in} (oben links), p_t^{out} (oben rechts) und der Rapidität (unten) nach der Korrektur*

A.2 Die Monte-Carlo Identifikations-Effizienz-Matrix

Hier sind die mit dem Monte-Carlo ermittelten dreidimensionalen Effizienzmatrizen der Identifikationsprozedur für die Observablen p_t^{in} (Abbildung A.51), p_t^{out} (Bild A.52) und $|y|$ (Abbildung A.53) abgebildet.

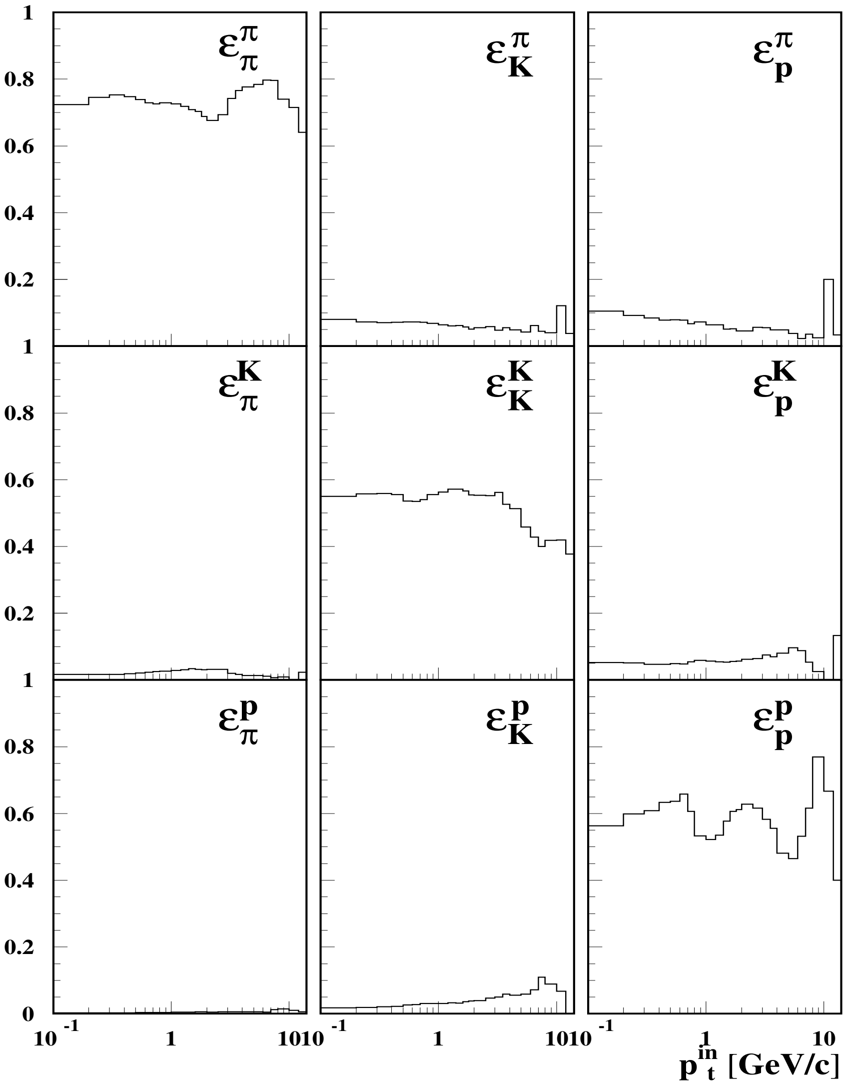


Abbildung A.51: *Monte-Carlo Identifikations-Effizienz-Matrix gegen p_t^{in} aufgetragen*

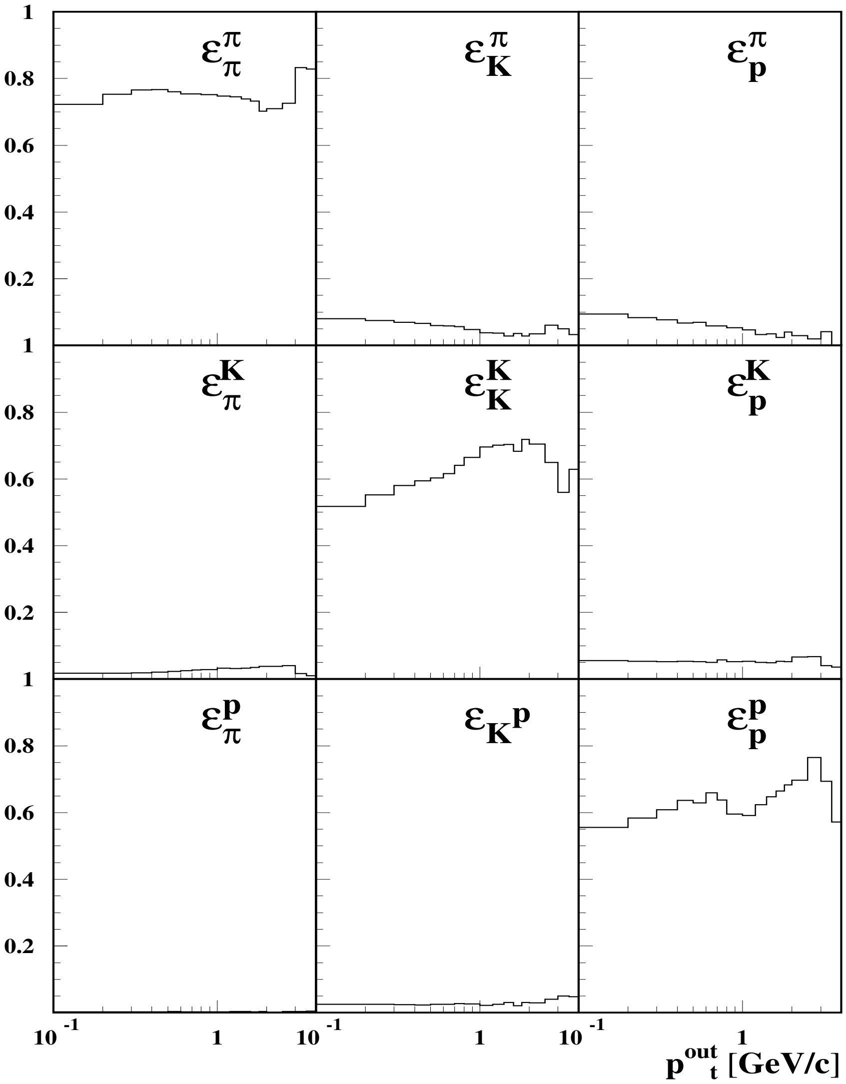


Abbildung A.52: *Monte-Carlo Identifikations-Effizienz-Matrix in Abhängigkeit von p_t^{out}*

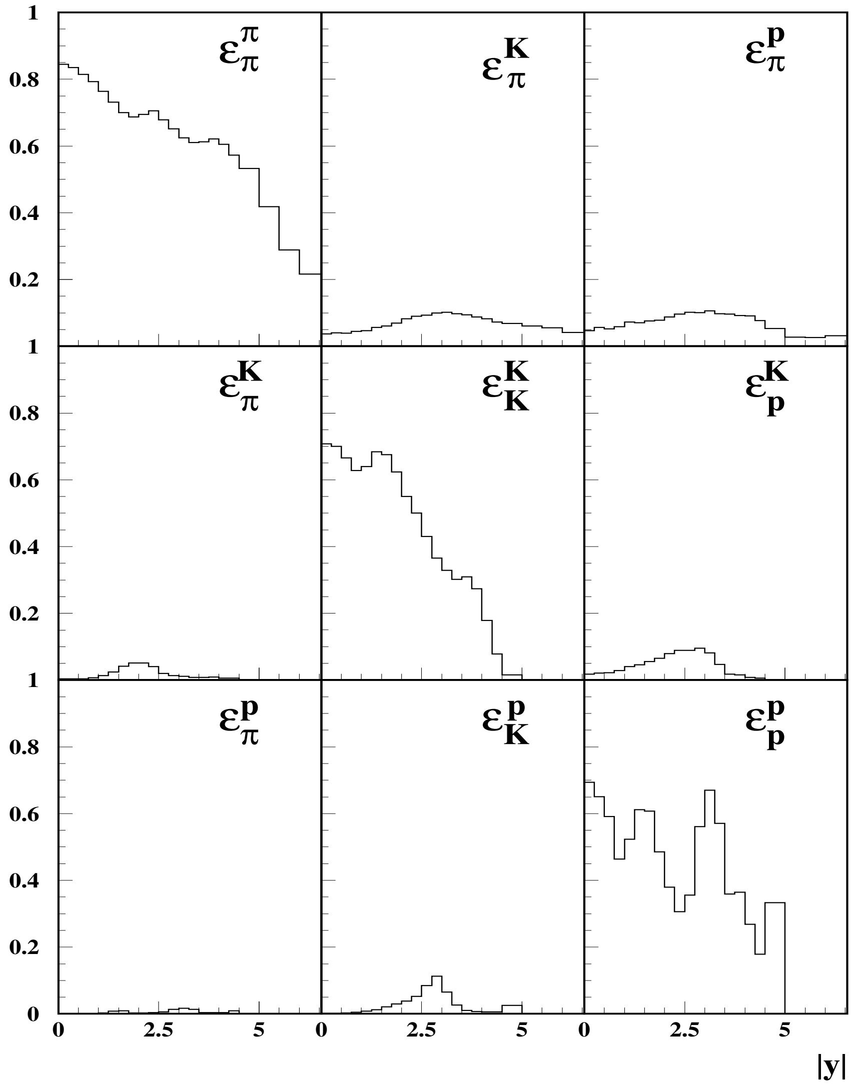


Abbildung A.53: *Monte-Carlo Identifikations-Effizienz-Matrix als Funktion der Rapidität*

A.3 Daten - Monte-Carlo Vergleich der Identifikations-Effizienzen

In diesem Anhang werden die Daten und Monte-Carlo Identifikations-Effizienzen selektierter Teilchensorten als Funktion der Transversalimpulse und der Rapidität miteinander verglichen.

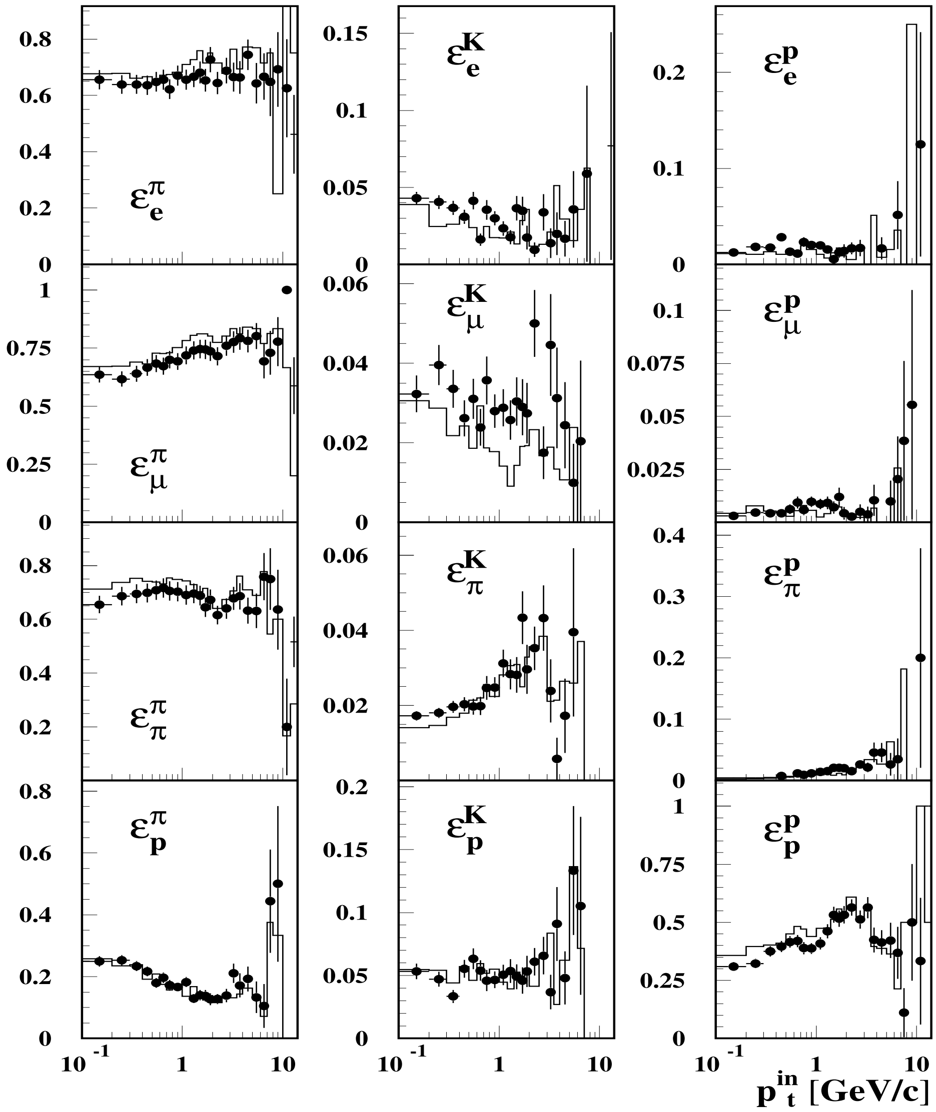


Abbildung A.54: *Identifikations-Effizienzen selektierter Elektronen (1.Reihe), Myonen (2.Reihe), Pionen (3.Reihe) und Protonen (4.Reihe) identifiziert als Pion (Spalte 1), Kaon (Spalte 2) oder Proton (Spalte 3) als Funktion von p_t^{in}. Die Punkte zeigen die Resultate in Daten, die Histogramme stellen die Monte-Carlo Ergebnisse dar.*

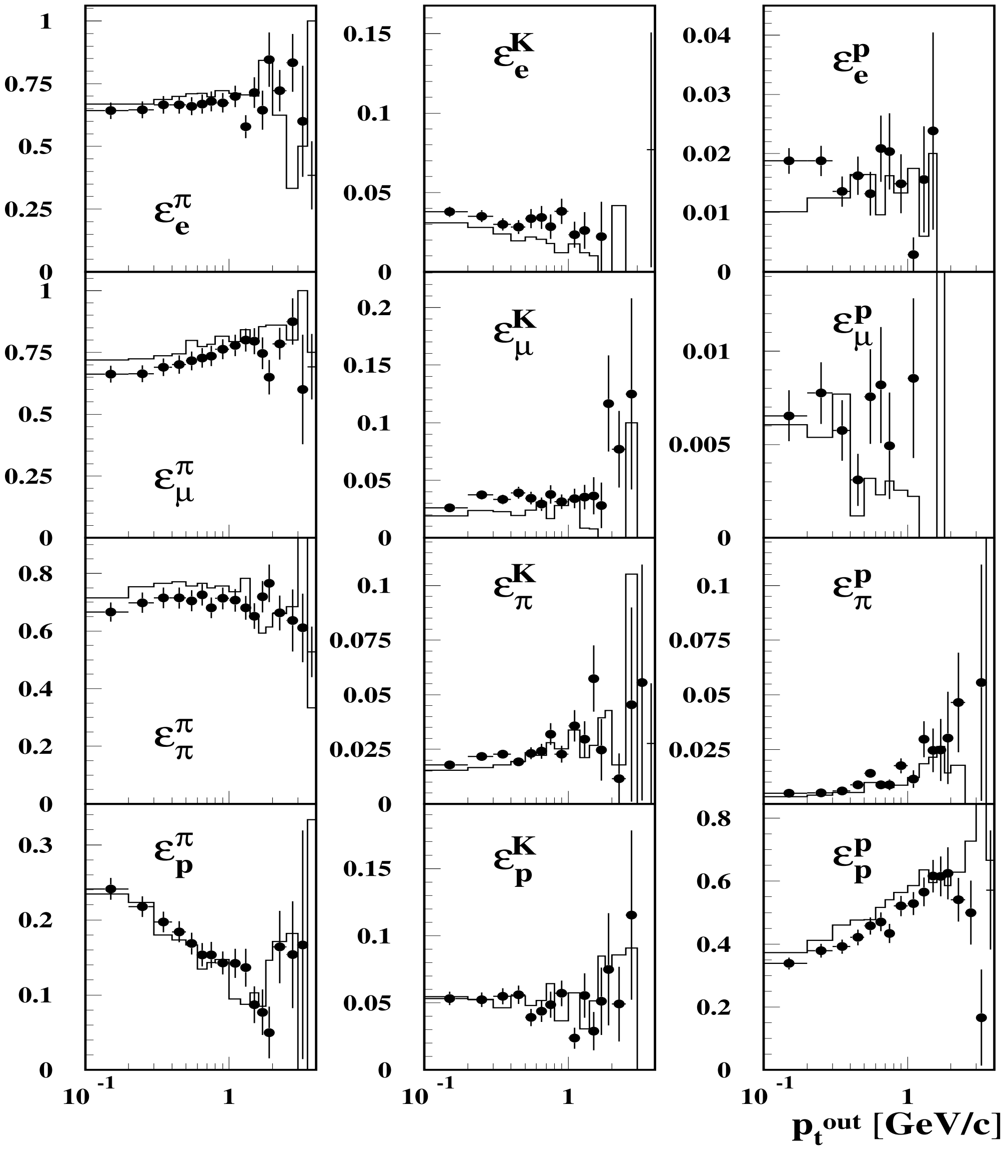


Abbildung A.55: *Identifikations-Effizienzen selektierter Elektronen (1.Reihe), Myonen (2.Reihe), Pionen (3.Reihe) und Protonen (4.Reihe) klassifiziert als Pion (Spalte 1), Kaon (Spalte 2) oder Proton (Spalte 3) in Abhängigkeit von p_t^{out}. Die Punkte zeigen die Daten-Resultate und die Histogramme stellen die Ergebnisse des Monte-Carlo dar.*

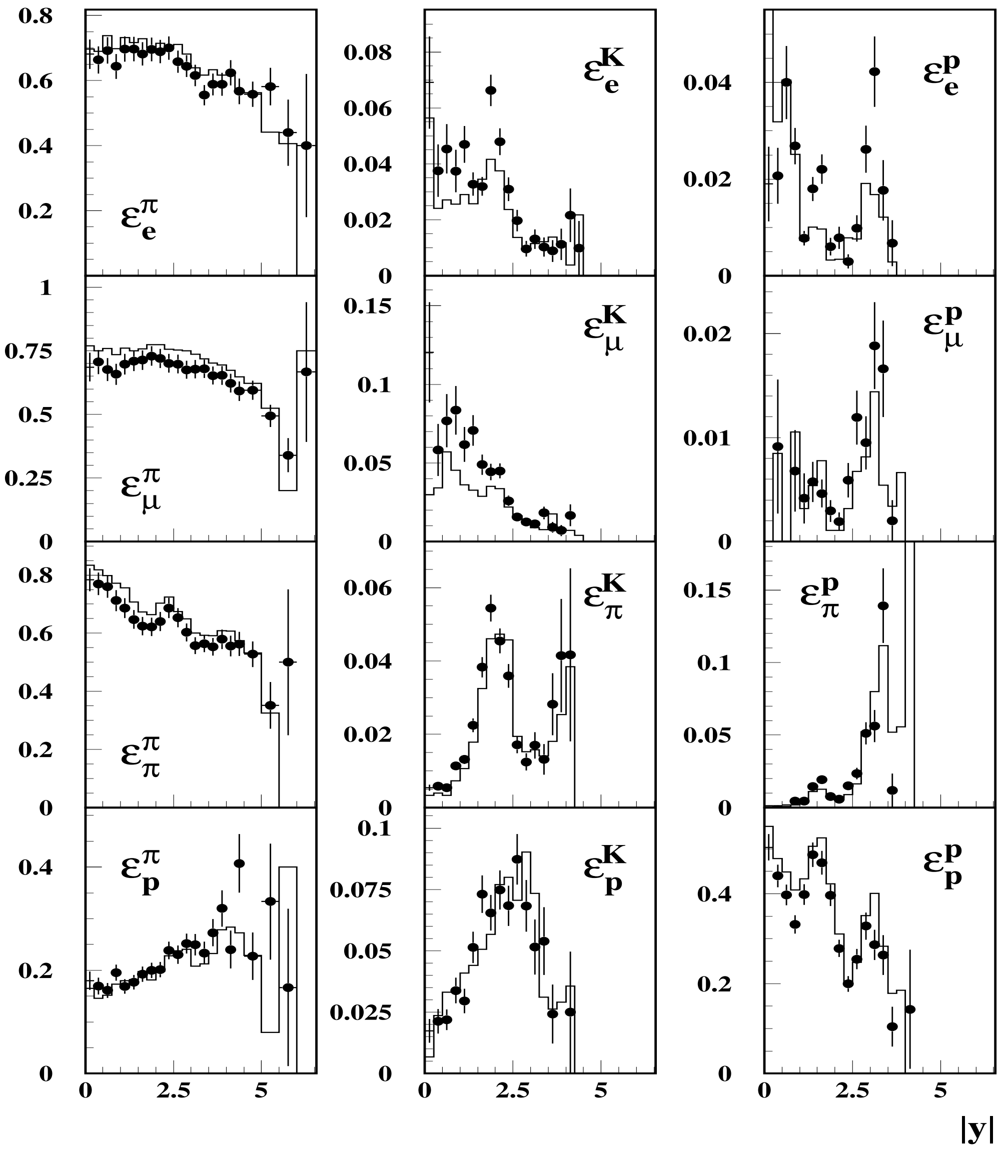


Abbildung A.56: *Rapiditätsabhängige Identifikations-Effizienzen selektierter Elektronen (1.Reihe), Myonen (2.Reihe), Pionen (3.Reihe) und Protonen (4.Reihe) identifiziert als Pion (Spalte 1), Kaon (Spalte 2) oder Proton (Spalte 3). Die Punkte zeigen die Resultate in Daten und die Histogramme die Ergebnisse des Monte-Carlo.*

B Fehlertabellen

$x_p^{min} - x_p^{max}$	x_p^{Mitte}	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_\pi}{dx_p}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
$0,0072$ - $0,0080$	$0,0076$	$503,44$	$\pm 2,57$	$\pm 14,55$
$0,0080$ - $0,0090$	$0,0085$	$491,31$	$\pm 2,38$	$\pm 15,56$
$0,0090$ - $0,0100$	$0,0095$	$481,72$	$\pm 2,35$	$\pm 15,84$
$0,0100$ - $0,0112$	$0,0106$	$457,86$	$\pm 2,08$	$\pm 15,16$
$0,0112$ - $0,0125$	$0,0119$	$426,53$	$\pm 1,94$	$\pm 16,57$
$0,0125$ - $0,0140$	$0,0133$	$400,32$	$\pm 1,82$	$\pm 12,92$
$0,0140$ - $0,0155$	$0,0148$	$370,62$	$\pm 1,82$	$\pm 12,15$
$0,0155$ - $0,0177$	$0,0166$	$334,20$	$\pm 2,31$	$\pm 18,32$
$0,0177$ - $0,0200$	$0,0189$	$300,44$	$\pm 2,15$	$\pm 15,32$
$0,0200$ - $0,0225$	$0,0213$	$265,01$	$\pm 1,81$	$\pm 11,00$
$0,0225$ - $0,0250$	$0,0238$	$235,16$	$\pm 1,62$	$\pm 9,64$
$0,0250$ - $0,0275$	$0,0263$	$210,75$	$\pm 2,56$	$\pm 8,74$
$0,0275$ - $0,0300$	$0,0288$	$191,30$	$\pm 1,54$	$\pm 7,68$
$0,0300$ - $0,0325$	$0,0313$	$173,87$	$\pm 1,27$	$\pm 6,19$
$0,0325$ - $0,0350$	$0,0338$	$156,76$	$\pm 1,36$	$\pm 5,81$
$0,0350$ - $0,0400$	$0,0375$	$138,91$	$\pm 0,96$	$\pm 4,65$
$0,0400$ - $0,0500$	$0,0450$	$110,59$	$\pm 0,59$	$\pm 3,78$
$0,0500$ - $0,0600$	$0,0550$	$83,17$	$\pm 0,60$	$\pm 2,99$
$0,0600$ - $0,0700$	$0,0650$	$65,68$	$\pm 0,65$	$\pm 2,00$
$0,0700$ - $0,0800$	$0,0750$	$53,09$	$\pm 0,49$	$\pm 1,94$
$0,0800$ - $0,0900$	$0,0850$	$42,81$	$\pm 0,40$	$\pm 1,58$
$0,0900$ - $0,1000$	$0,0950$	$35,05$	$\pm 0,35$	$\pm 1,25$
$0,1000$ - $0,1200$	$0,1100$	$26,95$	$\pm 0,21$	$\pm 0,95$
$0,1200$ - $0,1400$	$0,1300$	$19,27$	$\pm 0,20$	$\pm 0,66$
$0,1400$ - $0,1600$	$0,1500$	$14,31$	$\pm 0,16$	$\pm 0,54$
$0,1600$ - $0,1800$	$0,1700$	$10,89$	$\pm 0,13$	$\pm 0,42$
$0,1800$ - $0,2000$	$0,1900$	$8,46$	$\pm 0,12$	$\pm 0,34$
$0,2000$ - $0,2600$	$0,2300$	$5,332$	$\pm 0,058$	$\pm 0,214$
$0,2600$ - $0,3000$	$0,2800$	$3,063$	$\pm 0,050$	$\pm 0,122$
$0,3000$ - $0,4000$	$0,3500$	$1,624$	$\pm 0,024$	$\pm 0,066$
$0,4000$ - $0,5000$	$0,4500$	$0,655$	$\pm 0,017$	$\pm 0,030$
$0,5000$ - $0,6000$	$0,5500$	$0,300$	$\pm 0,014$	$\pm 0,015$
$0,6000$ - $0,8000$	$0,7000$	$0,078$	$\pm 0,013$	$\pm 0,033$

Tabelle B.15: *Differentieller Wirkungsquerschnitt pro x_p-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Pionen*

$x_p^{min} - x_p^{max}$	x_p^{Mitte}	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_K}{dx_p}$	$\pm\,stat$	$\pm\,sys$
$0,0072$ - $0,0080$	$0,0076$	$15,24$	$\pm 0,65$	$\pm 1,46$
$0,0080$ - $0,0090$	$0,0085$	$17,88$	$\pm 0,61$	$\pm 1,14$
$0,0090$ - $0,0100$	$0,0095$	$21,89$	$\pm 0,67$	$\pm 0,76$
$0,0100$ - $0,0112$	$0,0106$	$19,87$	$\pm 0,55$	$\pm 1,87$
$0,0112$ - $0,0125$	$0,0119$	$24,64$	$\pm 0,63$	$\pm 2,63$
$0,0125$ - $0,0140$	$0,0133$	$24,36$	$\pm 0,58$	$\pm 1,07$
$0,0140$ - $0,0155$	$0,0148$	$25,31$	$\pm 0,69$	$\pm 2,20$
$0,0155$ - $0,0177$	$0,0166$	$26,67$	$\pm 2,12$	$\pm 2,63$
$0,0177$ - $0,0200$	$0,0189$	$24,01$	$\pm 1,27$	$\pm 1,25$
$0,0200$ - $0,0225$	$0,0213$	$24,98$	$\pm 1,03$	$\pm 1,19$
$0,0225$ - $0,0250$	$0,0238$	$24,13$	$\pm 0,90$	$\pm 1,28$
$0,0250$ - $0,0275$	$0,0263$	$21,97$	$\pm 1,12$	$\pm 0,87$
$0,0275$ - $0,0300$	$0,0288$	$21,90$	$\pm 0,67$	$\pm 1,05$
$0,0300$ - $0,0325$	$0,0313$	$20,84$	$\pm 0,65$	$\pm 1,06$
$0,0325$ - $0,0350$	$0,0338$	$20,27$	$\pm 0,73$	$\pm 1,43$
$0,0350$ - $0,0400$	$0,0375$	$19,13$	$\pm 0,48$	$\pm 1,61$
$0,0400$ - $0,0500$	$0,0450$	$15,92$	$\pm 0,31$	$\pm 1,41$
$0,0500$ - $0,0600$	$0,0550$	$12,75$	$\pm 0,33$	$\pm 1,49$
$0,0600$ - $0,0700$	$0,0650$	$11,70$	$\pm 0,21$	$\pm 1,29$
$0,0700$ - $0,0800$	$0,0750$	$9,44$	$\pm 0,23$	$\pm 0,73$
$0,0800$ - $0,0900$	$0,0850$	$8,28$	$\pm 0,19$	$\pm 0,29$
$0,0900$ - $0,1000$	$0,0950$	$7,42$	$\pm 0,21$	$\pm 0,26$
$0,1000$ - $0,1200$	$0,1100$	$6,19$	$\pm 0,16$	$\pm 0,20$
$0,1200$ - $0,1400$	$0,1300$	$4,92$	$\pm 0,18$	$\pm 0,17$
$0,1400$ - $0,1600$	$0,1500$	$4,05$	$\pm 0,16$	$\pm 0,23$
$0,1600$ - $0,1800$	$0,1700$	$3,14$	$\pm 0,18$	$\pm 0,26$
$0,1800$ - $0,2000$	$0,1900$	$2,65$	$\pm 0,23$	$\pm 0,19$
$0,2000$ - $0,2600$	$0,2300$	$1,937$	$\pm 0,044$	$\pm 0,122$
$0,2600$ - $0,3000$	$0,2800$	$1,307$	$\pm 0,045$	$\pm 0,059$
$0,3000$ - $0,4000$	$0,3500$	$0,759$	$\pm 0,023$	$\pm 0,028$
$0,4000$ - $0,5000$	$0,4500$	$0,364$	$\pm 0,023$	$\pm 0,023$
$0,5000$ - $0,6000$	$0,5500$	$0,156$	$\pm 0,023$	$\pm 0,020$
$0,6000$ - $0,8000$	$0,7000$	$0,114$	$\pm 0,050$	$\pm 0,137$

Tabelle B.16: *Produktions-Wirkungsquerschnitt pro x_p-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Kaonen*

$x_p^{min} - x_p^{max}$	x_p^{Mitte}	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_p}{dx_p}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,0072 - 0,0080	0,0076	0,94	±0,49	±0,40
0,0080 - 0,0090	0,0085	5,45	±0,64	±2,37
0,0090 - 0,0100	0,0095	5,91	±0,42	±2,13
0,0100 - 0,0112	0,0106	9,02	±0,43	±0,55
0,0112 - 0,0125	0,0119	10,07	±0,40	±0,61
0,0125 - 0,0140	0,0133	10,88	±0,36	±0,45
0,0140 - 0,0155	0,0148	10,97	±0,36	±0,42
0,0155 - 0,0177	0,0166	11,60	±0,31	±0,53
0,0177 - 0,0200	0,0189	11,76	±0,47	±0,67
0,0200 - 0,0225	0,0213	13,18	±1,35	±1,28
0,0225 - 0,0250	0,0238	14,13	±1,57	±1,33
0,0250 - 0,0275	0,0263	14,72	±2,39	±1,32
0,0275 - 0,0300	0,0288	12,15	±1,80	±1,34
0,0300 - 0,0325	0,0313	10,78	±1,01	±1,01
0,0325 - 0,0350	0,0338	12,75	±1,24	±1,16
0,0350 - 0,0400	0,0375	10,17	±0,49	±0,87
0,0400 - 0,0500	0,0450	8,95	±0,28	±1,12
0,0500 - 0,0600	0,0550	7,87	±0,20	±0,47
0,0600 - 0,0700	0,0650	5,67	±0,17	±0,33
0,0700 - 0,0800	0,0750	5,28	±0,18	±0,32
0,0800 - 0,0900	0,0850	4,58	±0,16	±0,29
0,0900 - 0,1000	0,0950	3,86	±0,17	±0,26
0,1000 - 0,1200	0,1100	3,11	±0,13	±0,19
0,1200 - 0,1400	0,1300	2,70	±0,19	±0,16
0,1400 - 0,1600	0,1500	1,96	±0,16	±0,32
0,1600 - 0,1800	0,1700	1,66	±0,19	±0,28
0,1800 - 0,2000	0,1900	1,35	±0,19	±0,23
0,2000 - 0,2600	0,2300	0,826	±0,030	±0,080
0,2600 - 0,3000	0,2800	0,517	±0,031	±0,027
0,3000 - 0,4000	0,3500	0,259	±0,015	±0,017
0,4000 - 0,5000	0,4500	0,097	±0,011	±0,010
0,5000 - 0,6000	0,5500	0,0374	±0,0052	±0,0054
0,6000 - 0,8000	0,7000	0,0083	±0,0029	±0,0042

Tabelle B.17: *Differentielle Proton-Rate pro x_p-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler*

${p_t^{in}}^{min} - {p_t^{in}}^{max}$	${p_t^{in}}^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_\pi}{dp_t^{in}}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,00 - 0,10	0,05	41,49	±0,12	±1,33
0,10 - 0,20	0,15	34,16	±0,10	±1,04
0,20 - 0,30	0,25	24,544	±0,073	±0,711
0,30 - 0,40	0,35	17,157	±0,057	±0,477
0,40 - 0,50	0,45	12,103	±0,059	±0,334
0,50 - 0,60	0,55	8,701	±0,046	±0,235
0,60 - 0,70	0,65	6,509	±0,046	±0,182
0,70 - 0,80	0,75	4,899	±0,038	±0,138
0,80 - 1,00	0,90	3,378	±0,024	±0,086
1,00 - 1,20	1,10	2,136	±0,018	±0,051
1,20 - 1,40	1,30	1,425	±0,015	±0,036
1,40 - 1,60	1,50	1,012	±0,013	±0,026
1,60 - 1,80	1,70	0,733	±0,011	±0,020
1,80 - 2,00	1,90	0,5455	±0,0093	±0,0126
2,00 - 2,50	2,25	0,3482	±0,0049	±0,0076
2,50 - 3,00	2,75	0,1918	±0,0037	±0,0048
3,00 - 3,50	3,25	0,1141	±0,0026	±0,0029
3,50 - 4,00	3,75	0,0693	±0,0020	±0,0020
4,00 - 5,00	4,50	0,0379	±0,0010	±0,0011
5,00 - 6,00	5,50	0,01734	±0,00071	±0,00060
6,00 - 7,00	6,50	0,00813	±0,00048	±0,00047
7,00 - 8,00	7,50	0,00421	±0,00034	±0,00028
8,00 - 10,00	9,00	0,00164	±0,00015	±0,00013
10,00 - 12,00	11,00	0,00033	±0,00007	±0,00005
12,00 - 14,00	13,00	0,00111	±0,00013	±0,00009

Tabelle B.18: *Produktionsrate pro p_t^{in}-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Pionen*

$p_t^{in^{min}} - p_t^{in^{max}}$	$p_t^{in^{Mitte}}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_K}{dp_t^{in}}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,00 - 0,10	0,05	2,691	±0,045	±0,335
0,10 - 0,20	0,15	2,601	±0,041	±0,240
0,20 - 0,30	0,25	2,395	±0,036	±0,170
0,30 - 0,40	0,35	2,103	±0,036	±0,135
0,40 - 0,50	0,45	1,726	±0,036	±0,104
0,50 - 0,60	0,55	1,415	±0,031	±0,094
0,60 - 0,70	0,65	1,150	±0,029	±0,080
0,70 - 0,80	0,75	1,019	±0,024	±0,058
0,80 - 1,00	0,90	0,759	±0,016	±0,031
1,00 - 1,20	1,10	0,546	±0,013	±0,026
1,20 - 1,40	1,30	0,416	±0,011	±0,029
1,40 - 1,60	1,50	0,3081	±0,0095	±0,0225
1,60 - 1,80	1,70	0,2288	±0,0081	±0,0157
1,80 - 2,00	1,90	0,1899	±0,0076	±0,0201
2,00 - 2,50	2,25	0,1217	±0,0040	±0,0092
2,50 - 3,00	2,75	0,0735	±0,0030	±0,0064
3,00 - 3,50	3,25	0,0459	±0,0023	±0,0041
3,50 - 4,00	3,75	0,0303	±0,0019	±0,0034
4,00 - 5,00	4,50	0,01561	±0,00099	±0,00092
5,00 - 6,00	5,50	0,00794	±0,00077	±0,00077
6,00 - 7,00	6,50	0,00383	±0,00056	±0,00045
7,00 - 8,00	7,50	0,00223	±0,00045	±0,00036
8,00 - 10,00	9,00	0,00082	±0,00018	±0,00015
10,00 - 12,00	11,00	0,00024	±0,00008	±0,00006
12,00 - 14,00	13,00	0,00021	±0,00009	±0,00006

Tabelle B.19: *Produktions-Wirkungsquerschnitt pro p_t^{in}-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Kaonen*

${p_t^{in}}^{min} - {p_t^{in}}^{max}$	${p_t^{in}}^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_p}{dp_t^{in}}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,00 - 0,10	0,05	1,117	±0,032	±0,102
0,10 - 0,20	0,15	1,191	±0,033	±0,083
0,20 - 0,30	0,25	1,099	±0,030	±0,073
0,30 - 0,40	0,35	1,009	±0,027	±0,060
0,40 - 0,50	0,45	0,919	±0,029	±0,043
0,50 - 0,60	0,55	0,752	±0,023	±0,045
0,60 - 0,70	0,65	0,608	±0,021	±0,051
0,70 - 0,80	0,75	0,510	±0,018	±0,037
0,80 - 1,00	0,90	0,399	±0,014	±0,030
1,00 - 1,20	1,10	0,287	±0,012	±0,020
1,20 - 1,40	1,30	0,1988	±0,0094	±0,0183
1,40 - 1,60	1,50	0,1549	±0,0077	±0,0139
1,60 - 1,80	1,70	0,1091	±0,0061	±0,0130
1,80 - 2,00	1,90	0,0839	±0,0053	±0,0101
2,00 - 2,50	2,25	0,0565	±0,0023	±0,0070
2,50 - 3,00	2,75	0,0338	±0,0022	±0,0040
3,00 - 3,50	3,25	0,0189	±0,0016	±0,0030
3,50 - 4,00	3,75	0,0134	±0,0016	±0,0016
4,00 - 5,00	4,50	0,00790	±0,00090	±0,00086
5,00 - 6,00	5,50	0,00374	±0,00067	±0,00055
6,00 - 7,00	6,50	0,00192	±0,00047	±0,00035
7,00 - 8,00	7,50	0,00051	±0,00029	±0,00024
8,00 - 10,00	9,00	0,00010	±0,00009	±0,00008
10,00 - 12,00	11,00	0,00013	±0,00005	±0,00004
12,00 - 14,00	13,00	0,00012	±0,00007	±0,00004

Tabelle B.20: *Differentielle Proton-Rate pro p_t^{in}-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler*

${p_t^{out}}^{min} - {p_t^{out}}^{max}$	${p_t^{out}}^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_\pi}{dp_t^{out}}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
$0,00$ - $0,10$	$0,05$	$55,41$	$\pm 0,14$	$\pm 1,71$
$0,10$ - $0,20$	$0,15$	$42,30$	$\pm 0,12$	$\pm 1,10$
$0,20$ - $0,30$	$0,25$	$28,18$	$\pm 0,16$	$\pm 0,74$
$0,30$ - $0,40$	$0,35$	$17,511$	$\pm 0,060$	$\pm 0,399$
$0,40$ - $0,50$	$0,45$	$10,546$	$\pm 0,053$	$\pm 0,235$
$0,50$ - $0,60$	$0,55$	$6,368$	$\pm 0,042$	$\pm 0,133$
$0,60$ - $0,70$	$0,65$	$3,895$	$\pm 0,033$	$\pm 0,086$
$0,70$ - $0,80$	$0,75$	$2,467$	$\pm 0,027$	$\pm 0,056$
$0,80$ - $1,00$	$0,90$	$1,326$	$\pm 0,014$	$\pm 0,025$
$1,00$ - $1,20$	$1,10$	$0,6201$	$\pm 0,0095$	$\pm 0,0128$
$1,20$ - $1,40$	$1,30$	$0,3170$	$\pm 0,0070$	$\pm 0,0077$
$1,40$ - $1,60$	$1,50$	$0,1650$	$\pm 0,0050$	$\pm 0,0055$
$1,60$ - $1,80$	$1,70$	$0,0963$	$\pm 0,0040$	$\pm 0,0038$
$1,80$ - $2,00$	$1,90$	$0,0606$	$\pm 0,0032$	$\pm 0,0026$
$2,00$ - $2,50$	$2,25$	$0,0293$	$\pm 0,0015$	$\pm 0,0012$
$2,50$ - $3,00$	$2,75$	$0,0104$	$\pm 0,0009$	$\pm 0,0006$
$3,00$ - $3,50$	$3,25$	$0,0042$	$\pm 0,0006$	$\pm 0,0006$
$3,50$ - $4,00$	$3,75$	$0,0091$	$\pm 0,0011$	$\pm 0,0007$

Tabelle B.21: *Produktionsrate pro p_t^{out}-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Pionen*

${p_t^{out}}^{min} - {p_t^{out}}^{max}$	${p_t^{out}}^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_K}{dp_t^{out}}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,00 - 0,10	0,05	5,098	±0,058	±0,487
0,10 - 0,20	0,15	4,284	±0,063	±0,295
0,20 - 0,30	0,25	3,358	±0,119	±0,177
0,30 - 0,40	0,35	2,471	±0,041	±0,115
0,40 - 0,50	0,45	1,811	±0,033	±0,066
0,50 - 0,60	0,55	1,276	±0,058	±0,052
0,60 - 0,70	0,65	0,897	±0,023	±0,041
0,70 - 0,80	0,75	0,634	±0,019	±0,025
0,80 - 1,00	0,90	0,391	±0,010	±0,022
1,00 - 1,20	1,10	0,2013	±0,0070	±0,0118
1,20 - 1,40	1,30	0,1102	±0,0054	±0,0145
1,40 - 1,60	1,50	0,0684	±0,0040	±0,0082
1,60 - 1,80	1,70	0,0424	±0,0034	±0,0054
1,80 - 2,00	1,90	0,0231	±0,0024	±0,0023
2,00 - 2,50	2,25	0,0110	±0,0011	±0,0010
2,50 - 3,00	2,75	0,0052	±0,0008	±0,0009
3,00 - 3,50	3,25	0,0020	±0,0005	±0,0014
3,50 - 4,00	3,75	0,0031	±0,0008	±0,0006

Tabelle B.22: *Produktions-Wirkungsquerschnitt pro p_t^{out}-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Kaonen*

${p_t^{out}}^{min} - {p_t^{out}}^{max}$	${p_t^{out}}^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_p}{dp_t^{out}}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,00 - 0,10	0,05	2,205	±0,047	±0,147
0,10 - 0,20	0,15	1,903	±0,044	±0,117
0,20 - 0,30	0,25	1,585	±0,042	±0,103
0,30 - 0,40	0,35	1,298	±0,032	±0,073
0,40 - 0,50	0,45	0,977	±0,026	±0,069
0,50 - 0,60	0,55	0,714	±0,025	±0,051
0,60 - 0,70	0,65	0,497	±0,018	±0,046
0,70 - 0,80	0,75	0,349	±0,015	±0,040
0,80 - 1,00	0,90	0,2111	±0,0087	±0,0239
1,00 - 1,20	1,10	0,1153	±0,0063	±0,0131
1,20 - 1,40	1,30	0,0533	±0,0041	±0,0096
1,40 - 1,60	1,50	0,0362	±0,0033	±0,0046
1,60 - 1,80	1,70	0,0240	±0,0027	±0,0024
1,80 - 2,00	1,90	0,0120	±0,0019	±0,0020
2,00 - 2,50	2,25	0,0051	±0,0007	±0,0012
2,50 - 3,00	2,75	0,0022	±0,0004	±0,0005
3,00 - 3,50	3,25	0,0013	±0,0003	±0,0006
3,50 - 4,00	3,75	0,0012	±0,0006	±0,0005

Tabelle B.23: *Differentielle Proton-Rate pro p_t^{out}-Intervall mit statistischem- und systematischem Fehler*

$\lvert y\rvert^{min} - \lvert y\rvert^{max}$	$\lvert y\rvert^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_\pi}{d\lvert y\rvert}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
$0,00$ - $0,25$	$0,13$	$5,463$	$\pm 0,023$	$\pm 0,165$
$0,25$ - $0,50$	$0,38$	$5,634$	$\pm 0,041$	$\pm 0,178$
$0,50$ - $0,75$	$0,63$	$5,635$	$\pm 0,023$	$\pm 0,176$
$0,75$ - $1,00$	$0,88$	$5,630$	$\pm 0,025$	$\pm 0,185$
$1,00$ - $1,25$	$1,13$	$5,558$	$\pm 0,020$	$\pm 0,195$
$1,25$ - $1,50$	$1,38$	$5,424$	$\pm 0,023$	$\pm 0,202$
$1,50$ - $1,75$	$1,63$	$5,263$	$\pm 0,022$	$\pm 0,194$
$1,75$ - $2,00$	$1,88$	$5,133$	$\pm 0,013$	$\pm 0,183$
$2,00$ - $2,25$	$2,13$	$4,920$	$\pm 0,024$	$\pm 0,171$
$2,25$ - $2,50$	$2,38$	$4,615$	$\pm 0,009$	$\pm 0,166$
$2,50$ - $2,75$	$2,63$	$4,076$	$\pm 0,027$	$\pm 0,153$
$2,75$ - $3,00$	$2,88$	$3,408$	$\pm 0,025$	$\pm 0,124$
$3,00$ - $3,25$	$3,13$	$2,697$	$\pm 0,020$	$\pm 0,097$
$3,25$ - $3,50$	$3,38$	$2,001$	$\pm 0,021$	$\pm 0,086$
$3,50$ - $3,75$	$3,63$	$1,404$	$\pm 0,020$	$\pm 0,049$
$3,75$ - $4,00$	$3,88$	$0,915$	$\pm 0,025$	$\pm 0,035$
$4,00$ - $4,25$	$4,13$	$0,581$	$\pm 0,010$	$\pm 0,024$
$4,25$ - $4,50$	$4,38$	$0,3516$	$\pm 0,0089$	$\pm 0,0131$

Tabelle B.24: *Produktionsrate pro Rapiditätsintervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Pionen*

$\lvert y\rvert^{min}$ – $\lvert y\rvert^{max}$	$\lvert y\rvert^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_K}{d\lvert y\rvert}$	$\pm\,stat$	$\pm\,sys$
$0,00$ - $0,25$	$0,13$	$0,561$	$\pm 0,011$	$\pm 0,050$
$0,25$ - $0,50$	$0,38$	$0,578$	$\pm 0,012$	$\pm 0,051$
$0,50$ - $0,75$	$0,63$	$0,624$	$\pm 0,012$	$\pm 0,034$
$0,75$ - $1,00$	$0,88$	$0,662$	$\pm 0,013$	$\pm 0,050$
$1,00$ - $1,25$	$1,13$	$0,673$	$\pm 0,013$	$\pm 0,062$
$1,25$ - $1,50$	$1,38$	$0,668$	$\pm 0,014$	$\pm 0,067$
$1,50$ - $1,75$	$1,63$	$0,674$	$\pm 0,013$	$\pm 0,074$
$1,75$ - $2,00$	$1,88$	$0,708$	$\pm 0,013$	$\pm 0,077$
$2,00$ - $2,25$	$2,13$	$0,655$	$\pm 0,014$	$\pm 0,067$
$2,25$ - $2,50$	$2,38$	$0,5667$	$\pm 0,0021$	$\pm 0,0718$
$2,50$ - $2,75$	$2,63$	$0,538$	$\pm 0,010$	$\pm 0,063$
$2,75$ - $3,00$	$2,88$	$0,482$	$\pm 0,016$	$\pm 0,050$
$3,00$ - $3,25$	$3,13$	$0,395$	$\pm 0,011$	$\pm 0,039$
$3,25$ - $3,50$	$3,38$	$0,308$	$\pm 0,013$	$\pm 0,028$
$3,50$ - $3,75$	$3,63$	$0,2088$	$\pm 0,0079$	$\pm 0,0194$
$3,75$ - $4,00$	$3,88$	$0,1430$	$\pm 0,0069$	$\pm 0,0138$
$4,00$ - $4,25$	$4,13$	$0,0856$	$\pm 0,0053$	$\pm 0,0091$
$4,25$ - $4,50$	$4,38$	$0,0467$	$\pm 0,0059$	$\pm 0,0046$

Tabelle B.25: *Produktions-Wirkungsquerschnitt pro Rapiditätsintervall mit statistischem- und systematischem Fehler für Kaonen*

$\|y\|^{min} - \|y\|^{max}$	$\|y\|^{Mitte}$	$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_p}{d\|y\|}$	$\pm\, stat$	$\pm\, sys$
0,00 - 0,25	0,13	0,356	±0,012	±0,050
0,25 - 0,50	0,38	0,412	±0,013	±0,033
0,50 - 0,75	0,63	0,417	±0,013	±0,026
0,75 - 1,00	0,88	0,408	±0,016	±0,027
1,00 - 1,25	1,13	0,372	±0,011	±0,036
1,25 - 1,50	1,38	0,392	±0,012	±0,032
1,50 - 1,75	1,63	0,371	±0,010	±0,030
1,75 - 2,00	1,88	0,3053	±0,0082	±0,0296
2,00 - 2,25	2,13	0,307	±0,011	±0,021
2,25 - 2,50	2,38	0,2787	±0,0015	±0,0230
2,50 - 2,75	2,63	0,2387	±0,0042	±0,0213
2,75 - 3,00	2,88	0,1637	±0,0085	±0,0158
3,00 - 3,25	3,13	0,1085	±0,0045	±0,0096
3,25 - 3,50	3,38	0,0641	±0,0043	±0,0053
3,50 - 3,75	3,63	0,0330	±0,0031	±0,0027
3,75 - 4,00	3,88	0,0145	±0,0017	±0,0013
4,00 - 4,25	4,13	0,0050	±0,0011	±0,0006
4,25 - 4,50	4,38	0,00051	±0,00041	±0,00018

Tabelle B.26: *Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $|y|$ mit statistischem- und systematischem Fehler für Protonen*

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. K. H. Becks und Herrn Prof. J. Drees bedanken, die mich als Doktorand in ihre Arbeitsgruppe aufnahmen und mir zahlreiche Aufenthalte am CERN in Genf, sowie die Teilnahme an Konferenzen ermöglichten.

Das Gelingen dieser Arbeit im Rahmen des DELPHI Experiments war nur durch die engagierte Zusammenarbeit aller Kollaborationsmitglieder möglich, bei denen ich mich an dieser Stelle bedanken möchte.
Für das detaillierte Wissen über den RICH, dem zentralen Detektor für diese Analyse, und die Teilchenidentifikation mittels dieses Detektors bin ich Stefan Haider und Ferdinand Hahn sehr dankbar. In vielen Gesprächen habe ich sie nicht nur als Physiker schätzen gelernt.
Bei Problemen aller Art war Klaus Hamacher ein ständiger Anlaufpunkt. Ihm gilt mein Dank für viele fördernde Diskussionen, konstruktive Vorschläge und Ideen diese Analyse betreffend, sowie für die Durchsicht dieser Arbeit.
Danken möchte ich auch der Wuppertaler Arbeitsgruppe für die kollegiale Zusammenarbeit während meiner Doktorandenzeit. Hervorzuheben sind hier meine Zimmerkollegen Patrick Sponholz und Mario Reale. Sie haben mir jederzeit hilfreich zur Seite gestanden und hatten es oft bestimmt nicht leicht mit mir.
Ferner danke ich meinen Freunden Rolf und Nora Lindner deren Hilfsbereitschaft mich stets während meiner CERN Aufenthalte begleitet hat.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meiner Frau Anke bedanken, die mich in all den Jahren stets unterstützte und viel Mühe und Geduld aufbrachte.