

do not remove

Messung inklusiver
Einteilchen-Wirkungsquerschnitte
in der Photoproduktion bei einer
Schwerpunktenergie von 200 GeV
am HERA-Speicherring

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

zur

Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

DISSERTATION

von

Diplom-Physiker Michael Colombo
aus Dortmund

Dortmund

1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	6
2.1	Kinematik	6
2.2	Struktur der Hadronen	7
2.3	Inklusive Einteilchen-Wirkungsquerschnitte	15
3	Speicherring HERA	21
4	H1-Detektor	25
4.1	Spurdetektoren	29
4.1.1	Funktionsprinzip	29
4.1.2	Übersicht der H1-Spurdetektoren	33
4.1.3	Zentrale Vieldraht-Proportionalkammern	33
4.1.4	Zentrale Driftkammern	40
4.2	Kalorimeter	66
4.2.1	Funktionsprinzip	66
4.2.2	Übersicht der H1-Kalorimeter	67
4.2.3	Flüssigargon-Kalorimeter	68
4.2.4	Luminositätsystem	74
5	Photoproduktions-Ereignisse	79
5.1	Grundlagen der Selektion	79
5.2	Trigger	80
5.3	Ereignisselektion	81
5.4	Untergrundabschätzung	88
5.5	Luminosität	90
6	Spektren geladener Teilchen	92
6.1	Korrekturen der Spurverteilungen	92
6.2	Fehlerrechnung	98
6.3	Korrigierte Spurverteilungen und Einteilchen-Wirkungsquerschnitte	98
7	Diskussion der Ergebnisse	104
7.1	Harte Streuungen	104
7.2	Vergleich mit dem $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt	104
7.3	Vergleich mit Vorhersagen der QCD	108
7.3.1	Rechnungen niedrigster Ordnung	109

7.3.2	Rechnungen in höherer Ordnung	114
7.4	Gluonen im Photon	117
7.5	Jets	121
8	Zusammenfassung	126
A	Kontrollverteilungen	128
B	Simulation	132
B.1	Ereignis-Generatoren	132
B.1.1	RAYPHOTON mit LUCVDM	133
B.1.2	PYTHIA	133
B.1.3	JETSET	134
B.2	Vergleich mit den Daten	136
C	Migrationen	142

1 Einleitung

Die Erforschung der Natur des Lichts ist über Jahrhunderte eine der herausforderndsten Aufgaben der Wissenschaft geblieben.

Ursprünglich stellte man sich das Licht als einen Teilchenstrom vor, der von einer Lichtquelle, wie etwa der Sonne oder einer Kerze, radial emittiert wird. Huygens zeigte jedoch Ende des 17. Jahrhunderts, daß sich die Reflektions- und Brechungsgesetze zwanglos erklären lassen, wenn man sich das Licht als aufeinanderfolgende Wellen vorstellt. Diese Sichtweise wurde Anfang des 19. Jahrhunderts durch die Experimente von Young und Fresnel gestärkt, die die Interferenz- und Beugungseigenschaften demonstrierten und sogar die Wellenlänge maßen. Später im 19. Jahrhundert zeigte sich, daß das sichtbare Licht lediglich ein kleiner Ausschnitt des Spektrums der elektromagnetischen Wellen ist, die in der Theorie von Maxwell beschrieben werden.

Experimente Anfang dieses Jahrhunderts zeigten, daß Licht Elektronen aus einer Metalloberfläche schlagen kann. Dieses Phänomen kann nur erklärt werden, wenn Licht aus Teilchen, den Photonen, besteht. [Ein05]. Compton konnte nachweisen, daß die Photonen in Streuungen mit Elektronen tatsächlich die Eigenschaften von Teilchen zeigen [Com23]. Nur im Wellenbild zu erklären ist hingegen die Tatsache, daß die Energie der Photonen nicht von der Intensität, sondern von der Frequenz des Lichts abhängt. Der scheinbare Widerspruch dieses Dualismus von Teilchen- und Welleneigenschaften führte schließlich zur Einführung der Quantenmechanik, die sich radikal von den bis dahin verwendeten "klassischen" Theorien unterscheidet. Die Quantenelektrodynamik (QED) [Fey63] basiert auf den Prinzipien der Quantenmechanik und sagt die elektromagnetischen Wechselwirkungen des Photons voraus. Diese Vorhersagen sind mit großer Präzision und über einen enormen Energiebereich getestet worden, ohne daß Widersprüche aufgetreten sind. Im Rahmen dieser Theorie kann das Photon gemäß der Prinzipien der Heisenbergschen Unschärferelation in Elektron-Positron Paare

$$\gamma \rightleftharpoons e^+e^-$$

fluktuieren. Elektronen und Positronen sind daher in gewissem Sinne Bestandteile des Photons, d.h. das Photon ist nicht punktförmig, sondern hat eine Struktur. Die Bestandteile des Photons werden direkt nachgewiesen, wenn Elektron und Positron in einem Coulombpotential materialisieren. Dieses Phänomen ist unter dem Namen Paarproduktion bekannt und setzt voraus, daß die Energie des Photons größer als die Summe der produzierten Massen ist. Dies ist der deutlichste Hinweis auf die Photonstruktur, aber darüberhinaus gibt es zusätzliche indirekte Hinweise.

Aus heutiger Sicht ist es im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung, der

Quantenchromodynamik (QCD) [Bro93], naheliegend, dem Photon auch eine hadronische Struktur zuzuschreiben, weil es in Quark-Antiquark Paare fluktuiert. Erste Anzeichen für ein hadronisches Photon ergaben sich in den 60er Jahren als experimentell nachgewiesen werden konnte, daß die Wirkungsquerschnitte der Photon-Proton- und der Meson-Proton-Streuung einander proportional sind. Der entsprechende Proportionalitätsfaktor kann phänomenologisch durch die Fluktuation des Photons in ein Vektormeson $V = \rho, \omega, \phi, \dots$ und die anschließende Streuung von Vektormeson und Proton im Rahmen des sogenannten Vektormesondominanz VMD Modells [Sak60] und darauf basierenden Erweiterungen quantitativ erklärt werden. Zahlreiche Experimente bestätigten dieses Konzept. Zur Übersicht sei der Artikel von Bauer et al. [Bau78] genannt.

Diese Experimente wurden bislang mit ruhenden Protonen ausgeführt, in denen die verfügbare Schwerpunktsenergie so niedrig ist, daß die direkte Beobachtung der Bestandteile Quark und Antiquark, analog der Paarproduktion, nicht möglich ist. Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring sind in den meisten Fällen Streuungen quasireeler Photonen mit Protonen, weil die Elektronen nur unter kleinen Winkeln abgelenkt werden. Die mittlere Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System beträgt etwa 200 GeV , was einem Energiebereich entspricht, in dem in vergleichbaren Hadron-Hadron-Kollisionen bereits harte Streuungen der Partonen beobachtet werden [Gei90].

In dieser Arbeit sollen die Wirkungsquerschnitte der inklusiven Produktion geladener Teilchen, die im folgenden kurz als Einteilchen-Wirkungsquerschnitte bezeichnet werden, gemessen werden. Sie erlauben es, in dem vollkommen neuen kinematischen Bereich der Photoproduktion die Vorhersagen der QCD zu testen. Dazu sind die folgenden zwei Fragen zu beantworten:

- Werden harte Streuprozesse der Partonen beobachtet?
- Werden Höhe und Form der Wirkungsquerschnitte durch die QCD quantitativ richtig beschrieben?

Die zur Klärung dieser Fragen notwendigen Grundlagen der Kinematik der Photoproduktion am HERA-Speicherring, der Struktur von Hadronen und der Interpretation von Einteilchen-Wirkungsquerschnitten werden zunächst in Kapitel 2 gelegt. Die experimentellen Rahmenbedingungen sind durch die Eigenschaften des HERA-Speicherrings und des H1-Detektors gegeben, beschrieben in den Kapiteln 3 und 4. Insbesondere Kapitel 4 nimmt eine zentrale Stellung im Rahmen der Arbeit ein, da hier detailliert das Antwortverhalten der einzelnen Komponenten des H1-Detektors studiert wird, die für die Messung benötigt werden. Es folgen in Kapitel 5 die Selektion der Daten und in Kapitel 6 die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, bevor

die Arbeit mit der Interpretation der Wirkungsquerschnitte in Kapitel 7 und einem technischen Anhang schließt.

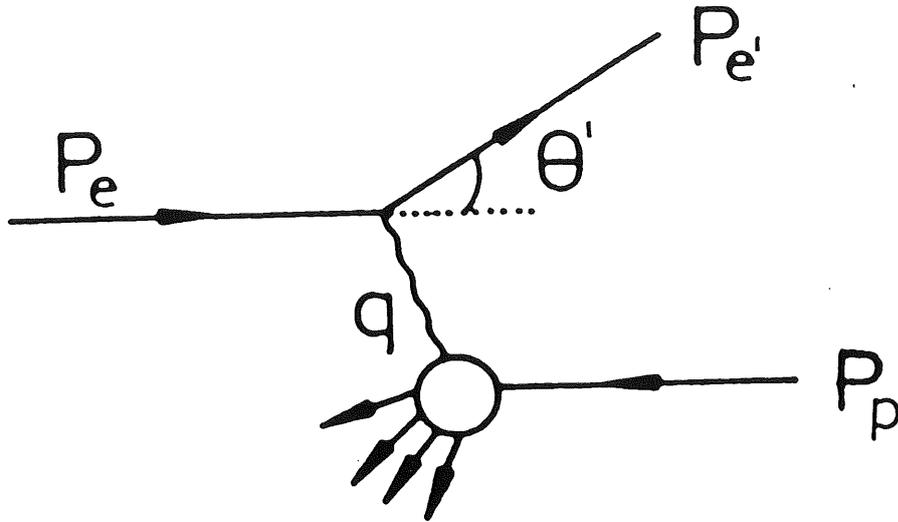


Abbildung 1: Kinematik der inelastischen Elektron-Proton-Streuung.

2 Grundlagen

In Abschnitt 2.1 wird zunächst die Kinematik der Photoproduktion am HERA-Speicherring besprochen. Anschließend sollen in Abschnitt 2.2 ausgehend von der allgemeinen Beschreibung der Hadronen im Rahmen der Quantenchromodynamik die Eigenschaften des hadronischen Photons erklärt werden. Schließlich sind in Abschnitt 2.3 die theoretischen Grundlagen zur Interpretation der inklusiven Einzelteilchen-Wirkungsquerschnitte beschrieben.

2.1 Kinematik

Die Kinematik der inelastischen Elektron-Proton-Streuung ist in Abbildung 1 skizziert. Bei festem Schwerpunktsenergiequadrat

$$s = (p_e + p_p)^2 \approx 4E_e E_p,$$

mit p_e, p_p den Viererimpulsen und E_e, E_p den Energien von einlaufendem Elektron und Proton, ist der Prozeß vollständig durch zwei unabhängige kinematische Variablen beschrieben, etwa dem negativen Viererimpulsübertragsquadrat

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_{e'})^2 \approx 4E_e E_e' \sin^2 \frac{\theta'}{2}$$

und dem relativen Energieübertrag

$$y = \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \cos^2 \frac{\theta'}{2}.$$

Hierbei sind $p_{e'}$ und $E_{e'}$ Viererimpuls und Energie des Elektrons nach der Streuung um den Winkel θ' . Das ' \approx ' Zeichen bedeutet, daß die Massen von Elektron und Proton vernachlässigt werden.

Im weit überwiegenden Teil der Fälle ist θ' , und mithin auch Q^2 , sehr klein, so daß das ausgetauschte Photon quasi masselos und damit reel ist. Effektiv erfolgt also eine Photon-Proton-Streuung, und man spricht von Photoproduktion bei HERA. Der Ausdruck für y reduziert sich zu

$$y \approx \frac{E_e - E_{e'}}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e}$$

und die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System ist

$$\sqrt{s_{\gamma p}} \approx \sqrt{4y E_e E_p}.$$

Das Spektrum des Photonstrahls ist bremsstrahlungsartig, wobei der Zusammenhang zwischen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitten σ^{ep} und Photon-Proton-Wirkungsquerschnitten $\sigma^{\gamma p}$ in der Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34] durch

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{Q^2} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \sigma^{\gamma p}$$

gegeben ist. Für das in dieser Analyse gewählte Intervall

$$0.3 < y < 0.7$$

ist $\langle y \rangle = 0.48$ und $\langle \sqrt{s_{\gamma p}} \rangle = 205 \text{ GeV} \approx 200 \text{ GeV}$.

2.2 Struktur der Hadronen

Experimentell ist eine Fülle verschiedener Hadronen beobachtet worden [Hik92]. Viele der statischen Eigenschaften der Hadronen, wie etwa Masse, Ladung, Spin und magnetisches Moment, lassen sich im Rahmen des Quarkmodells [Gel64] auf natürliche Weise erklären. In diesem Modell bestehen die Hadronen aus punktförmigen Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, den Quarks. Derzeit sind 3 sogenannte Familien bekannt, die aus je zwei Quarks bestehen,

$$\begin{pmatrix} d \\ u \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix} \quad \text{mit elektrischer Ladung} \quad \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} \\ +\frac{2}{3} \end{pmatrix},$$

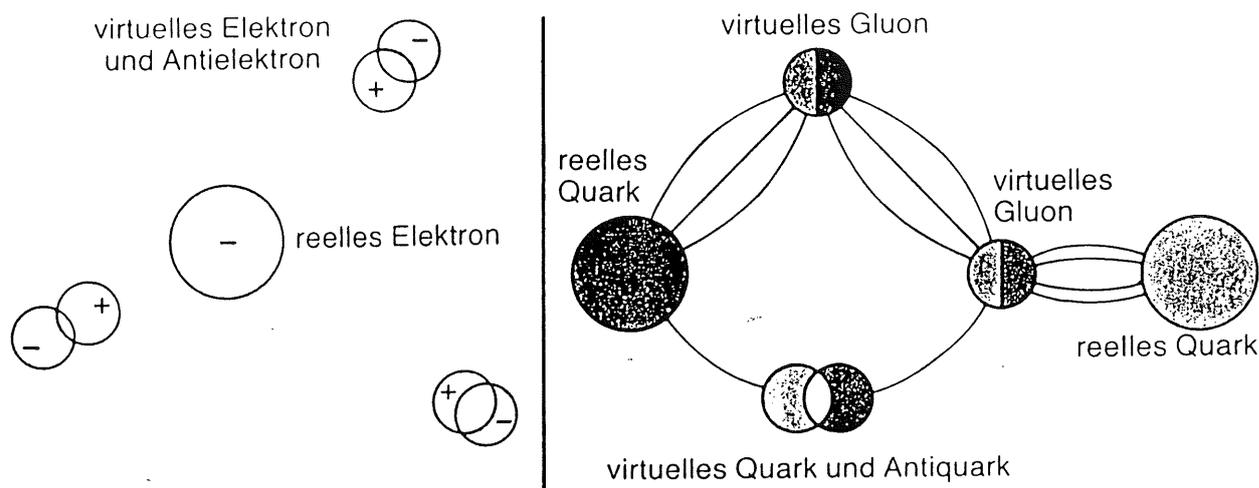


Abbildung 2: Vakuumpolarisation in der QED [links] und in der QCD [rechts] (aus [Hof84]).

von denen allein das t -Quark noch nicht direkt beobachtet worden ist. Neben der elektrischen Ladung, tragen die Quarks eine der drei Farbladungen rot/grün/blau. Die Farbladungen sind die Ursache der starken Wechselwirkung der Quarks, die im Rahmen der Quantenchromodynamik QCD beschrieben wird. Die QCD ist eine quantisierte Feldtheorie, ähnlich der Quantenelektrodynamik QED, in der es 8 Eichbosonen gibt, die Gluonen genannt werden und Übermittler der starken Wechselwirkung sind. Im Gegensatz zum Eichboson der QED, dem elektrisch neutralen Photon, sind die Gluonen jeweils zweifach farbgeladen. Letzteres führt zu einer Selbstwechselwirkung der Gluonen, die dafür verantwortlich ist, daß im Gegensatz zur QED keine freien Ladungsträger beobachtet werden. Dieser Effekt ist mit Hilfe von Abbildung 2 erklärbar. In der QED wird die Wolke virtueller Elektron-Positron-Paare in der Umgebung eines Elektrons polarisiert, weil die Positronen angezogen werden, was zu einer Abschirmung der Ladung des Elektrons führt. Somit "sieht" ein weiter entferntes geladenes Teilchen eine kleinere effektive Ladung als ein näheres. Zwar schirmen im Fall der QCD die virtuellen Quark-Antiquark-Paare die Farbladung auch ab, aber die virtuellen Gluonen, die die Farbladung ebenfalls spüren, bewirken das Gegenteil. So stößt ein rotes Quark die rote Komponente des Gluons ab, was zu einer Verstärkung der roten Ladung führt. Da dieser Effekt dominiert, spüren zwei Quarks mit einem kleinen Abstand nur eine sehr kleine Kraft, die aber wegen des zunehmenden Einflusses der Gluonwolke umso mehr wächst, je weiter sie voneinander entfernt sind. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von der asymptotischen

Freiheit der Quarks bei kleinen Abständen.

Kleine Abstände werden in Streuexperimenten gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation erreicht, wenn der Impulsübertrag Q groß ist, d.h. in harten Streuungen. Das entsprechende Matrixelement kann in diesem Fall störungstheoretisch berechnet werden, wenn es in Vielfachen der starken Kopplungskonstante α_s , die proportional zum Quadrat der Farbladung ist, entwickelt wird.

Im einfachsten Fall, dem Quark-Parton-Modell, wird die starke Wechselwirkung der Partonen im Hadron vernachlässigt, d.h. die Quarks sind frei. So wird die tiefinelastische Streuung eines Elektrons an einem Hadron A als die Streuung an einem freien Parton mit dem longitudinalen Impulsanteil x berechnet. Der gesamte Wirkungsquerschnitt der Elektron-Hadron-Streuung ist dann proportional der Strukturfunktion F_2^A , die die Zusammensetzung des Hadrons aus den Partonen charakterisiert. F_2^A nimmt die einfache Form

$$F_2^A(x) = x \sum_q e_q f_A^q(x)$$

an, wobei die Summe über alle Arten von Partonen q mit der Ladung e_q läuft. $f_A^q(x)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte das Parton q mit Impulsanteil x im Hadron A vorzufinden. Während sich auf diese Weise die Verteilung der geladenen Partonen durch die Elektronen abtasten läßt, kann der Beitrag ladungsneutraler Partonen g nur indirekt über eine Summenregel

$$\int_0^1 x dx \sum_{q,g} (f_A^q(x) + f_A^g(x)) = 1$$

bestimmt werden, die aus der Impulserhaltung folgt.

Berücksichtigt man die starke Wechselwirkung der Partonen, so hängt die Strukturfunktion jedoch nicht nur von x ab, sondern auch vom Impulsübertragsquadrat Q^2 , da bei einer höheren Ortsauflösung die Verzweigungen $q \rightarrow qg, g \rightarrow q\bar{q}$ oder $g \rightarrow gg$ der Quarks q und Gluonen g sichtbar werden. Phänomenologisch wird ein "größeres" Parton in "kleinere" aufgelöst, und da sich die "kleineren" Partonen den longitudinalen Impuls teilen, sieht man mehr Partonen bei kleinem x und weniger bei großem. Die Wahrscheinlichkeiten der Verzweigungen eines Partons i mit Impulsanteil x' in ein Parton j mit Impulsanteil x , die Splittingfunktionen $P_{ij}(x/x')$, lassen sich in der QCD berechnen, so daß sich die Entwicklung von f_A^q und f_A^g in Abhängigkeit von Q^2 durch das gekoppelte System der Altarelli-Parisi-Gleichungen

$$\frac{df_A^q(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left[P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) f_A^q(x', Q^2) + P_{gq}\left(\frac{x}{x'}\right) f_A^g(x', Q^2) \right]$$

und

$$\frac{df_A^g(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left[P_{gq}\left(\frac{x}{x'}\right) f_A^q(x', Q^2) + P_{gg}\left(\frac{x}{x'}\right) f_A^g(x', Q^2) \right]$$

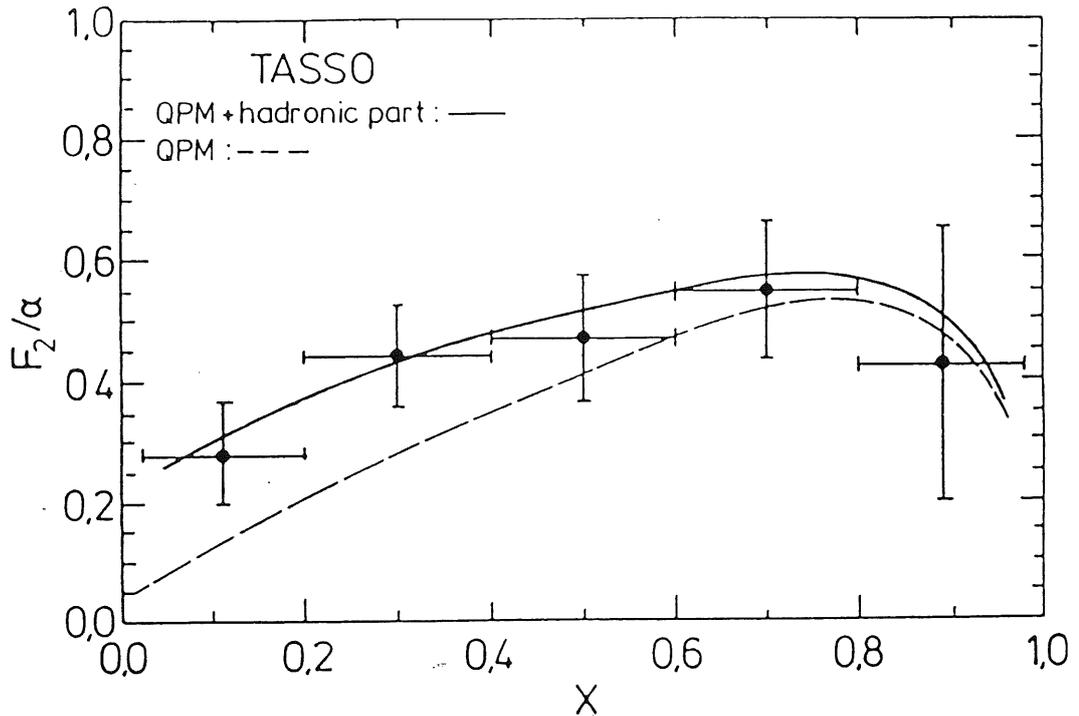


Abbildung 3: Messwerte der Photonstrukturfunktion (\bullet); die Kurven zeigen die Summe aus hadronischem und punktförmigen Anteil (durchgezogen) und den Beitrag des punktförmigen Anteils allein (gestrichelt) [Alt86].

angeben läßt [Alt77]. Kennt man die Strukturfunktion bei einem bestimmten Q_0^2 , so kann die Entwicklung daher für zunehmende Q^2 vorhergesagt werden. Die volle Strukturfunktion vorherzusagen ist jedoch nicht möglich, da die Rückwärtsentwicklung einer Messung zu kleineren Q^2 versagt, weil die Kopplungskonstante zu groß wird und die Störungsreihe daher zusammenbricht.

Die Struktur eines Photons läßt sich genau wie die eines Hadrons mittels tiefinelastischer Streuung von Elektronen abtasten und Abbildung 3 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung [Alt86]. Das VMD-Modell, demzufolge das hadronische Photon durch Fluktuation in Vektormesonen beschrieben ist, kann die Daten nicht erklären, denn die gemessene Strukturfunktion unterscheidet sich deutlich von der eines Mesons. Insbesondere bei großen Werten des Impulsanteils x dominiert ein zusätzlicher Beitrag, der in der Abbildung mit "QPM" bezeichnet ist. In diesem Anteil der Strukturfunktion spiegelt sich wider, daß das Photon im Gegensatz zu einem Hadron auch ein elementares Teilchen ist und daher eine Wahrscheinlichkeit f_γ existiert, ein Photon in sich selbst zu finden. Die Kopplung des Photons an

ein Quark-Antiquark-Paar, also $\gamma \rightarrow q\bar{q}$, erfordert daher eine zusätzliche Splittingfunktion $P_{\gamma q}$ in der Altarelli-Parisi-Gleichung der Quarks. In niedrigster Ordnung Störungstheorie in der elektromagnetischen Kopplungskonstante α reduziert sich f_γ^γ zu einer δ -Funktion und die Altarelli-Parisi-Gleichung wird mit

$$\frac{df_\gamma^q(x, Q^2)}{d \log Q^2} = P_{\gamma q}(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left[P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) f_\gamma^q(x', Q^2) + P_{gq}\left(\frac{x}{x'}\right) f_\gamma^g(x', Q^2) \right]$$

inhomogen. Die Lösung dieser Gleichung ist daher durch die Summe einer allgemeinen homogenen Lösung und einer speziellen inhomogenen Lösung gegeben. Die allgemeine homogene Lösung entspricht jener eines normalen Hadrons und ist mit dem VMD-Ansatz verknüpft, während die spezielle inhomogene Lösung die punktförmigen Kopplungen des Photons verkörpert. Man spricht daher in diesem Zusammenhang oft von dem hadronischen und dem punktförmigen Anteil der Photonstruktur. Experimentell lassen sich diese Beiträge jedoch nicht unterscheiden.

Die Vernachlässigung der höheren Ordnungen in α bei der Betrachtung von f_γ^γ hat zur Konsequenz, daß im Photon keine Impulssummenregel gilt. Daher ist der Gluonanteil des Photons bislang unbestimmt, weil er in den Elektron-Photon-Streuungen nicht abgetastet werden kann. Dementsprechend liefern Multiparameter-Anpassungen der Partonverteilungen an die Daten die verschiedensten Parametrisierungen für den Gluonanteil, wie Abbildung 4 zeigt, während die Verteilungen der Quarks weitgehend übereinstimmen, weil sie durch Daten festgelegt sind. Erwähnt sei, daß die Parametrisierung von GRV [Glü92b] auf einem Modell beruht, das nur einen freien Parameter hat, und daher als eine Vorhersage des Gluonanteils zu verstehen ist. Dieses Modell geht von einem VMD-Ansatz aus, wonach bei einem sehr niedrigen Wert $Q_0^2 = 0.3 (GeV/c)^2$ die Strukturfunktion eines Photons jener eines Pions entspricht. Der punktförmige Anteil der Photonstrukturfunktion wird dann allein im Verlauf der Altarelli-Parisi-Entwicklung generiert.

Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt worden ist, erwartet man bei HERA in den Bereich harter Photon-Proton-Streuungen vorzudringen. Damit kann die Vorstellung von der Photonstruktur experimentell überprüft werden. Insbesondere besteht die Möglichkeit, Aussagen über den Gluonanteil zu machen, da die Partonen des Protons an die Gluonen koppeln, was unmittelbar die Höhe des Wirkungsquerschnitts beeinflusst. Neben den Prozessen, in denen sich die Photonstruktur zeigt, also ein aufgelöstes Photon beteiligt ist, erwartet man in niedrigster Ordnung Störungstheorie jedoch auch direkte Kopplungen des punktförmigen Photons an die Partonen des Protons. Da in diesem Fall das Photon ganz in die Streuung eingeht, unterscheiden sie sich phänomenologisch durch den fehlenden Photon-Rest von Prozessen mit aufgelöstem Photon. Der Photon-Rest entspricht dabei dem Signal der unbeteiligten

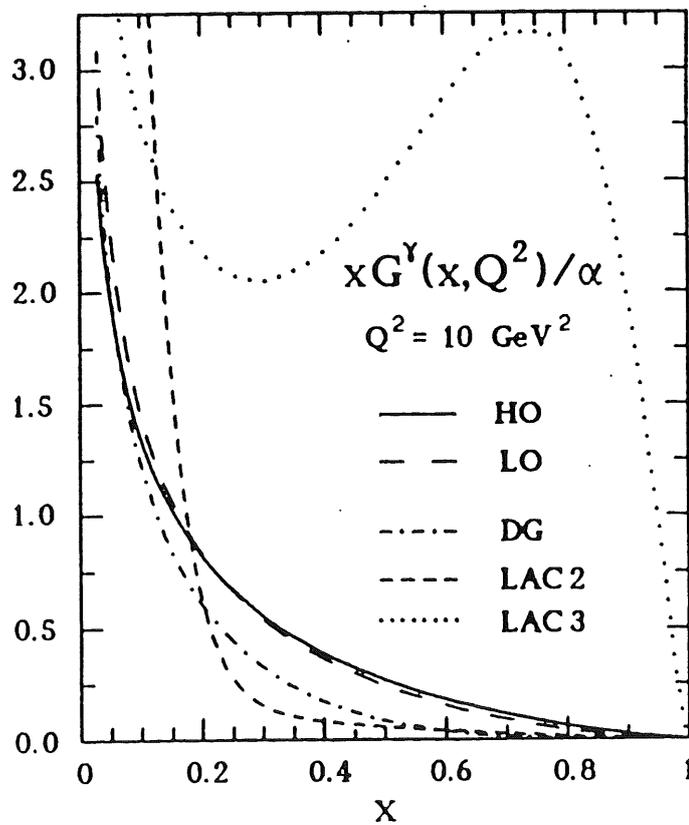
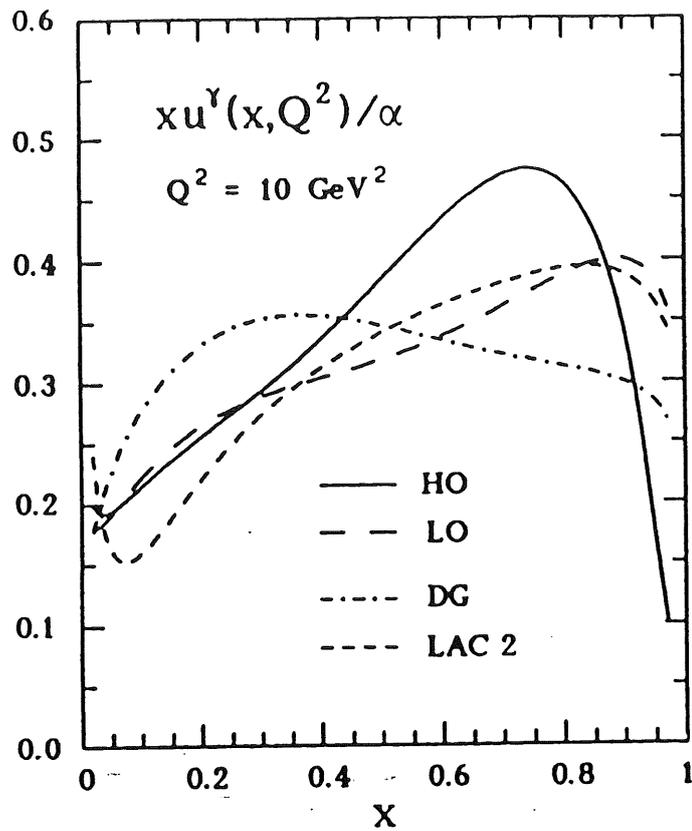


Abbildung 4: Verschiedene Parametrisierungen der Verteilung von u -Quark ($u^\gamma \sim f_\gamma^u$) [oben] und Gluon ($G^\gamma \sim f_\gamma^g$) [unten] im Photon (aus [Vog92]).

Zuschauerpartonen des Photons, das in vollkommener Analogie zu den Zuschauern in Hadron-Hadron-Kollisionen in der Richtung des einlaufenden Photons erwartet wird.

Abschließend sind zur Verdeutlichung der Begriffe die in niedrigster Ordnung Störungstheorie erwarteten Beiträge der Kopplung des Photons an die Gluonen des Protons in der Photoproduktion bei HERA in Abbildung 5 dargestellt.

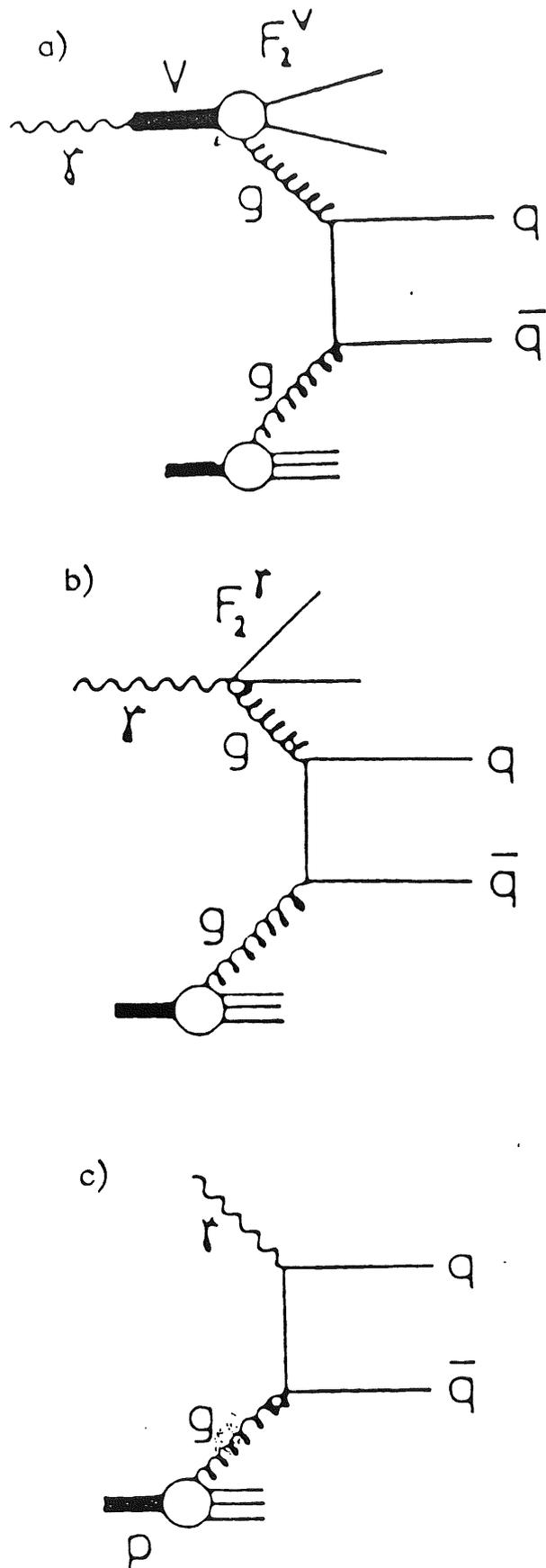


Abbildung 5: Übersicht der Kopplungen des Photons an die Gluonen des Protons in harten Streuungen für die niedrigste Ordnung Störungstheorie: Prozesse mit aufgelöstem Photon, bei denen das Photon in ein Vektormeson (a) oder einen ungebundenen Zustand (b) fluktuiert und direkte Kopplungen des punktförmigen Photons (aus [Pau92]).

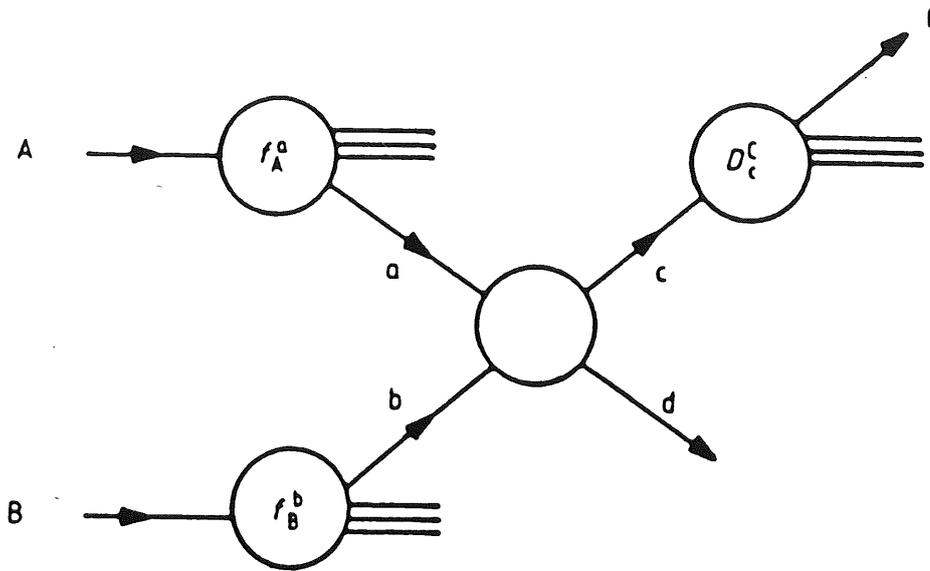


Abbildung 6: Hadronische Wechselwirkung $AB \rightarrow CX$ bei hohem Transversalimpuls p_T mit dem harten Parton-Prozeß $ab \rightarrow cd$, den Verteilungsfunktionen $f_A^a(x_a)$ und $f_B^b(x_b)$ sowie der Fragmentationsfunktion $D_{c \rightarrow C}(z)$.

2.3 Inklusive Einteilchen-Wirkungsquerschnitte

In der QCD lassen sich die Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt}$ der Streuungen von Partonen $ab \rightarrow cd$, bei großem Impulsübertragsquadrat \hat{t} zwischen a und c berechnen. Dieser berechnete Wirkungsquerschnitt kann jedoch nicht mit dem Experiment konfrontiert werden, da die Partonen wegen ihrer Farbladung nicht frei existieren.

Zu beobachten sind Kollisionen von Hadronen A und B, in denen andere Hadronen produziert werden. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Produktion eines Hadrons C und weiterer unspezifizierter Hadronen X in der Reaktion $AB \rightarrow CX$ ist der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt}$ daher über alle Arten einlaufender Partonen zu summieren und es ist über die Wahrscheinlichkeiten $f_A^a(x_a)$ und $f_B^b(x_b)$ zu integrieren, die entsprechenden Partonen in den jeweiligen Hadronen zu finden. Ferner ist mit der Funktion $D_c^C(z)$ zu falten, die die Wahrscheinlichkeit angibt, das Hadron C mit Impulsanteil z aus dem Parton c zu erzeugen. $D_c^C(z)$ ist das Analogon zu $f_A^a(x_a)$, wird Fragmentationsfunktion genannt, und kann in der Elektron-Positron-Annihilation gemessen werden.

Zusammenfassend ist also der invariante Einteilchen-Wirkungsquerschnitt des Pro-

zesses $AB \rightarrow CX$ durch

$$E_C \frac{d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3p_C} = \frac{1}{\pi} \sum_{abcd} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_A^a(x_a) f_B^b(x_b) \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \frac{D_{c \rightarrow C}(z)}{z}$$

gegeben [Siv76], wobei E_C und p_C Energie und Dreierimpuls des beobachteten Hadrons C sind.

Sind p_x, p_y, p_z die Komponenten des Impulses p , mit der z -Richtung entlang der einlaufenden Hadronen, läßt sich der invariante Wirkungsquerschnitt allgemein in Abhängigkeit der beobachtbaren Größen Transversalimpuls $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$ und Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ mit $\tan \theta = \frac{p_T}{p_z}$ unter Vernachlässigung von Masseneffekten ausdrücken:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{d(p_T^2)d\eta}.$$

Der überwiegende Teil der hadronischen Streureaktionen ist weich in dem Sinne, daß keine Parton-Streuungen unter großen Winkeln auftreten und experimentell ist die p_T -Abhängigkeit für derlei Prozesse proportional zu e^{-6p_T} bestimmt worden [Gei90]. Für die harte Streuung sagt die QCD jedoch ein Potenzverhalten der Form p_T^{-n} voraus [Ber71], wenn die Skalenverletzungen durch die Partonverteilungen und die Fragmentationsfunktion vernachlässigt werden, denn es gilt

$$\frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \sim \frac{1}{\hat{t}^2} \sim \frac{1}{p_T^4}.$$

Eine Zusammenstellung der Messungen von Einteilchen-Wirkungsquerschnitten als Funktion von p_T in der Proton-(Anti)-Proton Streuung ist in Abbildung 7 gezeigt, wobei zu erkennen ist, daß sich der gemessene Wirkungsquerschnitt mit steigender Schwerpunktsenergie deutlich von dem exponentiellen Verhalten weicher Streuungen unterscheidet. Hieraus kann qualitativ geschlossen werden, daß das beobachtete Hadron C Information über die harten Streuungen trägt.

Auch das erwartete Potenzverhalten ist zu beobachten. So zeigt die Anpassung der Funktion $f(p_T) = A(1 + \frac{p_T}{p_{T0}})^{-n}$, daß der Parameter n mit steigender Schwerpunktsenergie kleiner wird [Alb90].

Ein quantitativer Test der QCD setzt die komplette Rechnung unter Einbeziehung von Struktur- und Fragmentationsfunktionen voraus. Erst seit kurzem sind dabei Rechnungen in nächstführender Ordnung (NLO) Störungstheorie verfügbar [Bor93a]. Skalenabhängigkeiten, wie sie in Anhang B.1 im Zusammenhang mit Rechnungen in niedrigster Ordnung (LO) diskutiert werden, sind in höherer Ordnung drastisch reduziert, so daß jetzt erstmals neben der Form des Wirkungsquerschnitts, auch seine absolute Höhe vorhergesagt wird. Obwohl diese Rechnungen nicht voll konsistent sind, da vorläufig noch LO-Fragmentationsfunktionen verwendet werden,

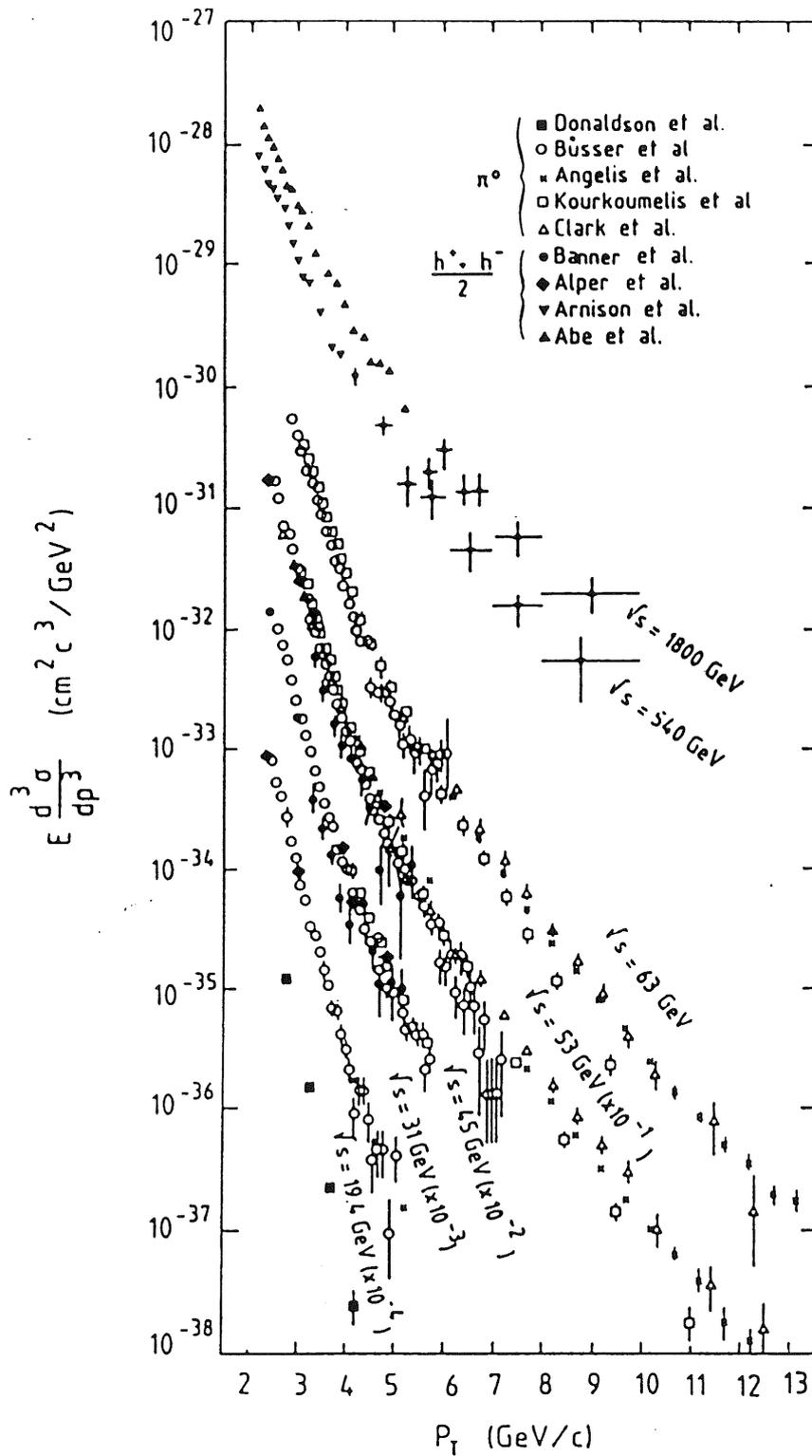


Abbildung 7: Invarianter Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T in der Proton-(Anti)-Proton-Streuung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien [Gei90].

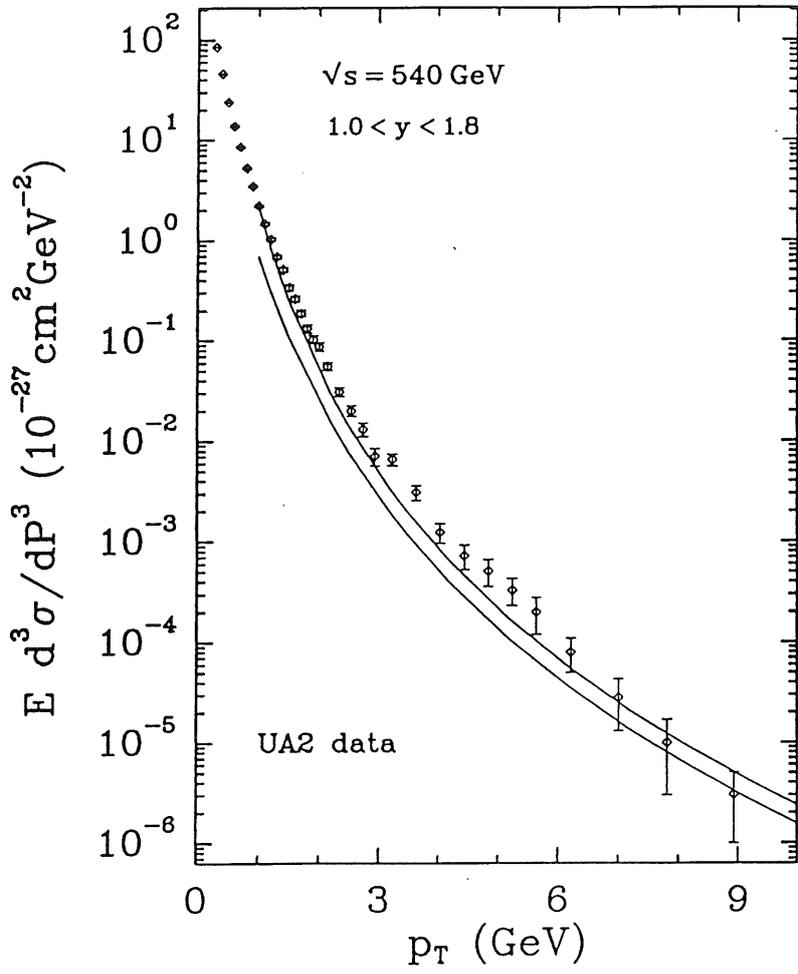


Abbildung 8: Invarianter Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T in der Proton-Antiproton-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ [Ban85] verglichen mit QCD-Rechnungen in niedrigster (untere Kurve) und nächstführender Ordnung (obere Kurve) Störungstheorie [Bor93a].

zeigt Abbildung 8 doch eine sehr gute Beschreibung der Daten. Zum Vergleich ist in dieser Abbildung auch das Ergebnis der Rechnung in führender Ordnung gegeben. Das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte beträgt etwa 1.5.

Unter der Annahme, daß sich das Photon genau wie ein "normales" Hadron verhält, lassen sich in vollkommener Analogie die entsprechenden Wirkungsquerschnitte auch für die Photon-Proton-Streuung mit einem aufgelösten Photon angeben, wenn in den Rechnungen eine der Proton-Strukturfunktionen durch die Photon-Strukturfunktion ersetzt wird [Bor93b]. Zu diesem Wirkungsquerschnitt muß der Anteil des Wirkungsquerschnitts addiert werden, bei dem das Photon direkt an die Partonen des Protons koppelt, und der in der Proton-(Anti)-Proton-Streuung nicht auftritt [Kni94].

Der Einteilchen-Wirkungsquerschnitt mit der bislang höchsten Schwerpunktsenergie in der Photoproduktion ist von der WA69-Kollaboration [Aps89] gemessen worden und in Abbildung 9 zu sehen. Die Form wird durch einen exponentiellen Abfall dominiert, wie er für weiche hadronische Streuungen charakteristisch ist. Interessant ist darüberhinaus der Vergleich mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt für die Meson-Proton-Streuung. Dabei nähert man die Vektormesonen durch eine Superposition von skalaren Mesonen mit einem Anteil von 60% Pionen und 40% Kaonen an. Gemäß der Vorschrift des VMD-Modells ist der so bestimmte Wirkungsquerschnitt durch den Faktor 200 zu teilen. Bei kleinen p_T sind die beiden Wirkungsquerschnitte deckungsgleich, in voller Übereinstimmung mit der Beschreibung des Verhältnisses der totalen Wirkungsquerschnitte durch das VMD-Modell. Im Bereich hoher p_T zeigt sich jedoch ein deutlich größerer Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion, der zum Teil der direkten Kopplung der Photonen an die Partonen des Protons zugeschrieben wird [Aps89].

Die in der Einleitung definierten Ziele der Arbeit können nun präzisiert werden. Mit der Messung der Einteilchen-Wirkungsquerschnitte in der Photoproduktion am HERA-Speicherring ist zu klären, ob die Erhöhung der Schwerpunktsenergie von einer Größenordnung gegenüber bisherigen Experimenten ausreicht, um in den Bereich harter Streuungen vorzudringen, mithin ob das p_T -Spektrum das erwartete Potenzverhalten zeigt. Weiterhin ist zu klären, ob sich der Wirkungsquerschnitt quantitativ mit QCD-Rechnungen beschreiben läßt, wobei die Frage nach den zusätzlich auftretenden Prozessen aus dem punktförmigen Anteil der Photon-Strukturfunktion und der direkten Kopplung besondere Berücksichtigung finden sollte. Schließlich ist die Höhe des Gluonanteils im Photon einzugrenzen.

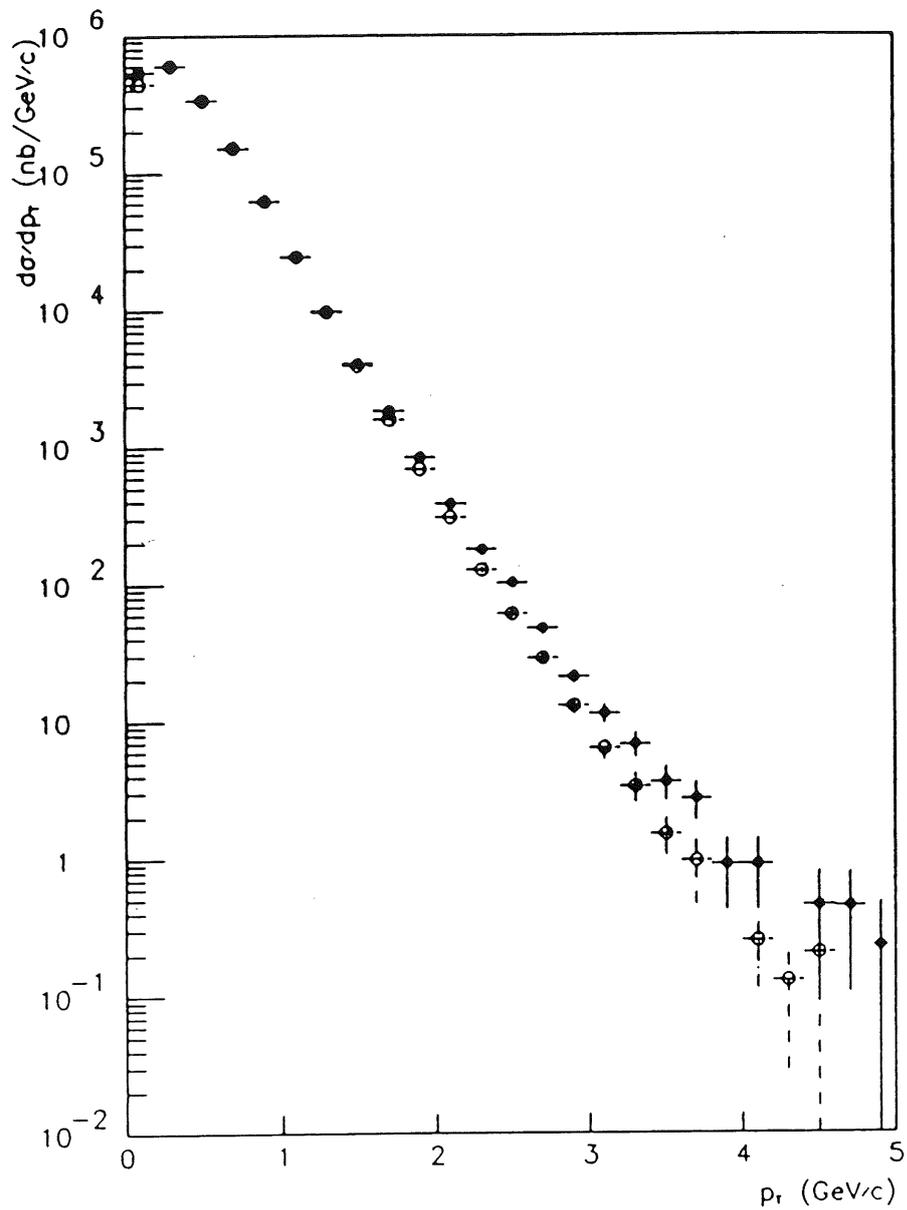


Abbildung 9: *Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T von Photon-Proton- (●) und gemäß des VMD-Modells skalierten Meson-Proton-Streuungen (○) bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 18 \text{ GeV}$ [Aps89].*

3 Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage, kurz HERA, ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen und Protonen kollidieren. Elektronen und Protonen laufen in zwei getrennten Röhren, die sich in einem unterirdischen Tunnel mit dem Umfang 6.34 km befinden. Eine schematische Ansicht der Anlage zusammen mit dem Vorbeschleunigersystem ist in Abbildung 10 gegeben [Wii91].

Die Kollisionenpunkte von Elektronen und Protonen liegen im Zentrum der geraden Abschnitte des Rings und sind von Hallen umgeben, die die Experimente H1 und ZEUS beherbergen. Das H1-Experiment, mit dem die hier besprochene Messung durchgeführt wird, befindet sich in der Halle "Nord".

Die Elektronen werden mit einer Energie von 12 GeV in den Ring eingefüllt und auf die endgültige Energie von nominell 30 GeV beschleunigt. Der Elektronenstrom ist nicht kontinuierlich, sondern die Elektronen sind in 210 Paketen zusammengefaßt. Die Ausdehnung dieser Pakete ist eine wichtige Kenngröße, die durch die Frequenz der beschleunigenden elektromagnetischen Wellen bestimmt ist. Die Emittanz des Strahls beträgt in horizontaler Richtung $\epsilon_x^e = 3.5 \cdot 10^{-8}\text{ m}$ und in vertikaler Richtung $\epsilon_z^e = 1.5 \cdot 10^{-9}\text{ m}$. Die Lebensdauer eines gespeicherten Elektronenstrahls beträgt bis zu 8 Stunden und ist im wesentlichen durch Energieverluste bei Bremsstrahlungsprozessen an den Restgasatomen im Strahlrohr begrenzt.

Die Protonen werden von der Einschußenergie 40 GeV auf die Sollenergie von 820 GeV beschleunigt. Die Magneten des Protonrings sind im Gegensatz zu jenen des Elektronrings supraleitend, um die nötigen Ablenkkfelder effizient zu erzeugen. Genau wie die Elektronen sind die Protonen in 210 Paketen zusammengefaßt. Die horizontale Emittanz ist $\epsilon_x^p = 21.8 \cdot 10^{-9}\text{ m}$, die vertikale Emittanz $\epsilon_z^p = 19.6 \cdot 10^{-9}\text{ m}$. Die Lebensdauer eines Protonenstrahls beträgt etwa 100 Stunden, so daß er für mehrere Elektronfüllungen verwendet werden kann.

Aus der Umlauffrequenz von etwa 47 kHz und der nominellen Zahl von 210 Paketen, ergibt sich ein zeitlicher Abstand von 96 ns zwischen zwei Kollisionen.

Die Zahl N^{ev} der beobachtbaren Reaktionen hängt bei gegebenem Wirkungsquerschnitt σ_0 von der zeitlich integrierten Luminosität

$$L = \int \mathcal{L} dt$$

gemäß

$$N^{ev} = L\sigma_0$$

ab. Die Luminosität \mathcal{L} ist eine charakteristische Eigenschaft des Beschleunigers, denn sie wird durch die Abmessungen des Strahls und die Höhe der Ströme be-

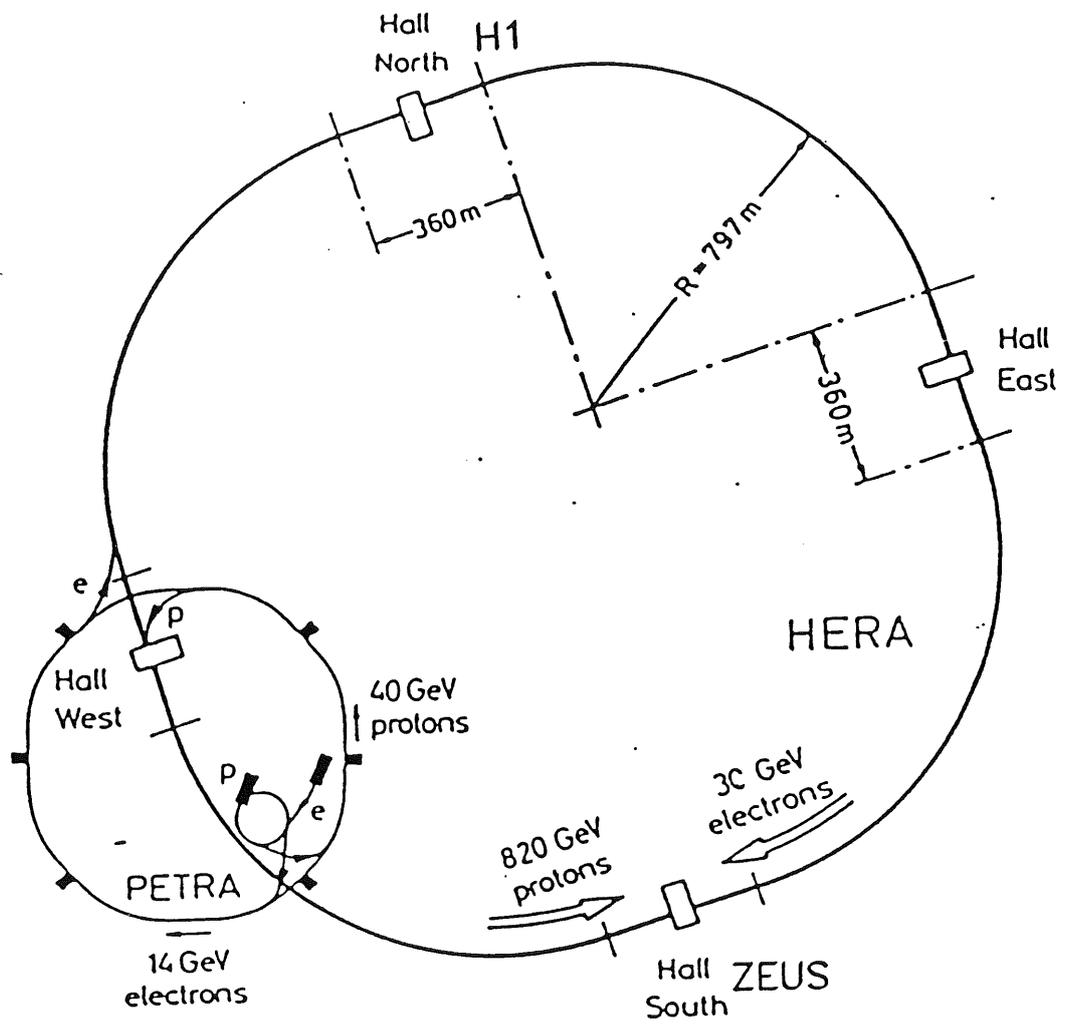


Abbildung 10: Schematische Ansicht des HERA-Speicherrings mit dem System der Vorbeschleuniger [Wii91].

stimmt. Auf die Messung der Luminosität wird ausführlich in Abschnitt 5.5 eingegangen.

Die Kenndaten des Beschleunigers weichen in der hier betrachteten Datennahmeperiode teilweise von den geplanten Werten ab. So betrug die Energie der Elektronen nur 26.7 GeV und von den 210 vorgesehenen Elektronen- und Protonen-Paketen waren nur jeweils 10 besetzt. Je 9 dieser Pakete kollidierten, während ein Elektronen- und ein Protonen-Paket keinen Kollisionspartner hatte. Diese sogenannte freien Pakete werden zu Studien des Untergrundes, bestehend aus Wechselwirkungen der Elektronen und Protonen mit dem Restgas und den Aperturgrenzen des Beschleunigers, bei der Analyse verwendet. Während der Strom je Elektronen-Paket in der betrachteten Periode $220\ \mu\text{A}$ und damit 80% des angestrebten Wertes betrug, war der Strom je Protonen-Paket durch Limitierungen im Vorbeschleunigersystem auf $110\ \mu\text{A}$ begrenzt, was lediglich 15% des angestrebten Wertes von $750\ \mu\text{A}$ entspricht. Aus den genannten Gründen versteht sich deshalb, daß die Luminosität nur etwa 1% des vorgesehenen Wertes betrug, wobei die höchste im Verlauf der betrachteten Periode gemessene Luminosität $\mathcal{L} = 2.1 \cdot 10^{29}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ war.

Eine weitere wichtige Eigenschaft des Beschleunigers ist die effektive Ausdehnung der Wechselwirkungszone. Da Elektronen- und Protonen-Pakete longitudinal ausgedehnt sind, ist der Ort der Kollisionen entlang der z-Achse z_{vtx} um den nominalen Wechselwirkungspunkt bei $z=0$ verteilt. z_{vtx} kann für jedes Ereignis aus den Spuren der produzierten geladenen Teilchen rekonstruiert werden, wie in Abschnitt 4.1.4 erläutert wird. Abbildung 11 zeigt, daß die Verteilung von z_{vtx} in der betrachteten Periode gut durch eine Gaußfunktion mit einem Mittelwert von $\mu = (-1.1 \pm 1)\text{ cm}$ und einer Breite von $\sigma = (25.5 \pm 1)\text{ cm}$ beschrieben wird.

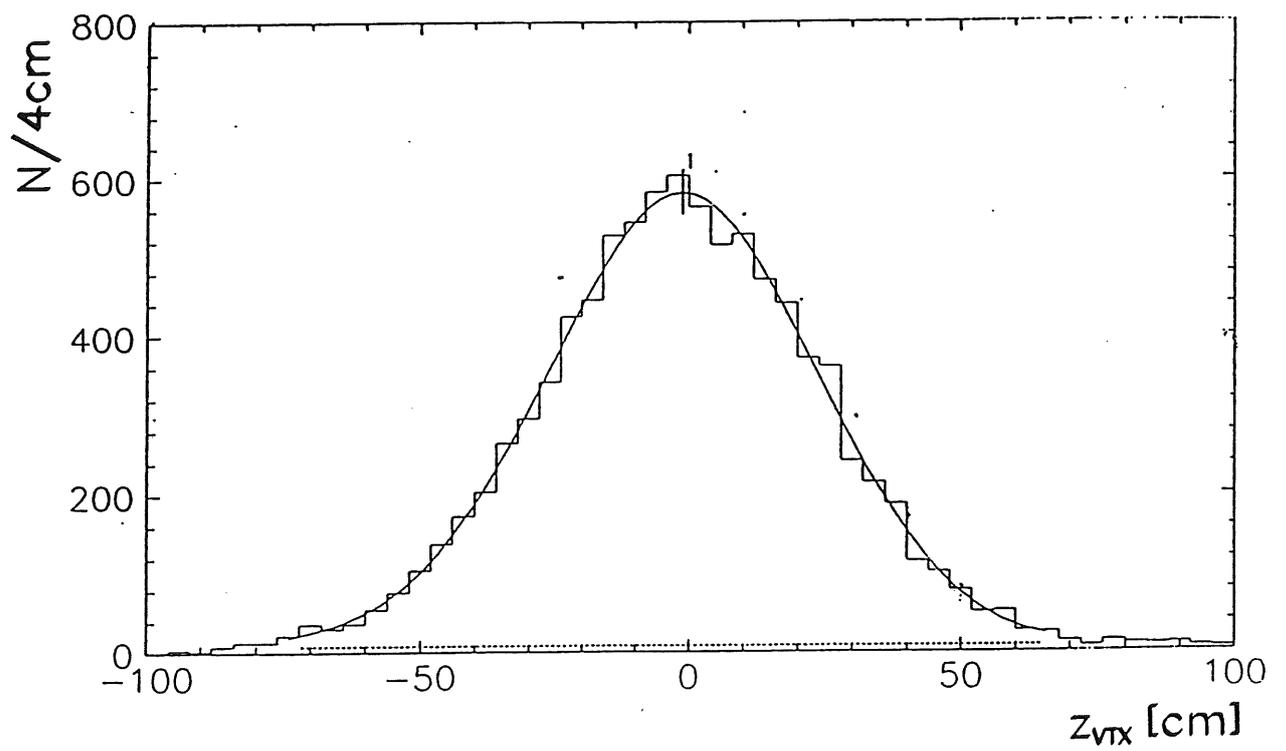


Abbildung 11: Verteilung des aus den Spuren geladener Teilchen rekonstruierte Position des Ereignis-Vertices z_{vtx} entlang der Strahlachse [Ros92].

4 H1-Detektor

Der H1-Detektor umgibt eine der Wechselwirkungszone des HERA-Speicherrings. Er soll die in Kollisionen der Elektronen und Protonen produzierten Teilchen möglichst vollständig nachweisen. Die Anforderungen an einen solchen Detektor ergeben sich aus der hohen Wechselwirkungsrate, dem großen Untergrund-Signal-Verhältnis und der Vielzahl zu beobachtender Prozesse, die von weichen hadronischen Reaktionen mit niedriger Multiplizität bis zu harten Streuprozessen mit mehreren hochenergetischen Teilchenjets reichen. Dies erfordert ein schnelles Erkennen und Auswählen interessanter Ereignisse, die Aufgabe des Triggers, und eine genaue Vermessung der ausgewählten Ereignisse in Bezug auf die produzierten Teilchen, die Aufgabe der Rekonstruktion.

Diese Aufgaben können prinzipiell mit den verschiedensten Detektortypen [Kle84] erfüllt werden, wobei sich zwei grundlegende Klassen unterscheiden lassen: mit Spurdetektoren wird die Bahn der produzierten Teilchen verfolgt, mit Kalorimetern ihre Energie gemessen. Beide Konzepte haben ihre speziellen Vor- und Nachteile. Spurdetektoren bewähren sich, wenn es darum geht, isolierte geladene Teilchen zu vermessen, denn der Impuls dieser Teilchen kann anhand der Krümmung ihrer Spur in der Ebene senkrecht zu einem externen Magnetfeldes bestimmt werden. Bei der Vermessung von Jets, also dichter Bündel von Teilchen mit teils hohen Impulsen, stößt ein Spurdetektor jedoch an seine Grenzen, da die einzelnen Spuren räumlich nicht mehr getrennt werden können und zudem die relative Auflösung der Impulsmessung mit steigenden Impulsen sinkt. In Kalorimetern kann im Gegensatz zu den Spurdetektoren nur eine grobe Ortsinformation aus Auftreffpunkt und Richtung der Teilchen ermittelt werden, und in vielen Fällen lassen sich die einzelnen Teilchen nicht trennen. Da jedoch die relative Energieauflösung mit der Energie steigt und auch elektrisch neutrale Teilchen nachgewiesen werden, eignen sie sich sehr gut zur Vermessung von Jets. Zudem können Kalorimeter so gebaut werden, daß sie quasi den gesamten Raumwinkel abdecken.

Unter Berücksichtigung des bisher Gesagten ergibt sich zwangsläufig, daß die genannten Anforderungen an einen Universaldetektor in einem Speicherring nur durch die geschickte Kombination verschiedener Einzeldetektoren aus beiden Detektorklassen zu erfüllen sind. Dabei ist zu beachten, daß bei einer derartigen Kombination von Einzeldetektoren immer Kompromisse eingegangen werden müssen, die darauf abzielen ein insgesamt ausgewogenes System zu erstellen. Abweichungen gegenüber einem idealen Nachweisgerät ergeben sich dabei aus einer unvermeidbaren gegenseitigen negativen Beeinflussung der verschiedenen Einzeldetektoren, aus konstruktiven und aus finanziellen Gründen.

Abbildung 12 zeigt, daß das Experiment H1 ein Universaldetektor ist, der fast den gesamten Raumwinkel abdeckt. Der asymmetrische Aufbau berücksichtigt die starke Bündelung der Reaktionsprodukte in Richtung der Protonen, die eine Folge der sehr unterschiedlichen Energien der kollidierenden Teilchen ist. Die einzelnen Detektor-komponenten sind "zwiebelschalenartig" um die Strahlachse angeordnet, wobei von innen nach außen zunächst Spurdetektoren und dann Kalorimeter zu finden sind. Es schließt sich eine supraleitende Spule und ein Eisenjoch an, das ebenfalls spurauflösende und kalorimetrische Funktion hat. Der Hauptdetektor wird durch ein Vorwärtsmyonspektrometer und das Luminositätssystem ergänzt.

Insgesamt liefert der H1-Detektor etwa 270 000 elektronische Signale. Zusammen mit der hohen Wechselwirkungsrate ergibt sich die Notwendigkeit einer schnellen und effektiven Datenreduktion. Abbildung 13 zeigt das Konzept des dazu verwendeten mehrstufigen Auswahlprozesses. Die volle Information der einzelnen Detektor-komponenten wird zunächst in einer elektronischen Pipeline zwischengespeichert, die Platz für 25 Ereignisse bietet. Damit ist eine Zeit von etwa $2.5 \mu\text{s}$ vorhanden, um zu entscheiden, ob das zwischengespeicherte Ereignis ausgelesen oder verworfen werden soll. Diese erste Entscheidung (L1) wird auf der Basis schnell verfügbarer logischer Signale, sogenannter Triggersignale, getroffen, die die einzelnen Detektor-komponenten parallel zu der vollen Information liefern und die in einer zentralen Logik ausgewertet werden. Ein positives Signal dieser Logik stoppt die Pipeline und löst das Auslesen der vollen Detektorinformation aus. Die unkorrigierten Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden zu einem "Ereignis" kombiniert. Die Ereignisse werden auf schnellen Rechnern teilweise rekonstruiert und Filteralgorithmen (L4) unterworfen, die Untergrundereignisse aussondern. Es sei angemerkt, daß die Triggerstufen L2 und L3 erst zu einem späteren Zeitpunkt implementiert werden. Die verbleibenden Ereignisse nach L4 werden gespeichert und voll rekonstruiert. Eine anschließende grobe Klassifizierung (L5) bildet den jeweiligen Ausgangspunkt für die verschiedenen detaillierten Analysen.

In der Folge wird zunächst die prinzipielle Funktionsweise der benutzten Detektor-komponenten erklärt und ihre Aufgabe im Gesamtsystem verdeutlicht. Besonderer Wert wird dabei auf die ausführliche Beschreibung ihrer Eigenschaften, insbesondere der Güte der gemessenen Größen, gelegt. Darüberhinaus werden die Möglichkeiten diskutiert, die Limitierungen des Detektors zu korrigieren. Der Schwerpunkt der Ausführungen liegt dabei auf der zentralen Driftkammer, die die wichtigste Komponente in dieser Analyse ist.

Details der Konstruktion und der Ausleseelektronik, auf die hier nicht eingegangen wird, sind in einer ausführlichen Abhandlung [Abt93b] zusammengestellt.

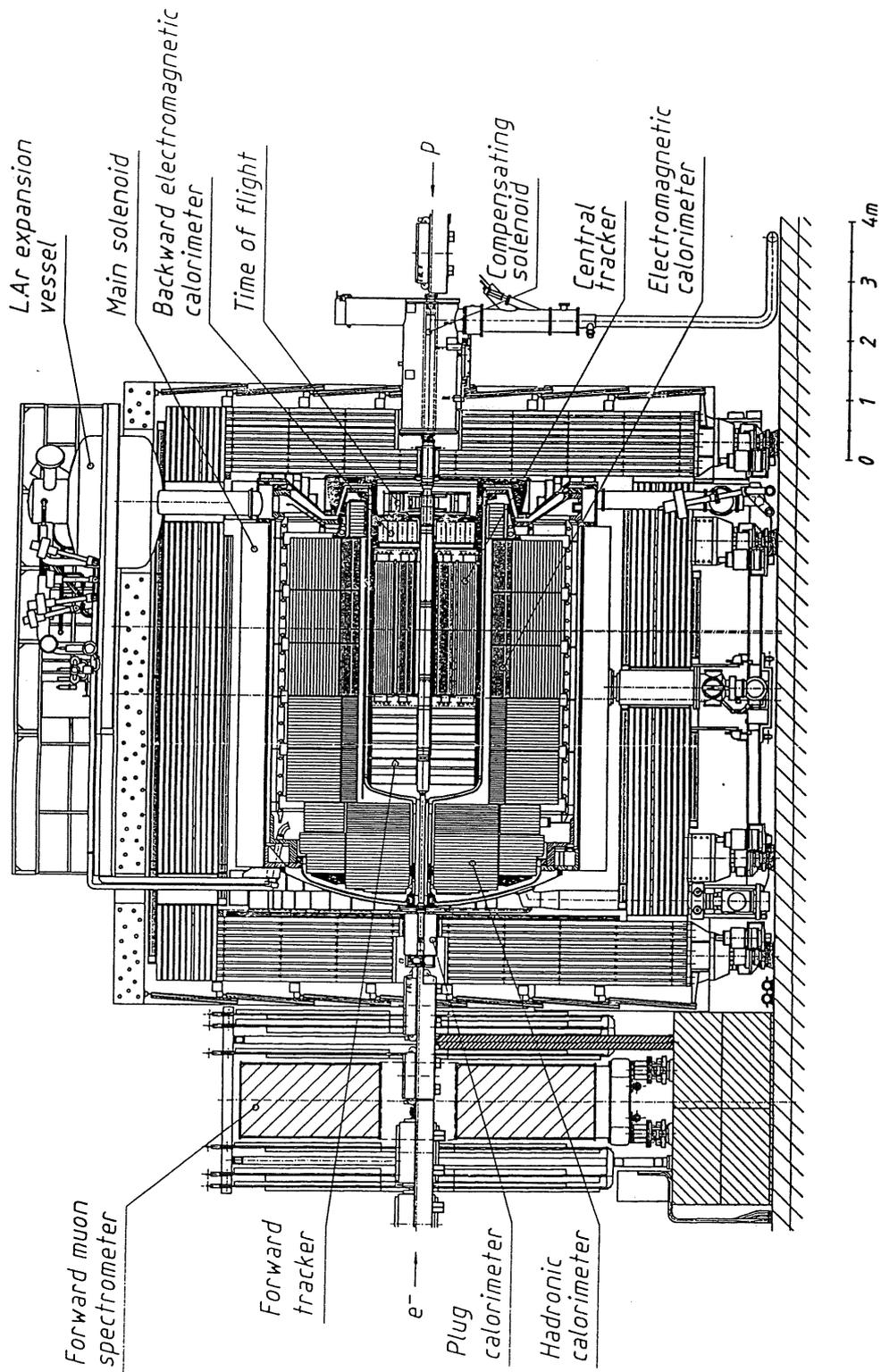


Abbildung 12: Ansicht des H1-Detektors in der r-z-Ebene.

Das verwendete kartesische Koordinatensystem ist rechtshändig mit der z-Achse in Richtung der auslaufenden Protonen, auch Vorwärtsrichtung genannt, und der x-Achse zum HERA-Mittelpunkt zeigend. Der Azimuthwinkel φ wird relativ zur x-Achse, der Polarwinkel θ relativ zur z-Achse gemessen. Bei Verwendung von Zylinderkoordinaten ist $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Abstand von der Strahlachse.

4.1 Spurdetektoren

Spurdetektoren erlauben die Messung diskreter Raumpunkte entlang des Weges geladener Teilchen und daher die Rekonstruktion seiner Trajektorie. Bewegt sich das Teilchen dabei in einem externen Magnetfeld B , kann aus dem Radius r der Trajektorie in der Ebene senkrecht zum Feld, die Impulskomponente p_T gemäß $p_T = eBr$ berechnet werden, wobei e die elektrische Ladung des Teilchens bezeichnet.

Die inneren Spurdetektoren des H1-Detektors basieren auf dem Prinzip der Proportionalkammer, das hier kurz beschrieben werden soll. Detailliertere Ausführungen finden sich in [Sau77].

4.1.1 Funktionsprinzip

Beim Durchgang eines schweren geladenen Teilchens durch ein Gas ist sein Energieverlust pro Weglänge $\frac{dE}{dx}$ aufgrund von Ionisation und Atomanregung durch die Beziehung von Bethe-Bloch [Bet30]

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right\}, \quad K = \frac{2\pi N_a z^2 e^4}{mc^2}$$

beschrieben, wobei N_a die Avogadrokonstante, m und e Elektronmasse und -ladung, Z, A Atom- und Massenzahl, sowie ρ und I Dichte und Ionisationspotential des Gases sind und das Teilchen durch seine Geschwindigkeit β und seine Ladung z eingeht. Man erkennt, daß der so beschriebene Energieverlust nur von der Geschwindigkeit β des Teilchens abhängt, nicht aber von seiner Masse. Abbildung 14 zeigt weiterhin, daß er nach einem schnellen Abfallen, dominiert durch den β^{-2} -Term, minimal wird, dann für $\beta \rightarrow 1$ langsam ansteigt, der sogenannte relativistische Anstieg, und schließlich in eine Sättigung geht.

Die bei der Ionisation produzierten freien Ladungsträger diffundieren langsam in das gesamte Gasvolumen. Legt man jedoch ein elektrisches Feld an, driften sie entlang der Feldlinien. Die Elektronen sind dabei wegen ihrer geringeren Masse beweglicher als die Ionen und können in einem sehr starken elektrischen Feld so schnell werden, daß sie ihrerseits das Gas ionisieren, so daß es zu einer lawinenartigen Verstärkung

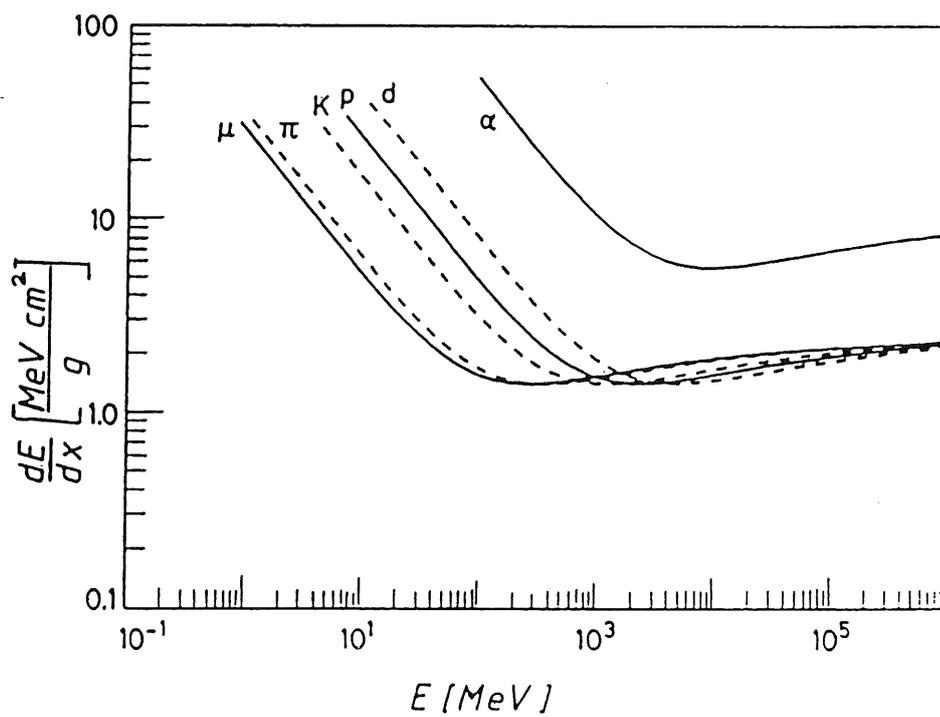


Abbildung 14: Mittlerer Energieverlust pro Weglänge in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenarten [Leo87].

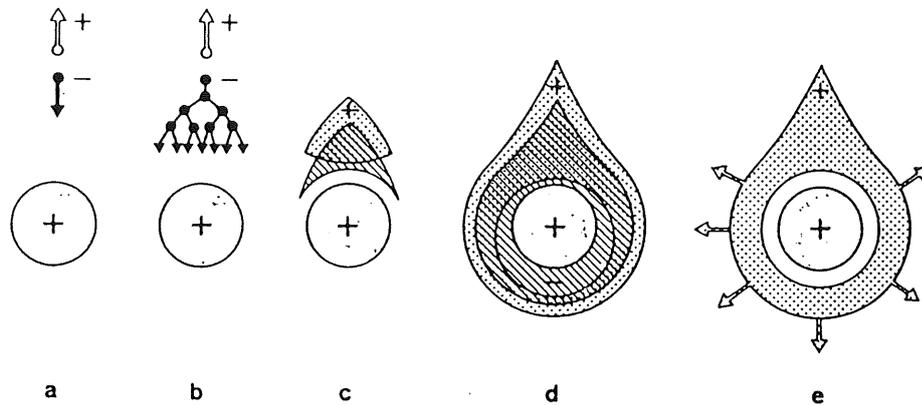


Abbildung 15: *Zeitliche Entwicklung einer Lawine in einer Proportionalkammer [Cha72]. Das in einer primären Ionisation produzierte einzelne Elektron driftet auf die Anode zu (a) und kommt dabei in Regionen mit starken elektrischen Feldern, was weitere Ionisationsprozesse in Form einer Lawine bewirkt (b) und wegen der lateralen Diffusion zu einer tropfenförmigen Ladungsverteilung um den Draht führt (c,d); die Elektronen werden schnell abgesaugt und übrig bleibt eine Wolke positiver Ionen, die sich langsam auf die Kathode zubewegt (e).*

der Primärionisation kommt. Dieser Verstärkungseffekt ist die Voraussetzung für die Messung des Teilchendurchgangs.

Abbildung 15 zeigt das Funktionsprinzip einer Proportionalkammer schematisch. Die Anode ist als sehr dünner Draht ausgelegt, von dem die elektrischen Feldlinien radial ausgehen. Daher entsteht nur in unmittelbarer Nähe des Drahtes die zur Ausbildung einer Lawine nötige Feldstärke. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß die Verstärkung weitestgehend unabhängig von dem Abstand des Ortes der Primärionisation zur Anode ist.

Das Prinzip der Proportionalkammer findet seine Anwendung in Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) und in Driftkammern. In einer MWPC werden viele Anodendrähte in einem einzigen Gasvolumen vereinigt, wobei der Abstand von Kathode zu Anode ungefähr 3 – 4-mal so groß ist, wie der Abstand zweier Anodendrähte. Die erreichbare Ortsauflösung wird hierbei im wesentlichen durch die Drahtabstände bestimmt und liegt typischerweise in der Größenordnung eines Millimeters.

In einer Driftkammer ist der Drahtabstand wesentlich größer und aus der Zeit, die die primär erzeugten Elektronen brauchen, um den Anodendraht zu erreichen, kann

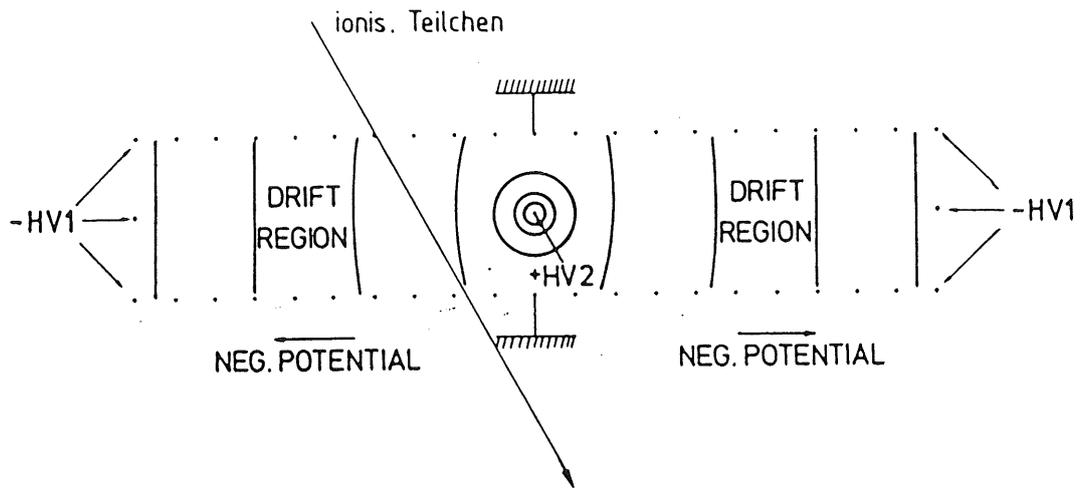


Abbildung 16: Anordnung der Drähte in einer Driftkammerzelle und Verlauf der Äquipotentiallinien [Kle84]; das Potential der feldformenden Kathodendrahte sinkt in Richtung auf den Anodendraht bis auf null ab.

bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit v_D der Ort der Ionisation, d.h. des Teilchendurchgangs, berechnet werden. Dazu ist v_D idealerweise ortsunabhängig zu halten, was durch eine Zellgeometrie realisiert wird, die mit zusätzlichen feldformenden Drähten ein konstantes elektrisches Feld erzeugt, wie es in Abbildung 16 dargestellt ist. Der Einfluß unvermeidbarer kleinerer Inhomogenitäten auf die Driftgeschwindigkeit kann durch die Verwendung eines Gases minimiert werden, für das die Driftgeschwindigkeit oberhalb eines bestimmten Wertes des elektrischen Feldes in eine Sättigung geht [Leh82].

Mit Driftkammern läßt sich eine Ortsauflösung bis zu $30 \mu\text{m}$ erreichen [Cin92]. Für größere Kammern, wie sie auch im H1-Detektor verwendet werden, sind $100\text{--}150 \mu\text{m}$ typisch.

Es sei darauf hingewiesen, daß der Driftweg in einem externen Magnetfeld wegen der Lorentzkraft einen Winkel α_L mit der Richtung der elektrischen Feldlinien bildet, der als Lorentzwinkel bezeichnet wird. In einem Magnetfeld von 1.2 T , wie es im H1-Detektor vorzufinden ist, beträgt er etwa 30° .

Im H1-Detektor werden MWPC zum Triggern benutzt, da sie sehr schnell ein Signal liefern. Driftkammern werden wegen ihrer sehr guten Ortsauflösung hingegen zur genauen Rekonstruktion der Teilchenspuren verwendet.

4.1.2 Übersicht der H1-Spurdetektoren

Das System von Spurdetektoren umgibt zylinderförmig die Strahlachse mit dem Wechselwirkungspunkt und ist in Abbildung 17 dargestellt. Man erkennt dort die Unterteilung in einen zentralen (Central Tracking Detector, CTD) und einen vorderen (Forward Tracking Detector, FTD) Bereich.

Der zentrale Spurdetektor, dessen Schnitt in Abbildung 18 zu sehen ist, besteht von innen nach außen aus der inneren MWPC (Central Inner Proportional chamber, CIP), der inneren z-Driftkammer (Central Inner Z-driftchamber, CIZ), der ersten Jetkammer (Central Jet Chamber no.1, CJC1), der äußeren z-Driftkammer (Central Outer Z-driftchamber, COZ), der äußeren MWPC (Central Outer Proportional Chamber, COP) und schließlich der zweiten Jetkammer (Central Jet Chamber no.2, CJC2).

Die MWPC dient dem schnellen Erkennen von Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt kommen. Sie und die zentralen Jetkammern für die Rekonstruktion der Spuren im zentralen Bereich, werden in dieser Analyse verwendet und daher in den Abschnitten 4.1.3 und 4.1.4 ausführlich beschrieben. Im Gegensatz zu diesen Detektoren, deren Drähte parallel zur Strahlachse laufen, sind jene der z-Driftkammern in der x-y-Ebene gespannt und sollen, wie der Name bereits andeutet, Spurpunkte mit genauer z-Koordinate liefern, um so die Information der zentralen Driftkammer zu ergänzen. Wegen ihrer geringen Effizienz in der betrachteten Datennahmeperiode, werden CIZ und COZ in dieser Analyse jedoch nicht verwendet.

Die Vorwärtsspurdetektoren, die während der betrachteten Periode nur zum Teil mit der erforderlichen Ausleselektronik bestückt waren, können ebenfalls nicht benutzt werden. Bei ihnen handelt es sich um ein System verschiedener Driftkammern und MWPC, deren Drähte in der x-y-Ebene gespannt sind. Diese Detektoren sollen in der Zukunft den wichtigen Bereich kleiner Polarwinkel effizient abdecken.

Im rückwärtigen Bereich gibt es schließlich eine weitere MWPC (Backward Proportional Chamber, BPC).

Neben den hier beschriebenen Spurdetektoren, ist auch das Eisenjoch in der Weise instrumentiert, daß die Spuren durchdringender Myonen rekonstruiert werden können. Myonen in Vorwärtsrichtung werden darüberhinaus in zusätzlichen Kammern nachgewiesen, die in einem speziellen Toroid-Magnetfeld angeordnet sind.

4.1.3 Zentrale Vieldraht-Proportionalkammern

Die zentralen Vieldraht-Proportionalkammern liefern das schnelle Ray-Triggersignal ($Z_{vtx}-t_0$), das in dieser Analyse verwendet wird, um auf der L1-Triggerstufe eine vom Ereignis-Vertex kommende Spur anzuzeigen.

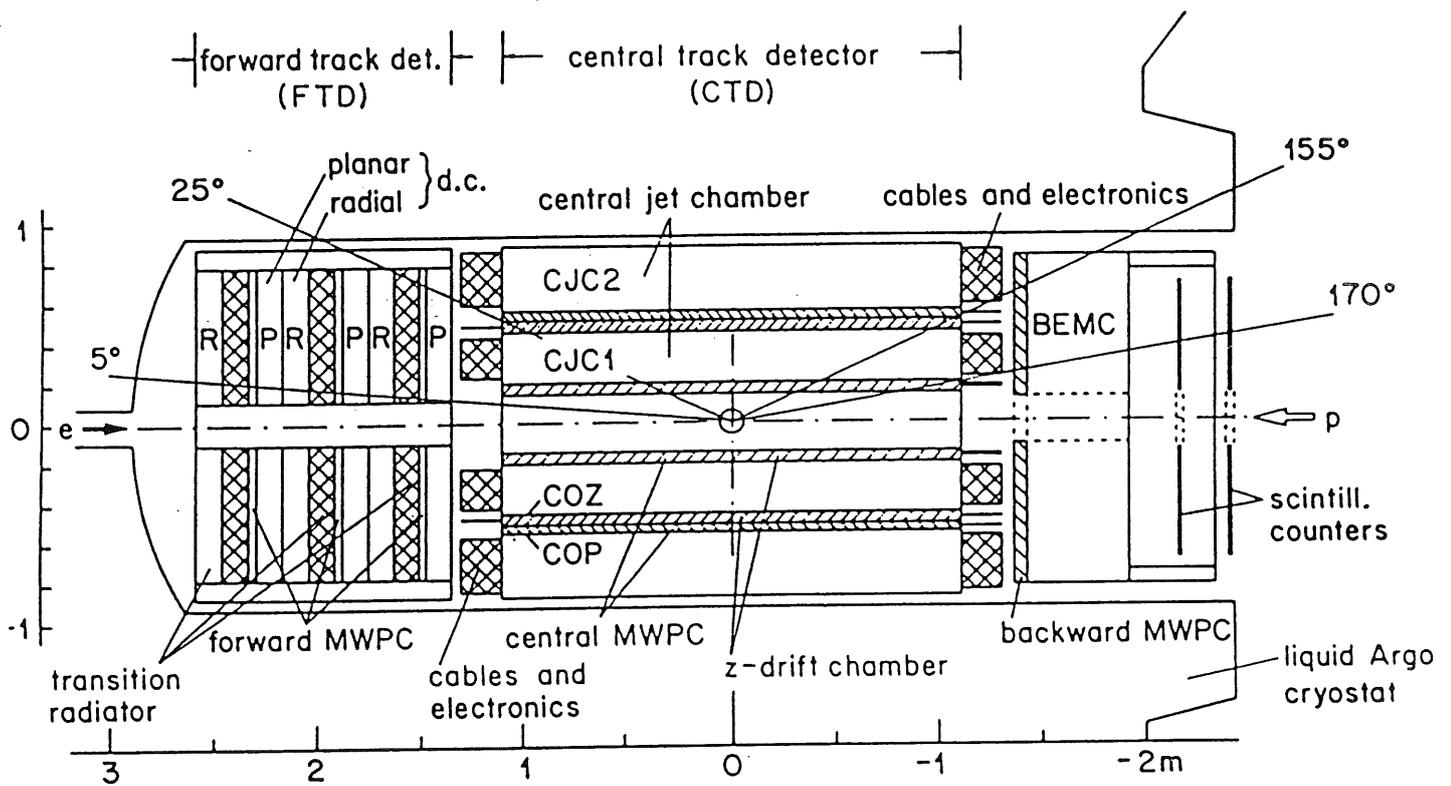


Abbildung 17: Schnitt in der r - z -Ebene durch das System von vorderen (FTD) und zentralen (CTD) Spurdetektoren.

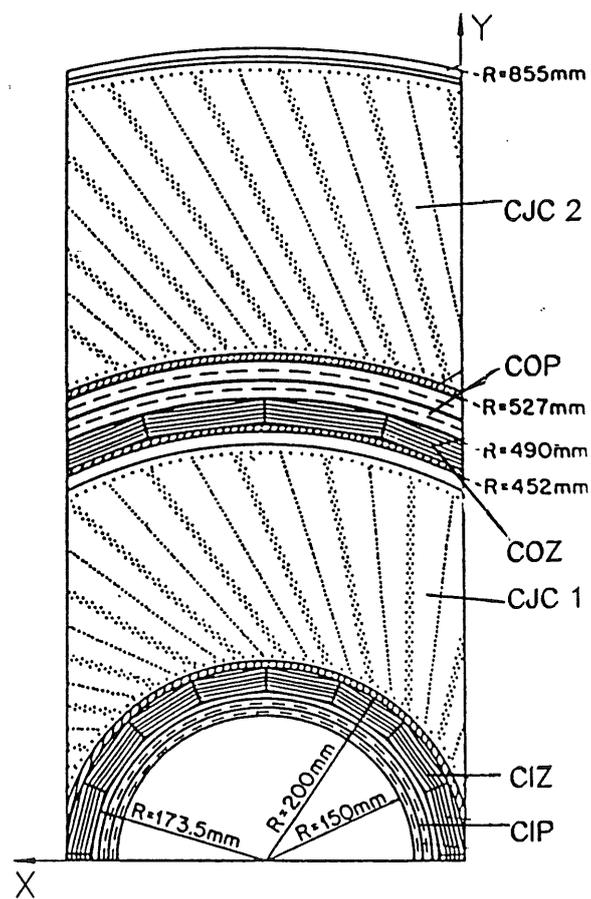


Abbildung 18: Schnitt in der x - y -Ebene durch das System der zentralen Spurdetektoren.

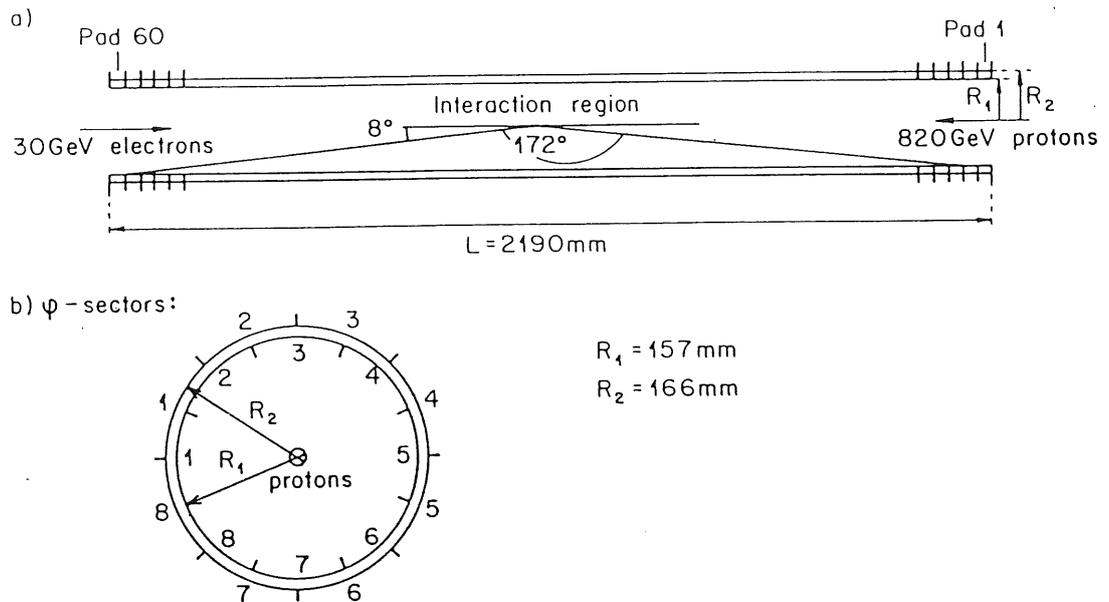


Abbildung 19: Schematische Ansicht der inneren zentralen Vieldrahtproportional-kammer CIP [Mül92]; [a:] Seitenansicht mit 60-facher Segmentierung in z , [b:] Sicht in Proton-Richtung mit 8-facher Segmentierung in φ .

Aufbau: Wie in Abbildung 18 zu erkennen ist, handelt es sich bei den zentralen Proportionalkammern CIP und COP um zwei getrennte Kammern, mit Radien von 16 bzw. 51 cm. Beide Kammern haben jeweils zwei Lagen von Anodendrähten, die parallel zur Strahlachse verlaufen. Die Signale werden über die Kathoden ausgelesen, die aus Graphit bestehen, das auf ein Trägermaterial aufgebracht ist. Durch eine Segmentierung der Kathode in φ und z werden Flächenelemente definiert, deren Größe die Ortsauflösung bestimmt.

Die Kathoden der CIP-Kammer sind in z -Richtung 60-fach und in φ 8-fach segmentiert, wie Abbildung 19 verdeutlicht. Da die beiden CIP-Lagen um eine halbes Flächenelement in φ gegeneinander gedreht sind, wird durch die Koinzidenz beider Lagen de facto eine 16-fache Segmentierung realisiert. Die COP-Kammer ist prinzipiell gleich aufgebaut und unterscheidet sich lediglich in der 18-fachen z - und der 16-fachen φ -Segmentierung, wobei letztere eine Drehung der zwei Lagen gegeneinander überflüssig macht.

Rays: Eine in den Proportionalkammern rekonstruierte Spur wird "Ray" genannt. Ein solcher Ray ist eine Koinzidenz von 2 CIP- und 2 COP-Flächenelementen in einer

Weise, daß eine gerade Linie durch alle vier Flächenelemente in der r - z -Ebene die Strahlachse im Bereich $-44\text{ cm} < z < 44\text{ cm}$ schneidet. Die Abmessungen der Kammern limitieren die Akzeptanz im Polarwinkel auf $25^\circ < \theta < 155^\circ$.

Die Ray-Effizienz ϵ_{ray} wird aus den Daten selbst bestimmt. Dazu werden in den zentralen Driftkammern rekonstruierte Spuren in die Proportionalkammern extrapoliert und festgestellt, ob die entsprechenden Flächenelemente angesprochen haben. Ist dies für alle vier Ebenen der Fall, ist der entsprechende Ray gesetzt. Wie Abbildung 20 zeigt, sinkt die Ray-Effizienz mit zunehmender Krümmung der Spur bis auf Null bei $\kappa \approx 0.025\text{ cm}^{-1}$, entsprechend $p_T = 140\text{ MeV}/c$ bei einem Magnetfeld von 1.16 T . Dieses Verhalten ist mit der Tatsache zu erklären, daß mit zunehmender Spurkrümmung aus geometrischen Gründen die Wahrscheinlichkeit sinkt, vier hintereinanderliegende Flächenelemente zu durchstoßen. Bei geraden Spuren treten diese geometrischen Effekte nicht auf, so daß aus der Effizienz von 0.7 auf mittlere Effizienzen von 0.9 der einzelnen Flächenelemente geschlossen werden kann. Weiterhin erkennt man in der Abbildung, daß die Ray-Effizienz für positiv und negativ geladene Spuren gleich ist. Abbildung 21 zeigt die starke Abhängigkeit der Ray-Effizienz von der Pseudorapidität und damit vom Polarwinkel. Sie ist im zentralen Bereich geringer, weil die Spuren die Kammern unter einem steileren Winkel schneiden, und damit ihre effektive Länge in den Proportionalkammern kleiner ist. Dies hat zur Folge, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Flächenelementes für derartige Spuren kleiner ist.

Die Ray-Effizienz wird für die weitere Analyse als Funktion der Krümmung und des Absolutwertes der Pseudorapidität parametrisiert.

Ray-Trigger Das in dieser Analyse verwendete Triggersignal $Zvtx-t_0$ wird durch mindestens einen Ray gesetzt. Da die Multiplizität der analysierten Ereignisse in der Regel größer als eins ist, ist die auch die Triggereffizienz ϵ_{t_0} größer als die mittleren Werte der Ray-Effizienz. Unter der Annahme, daß die Rekonstruktionseffizienz für Spuren in der zentralen Driftkammer eins ist, was wie in Abschnitt 4.1.4 gezeigt wird, in guter Näherung der Fall ist, kann die Triggerwahrscheinlichkeit jedes einzelnen Ereignisses aus den Ray-Effizienzen $\epsilon_{ray,i}$ der rekonstruierten Spuren i gemäß

$$1 - \epsilon_{t_0} = \prod_i (1 - \epsilon_{ray,i})$$

bestimmt werden. Durch die Verwendung von ϵ_{t_0} zur Korrektur der Triggereffizienz, werden deren komplizierte Abhängigkeiten von der Multiplizität und Topologie eines Ereignisses automatisch richtig berücksichtigt.

Um diese Korrekturmethode mittels simulierter Ereignisse zu überprüfen, unterwirft man sie zunächst der Triggerbedingung $Zvtx-t_0 * Etag$. In Abschnitt 4.2.4 wird

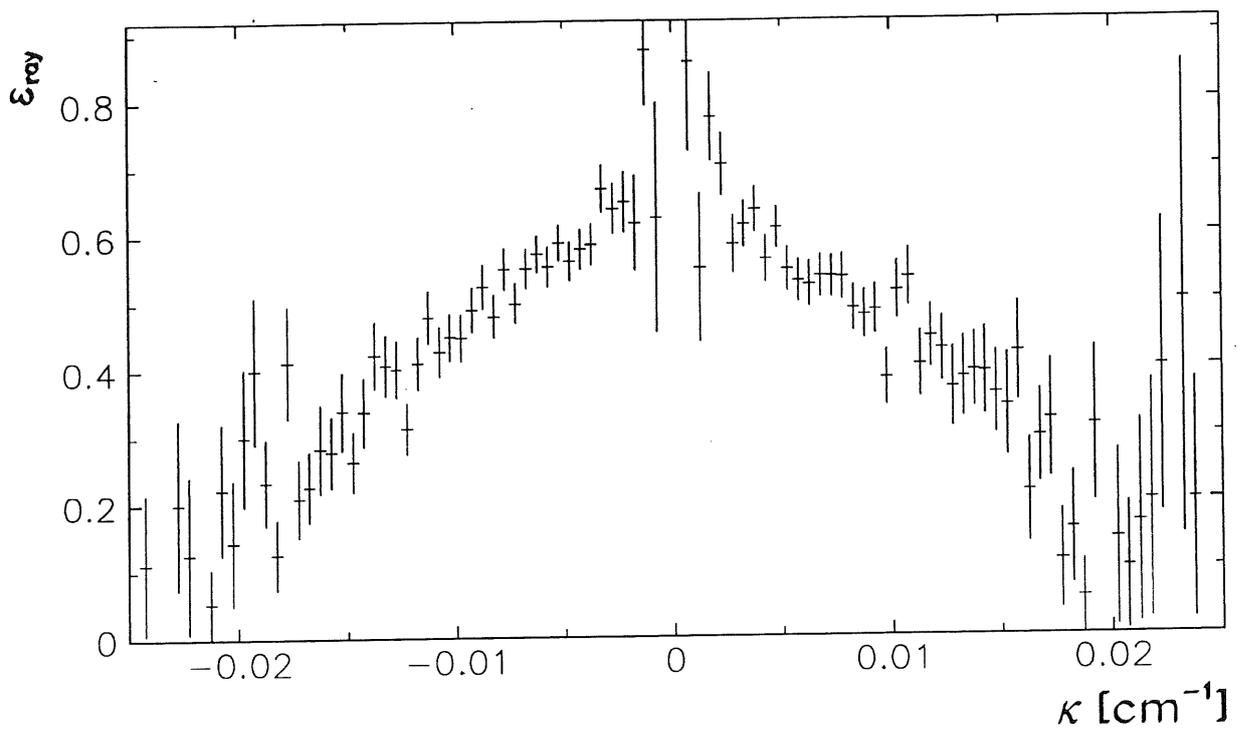


Abbildung 20: Ray-Effizienz als Funktion des Produkts aus Krümmung κ und elektrischer Ladung der Spur [Egl93].

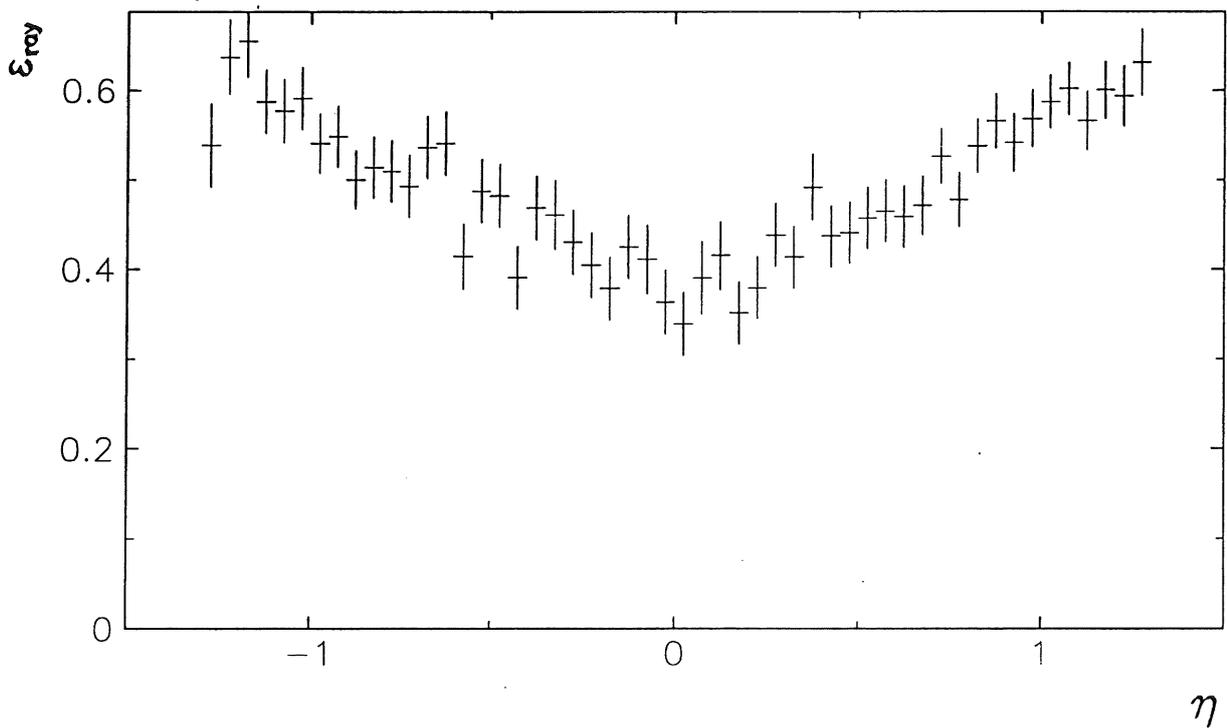


Abbildung 21: Ray-Effizienz als Funktion der Pseudorapidity [Egl93].

Tabelle 1: Ergebnisse der Triggersimulation für simulierte weiche (RAYPHOTON, [Bro91b]) und harte (PYTHIA, [Sjo87]) Streuprozesse mit $0.3 < y_e < 0.7$ und $|z_{vtx}| < 25\text{cm}$.

	weiche Prozesse	harte Prozesse
Zvtx-t ₀ -Akzeptanz	(84.8 ± 0.4)%	(98.6 ± 0.1)%
Zvtx-t ₀ * Etag Effizienz ohne Korrektur	(60.8 ± 0.7)%	(91.7 ± 0.2)%
mit Korrektur	(95.3 ± 0.3)%	(101.5 ± 0.1)%

gezeigt, daß die Effizienz des Etag-Triggersignals für die hier betrachteten simulierten Ereignisse 100% beträgt, so daß effektiv nur die Zvtx-t₀-Effizienz zum Tragen kommt. Weiche Ereignisse, mit RAYPHOTON [Bro91b] generiert, werden dabei in (60.8 ± 0.7)% der Fälle getriggert, harte Ereignisse, mit PYTHIA [Sjo87] generiert, in (91.7 ± 0.2)%. Die ereignisweise Korrektur mit ϵ_{to} , liefert bei weichen Prozessen (95.3 ± 0.3)% und bei harten Prozessen (101.5 ± 0.1) der ursprünglichen Zahl von Ereignissen vor der Anwendung der Triggerbedingung. Die Differenz zu 100% ist ein Maß für die Unsicherheit der Methode und geht mit 5% als systematischer Fehler in die Wirkungsquerschnitte ein.

Abschließend wird ebenfalls mittels simulierter Ereignisse die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, daß ein Ereignis in den Bereich der Triggerakzeptanz fällt. Diese Wahrscheinlichkeit wird für weiche Ereignisse zu (84.4 ± 0.4)% und für harte Ereignisse zu (98.6 ± 0.1) bestimmt.

Die Ergebnisse der Triggersimulation sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

4.1.4 Zentrale Driftkammern

Die in dieser Analyse bestimmten Spektren geladener Teilchen beruhen auf den in den zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 rekonstruierten Spuren. Da die Kammer somit die entscheidende Detektorkomponente in dieser Analyse sind, werden ihre Eigenschaften ausführlich beschrieben.

Aufbau: Abbildung 18 zeigt, daß die zentralen Driftkammern das Kernstück des zentralen Spurdetektors sind. Die innere Kammer, CJC1, besteht aus 30 Zellen in φ mit jeweils 24 radialen Auslesedrähten, die äußere aus 60 Zellen mit jeweils 32 radialen Auslesedrähten. Im Idealfall kann eine Spur, die den vollen Radius der beiden

Kammern durchläuft, demnach aus 56 Raumpunkten rekonstruiert werden. Dabei wird die Position des Teilchendurchgangs in z-Richtung mittels Ladungsteilung bestimmt, wozu jeder Draht an beiden Enden ausgelesen wird.

Die Zellen sind um 30° gegen die radiale Richtung gedreht, was einer groben Kompensation des Lorentzwinkels entspricht. Die Ionisationselektronen driften daher ungefähr senkrecht zur Richtung der Spur, was eine wichtige Voraussetzung für eine gute Ortsauflösung ist.

Durch gerissene Drähte und die damit verbundenen elektrischen Kurzschlüsse können in der betrachteten Periode einige Zellen nicht ausgelesen werden. Die Überlagerung mehrerer Ereignisse, in Abbildung 22 für simulierte Ereignisse gezeigt, "beleuchtet" die Kammer gleichmäßig, so daß sich die inaktiven Bereiche deutlich abzeichnen. Die Implikationen der inaktiven Bereiche in der CJC1 in Bezug auf die Analyse werden weiter unten diskutiert.

Spurrekonstruktion: Die zu einer Spur gehörenden Punkte (r_i, Φ_i, z_i) werden in der Spurrekonstruktion zunächst im Rahmen einer Kreis Anpassung in der x-y-Ebene als Funktion des inversen Radius κ , des vorzeichenbehafteten kleinsten Abstand von der z-Achse d_{ca} , sowie des Winkels ϕ gemäß

$$\frac{1}{2}\kappa(r_i^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa d_{ca})r_i \sin(\phi - \Phi_i) - d_{ca} = 0$$

parametrisiert. Die Vorzeichenkonvention der Parameter κ und d_{ca} ist in Abbildung 23 verdeutlicht. Der Winkel ϕ wird durch die Tangente an die Spur am Punkt des kleinsten Abstandes und die x-Achse aufgespannt.

Zwei weitere Spurparameter, nämlich der Winkel Θ am Punkt des kleinsten Abstands sowie die z-Koordinate des Schnittpunkts mit der Strahlachse z_0 , werden in einer linearen Regression der Form

$$z_i = z_0 + S_i^{xy} \left(\frac{dz}{dS} \right)$$

ermittelt, wobei S_i^{xy} die Spurlänge in der $r - \varphi$ -Projektion des Punktes z_i ist und $S^{xy} = 0$ am Punkt des kleinsten Abstandes zur z-Achse. Aus dem Anstieg $\frac{dz}{dS}$ wird schließlich der Winkel Θ gemäß

$$\Theta = \arctan \left(\frac{1}{\frac{dz}{dS}} \right)$$

berechnet.

Voraussetzung für die Rekonstruktion einer Spur ist, daß die zugehörigen Raumpunkte (r_i, Φ_i, z_i) aus der Menge aller gemessenen Raumpunkte ermittelt werden.

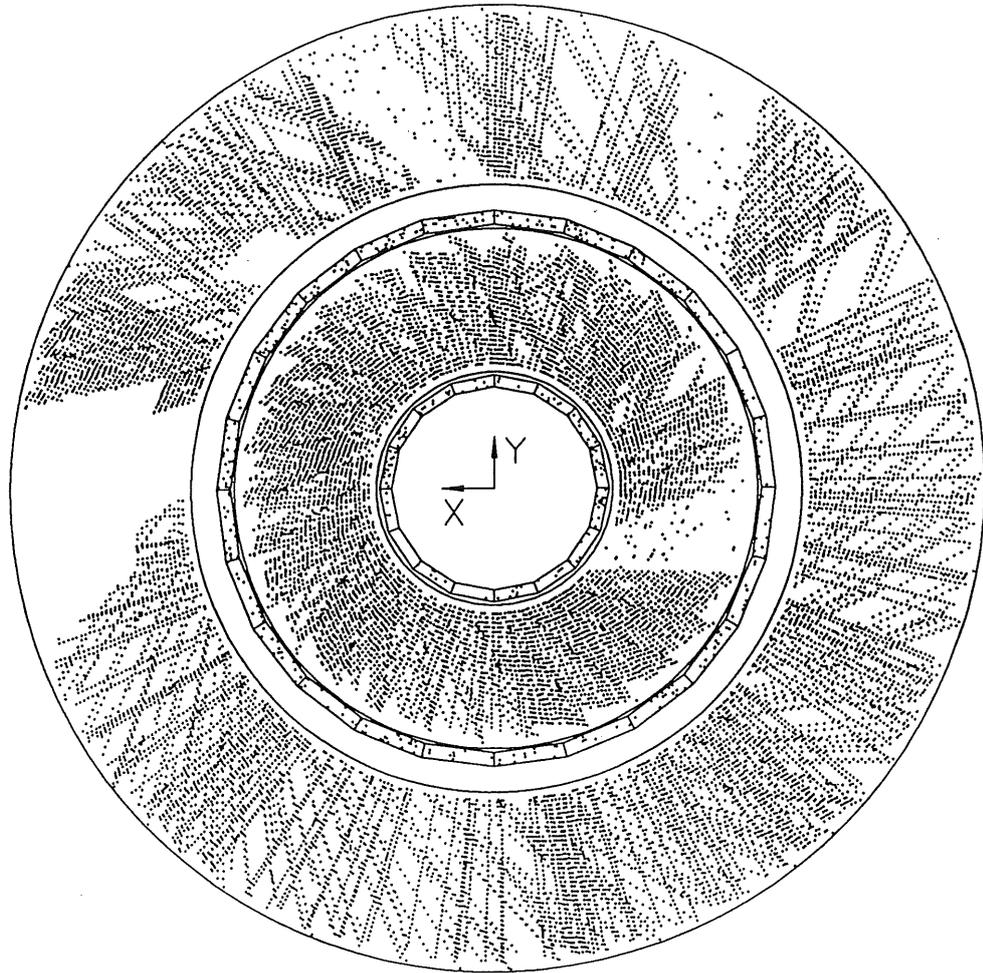


Abbildung 22: *x-y-Ansicht der Überlagerung mehrerer simulierter Ereignisse im zentralen Spurendetektor; die inaktiven Bereiche der Kammer zeichnen sich durch eine deutlich geringere Punktdichte aus.*

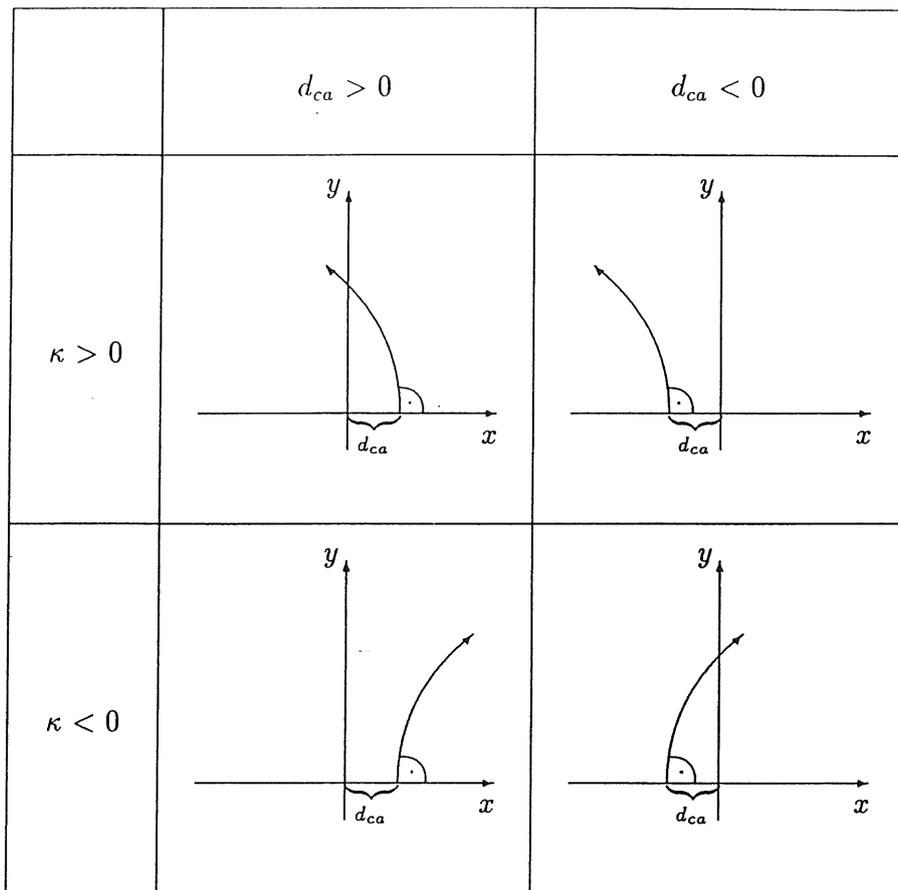


Abbildung 23: Skizze zur Vorzeichenkonvention der Spurparameter κ und d_{ca} (aus [Pre92]).

Dies geschieht, indem zunächst in der $r - \varphi$ -Ebene nach Gruppen von 3 benachbarten Drähten in einer Zelle, sogenannten "Triplets", gesucht wird. Triplets mit gemeinsamen Raumpunkten werden zu Ketten verknüpft, deren Spurparameter in einer einfachen Anpassung bestimmt werden. Zwei Ketten in der gleichen oder einer benachbarten Zelle und ähnlichen Spurparametern werden zunächst probeweise verbunden, neu angepaßt und auf der Basis des Ergebnisses der Anpassung akzeptiert oder verworfen, so daß immer längere Ketten entstehen. Abschließend werden die Spurparameter mittels der beschriebenen Kreisanpassung berechnet.

An diesem Punkt ist die Verbesserung der Kalibration möglich [Sch93]. Da nämlich jede Spur wegen der gedrehten Zellen mindestens eine Ebene von Auslese- und Kathodenzellen kreuzt, verursacht ein falscher Wert der Parameter Ereignis-Zeitpunkt t_0 , Driftgeschwindigkeit v_D oder Lorentzwinkel α_L einen charakteristischen Bruch oder Knick am Kreuzungspunkt der Spur mit der Drahtebene, wie in Abbildung 24 verdeutlicht ist. Dementsprechend kann bei einer Neuanpassung der Teile einer

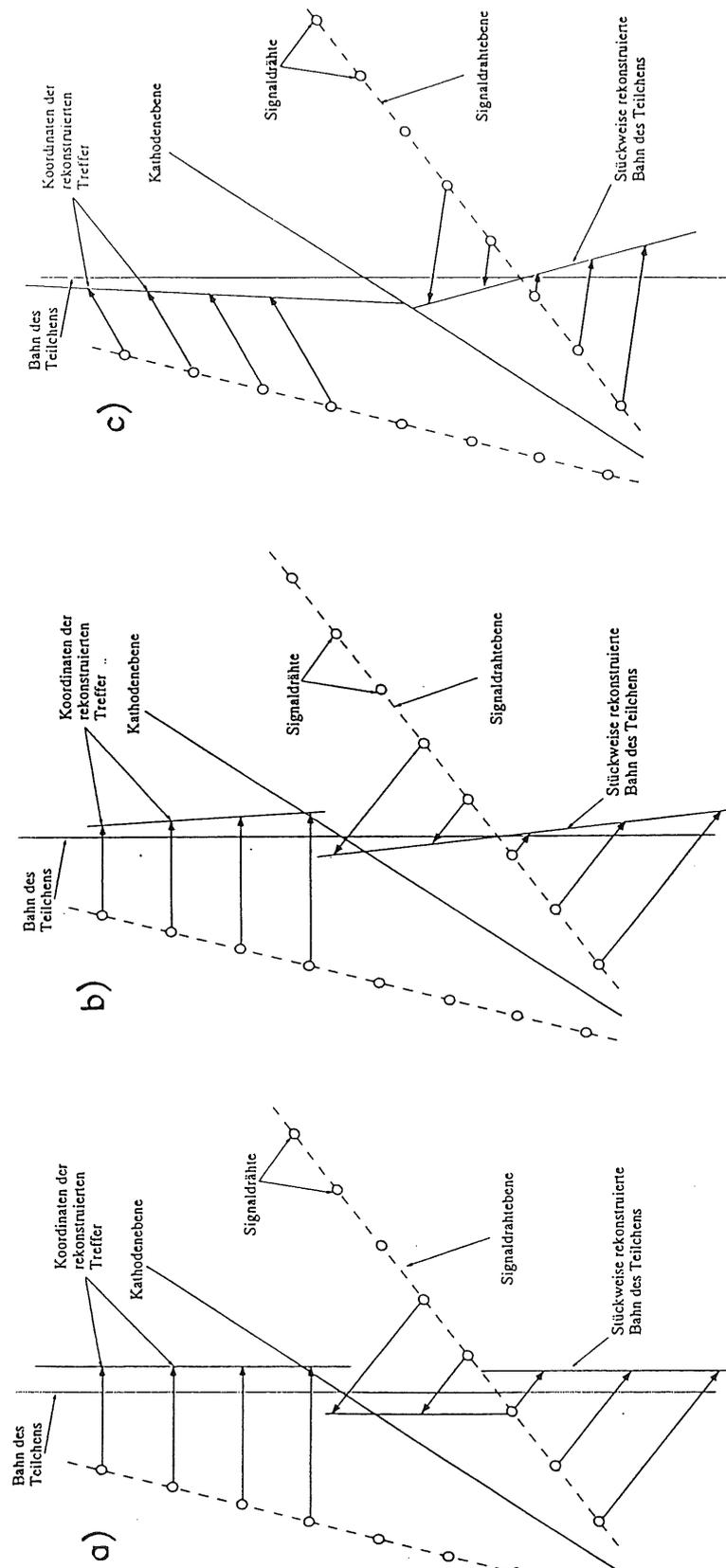


Abbildung 24: Charakteristisches Verhalten der Spuren an den Kreuzungspunkten mit den Drahtebenen bei falscher Kalibrierung (aus [Sch93]); [a:] falsches t_0 verursacht parallele Spursegmente mit Brüchen an Anoden- und Kathodenebenen, [b:] falsche Driftgeschwindigkeit v_D verursacht eine Drehung um den Schnittpunkt mit der Anodenebene und einem Bruch an der Kathodenebene [c:] falscher Lorentzwinkel α_L verursacht ebenfalls eine Drehung um die Anodenebene aber mit einem Knick an der Kathodenebene.

Spur unter gleichzeitiger Variation des entsprechenden Parameters, ein verbesserter Wert bestimmt werden.

Die Ortsauflösung der einzelnen Spurpunkte ergibt sich bei einer zusätzlichen Berücksichtigung mit der Ausleseelektronik verbundener drahtspezifischer Korrekturen zu $\sigma_{r\phi} = 170 \mu m$ in der Driftebene und von $\sigma_z = 3 cm$ entlang der z -Achse, wie Abbildung 25 zeigt.

Rekonstruktionseffizienz: Die Rekonstruktionseffizienz wird durch die Begutachtung eines repräsentativen Teils des Datensatzes ermittelt, indem in Abbildungen der $r - \varphi$ -Ansicht mit dem Auge nach Gruppen von Spurpunkten gesucht wird, die nicht zu einer Spur rekonstruiert worden sind. Relevant sind dabei nur Spuren, die die später angewendeten Selektionskriterien mit hoher Wahrscheinlichkeit erfüllen. Daher werden nur Spuren betrachtet, die vom Ereignis-Vertex stammen, d.h. der Spurpunkt mit dem kleinsten Radius muß in den innersten Lagen der ersten Kammer liegen und eine grobe Extrapolation der Spur muß auf die Strahlachse zeigen. Ein impliziter Schnitt auf die Spurlänge ergibt sich bereits aus der Tatsache, daß eine Mindestzahl von Spurpunkten erforderlich ist, um die Spur mit dem Auge zu erkennen. Weiterhin wird verlangt, daß der Radius der Spuren so groß ist, daß sie die Kammer verlassen, was einem p_T Schnitt von etwa $150 MeV/c$ entspricht. Ein Beispiel für eine solchermaßen nicht gefundene Spur ist in Abbildung 26 gezeigt. Offenbar ist die Spur mit der Nummer 9 nur in der äußeren Kammer rekonstruiert. Deutlich erkennt man jedoch, die zugehörige Gruppe von Spurpunkten, die die gestellten Anforderungen an eine Spur erfüllen und deshalb als "nicht gefunden" klassifiziert werden.

Die genannten Kriterien bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz beinhalten eine gewisse Beurteilungsunschärfe. Ein weitgehend objektives Ergebnis wird realisiert, indem mehrere Personen unabhängig voneinander den selben Satz von 105 Ereignissen untersuchen. Bei 420 rekonstruierten Spuren werden 11 positive, 20 negative Spuren, sowie 3 von denen sich die Ladung nicht bestimmen läßt, von der Rekonstruktion nicht erkannt. Unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheit errechnet sich daher die Ineffizienz für positive Spuren zu $(6 \pm 2)\%$ und für negative Spuren zu $(11 \pm 2.5)\%$. Dabei wird von den drei Spuren, deren Ladung nicht erkannt wird, eine den positiven und die zwei anderen den negativen Spuren zugeschlagen und die Gesamtzahl der nichtgefundenen Spuren jeweils durch 210 dividiert. Die Werte der zwei Effizienzen werden gemittelt so daß eine mittlere Rekonstruktionseffizienz $\epsilon_{reco} = 0.92 \pm 0.03$ zur Korrektur verwendet wird. Demgegenüber wird bei einer analogen Untersuchung simulierter Ereignisse eine Rekonstruktionseffizienz von 1 ermittelt. Der Grund für die Ineffizienz in den Daten wird in einer

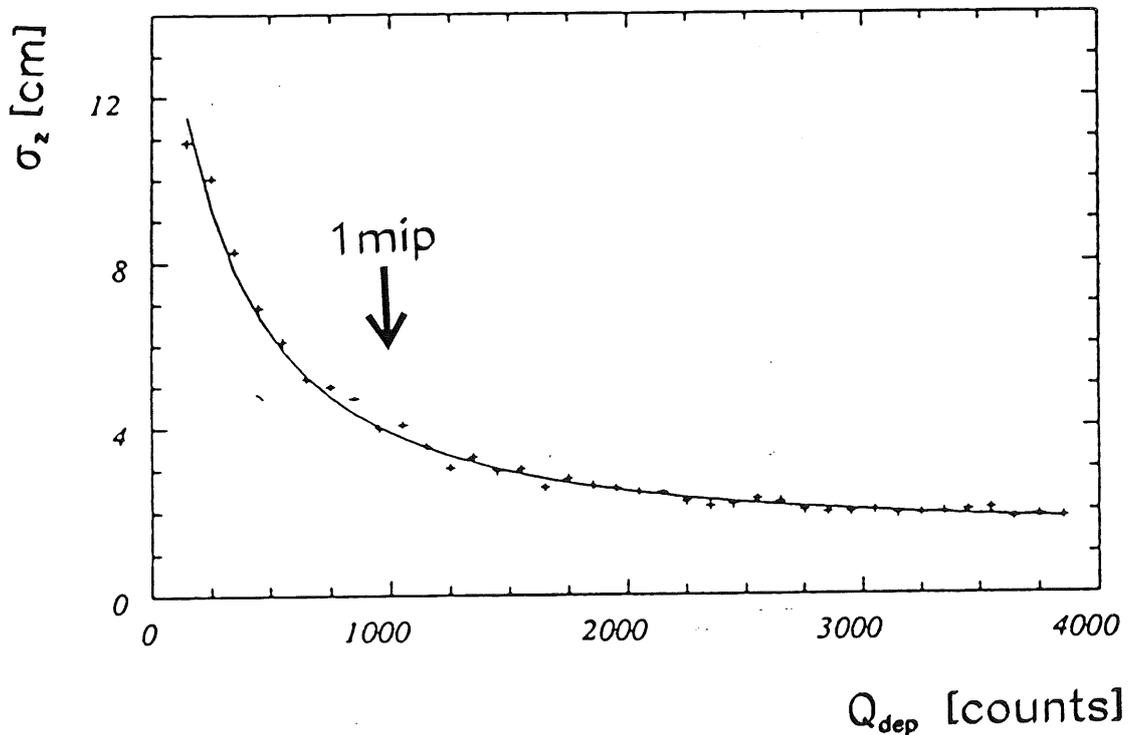
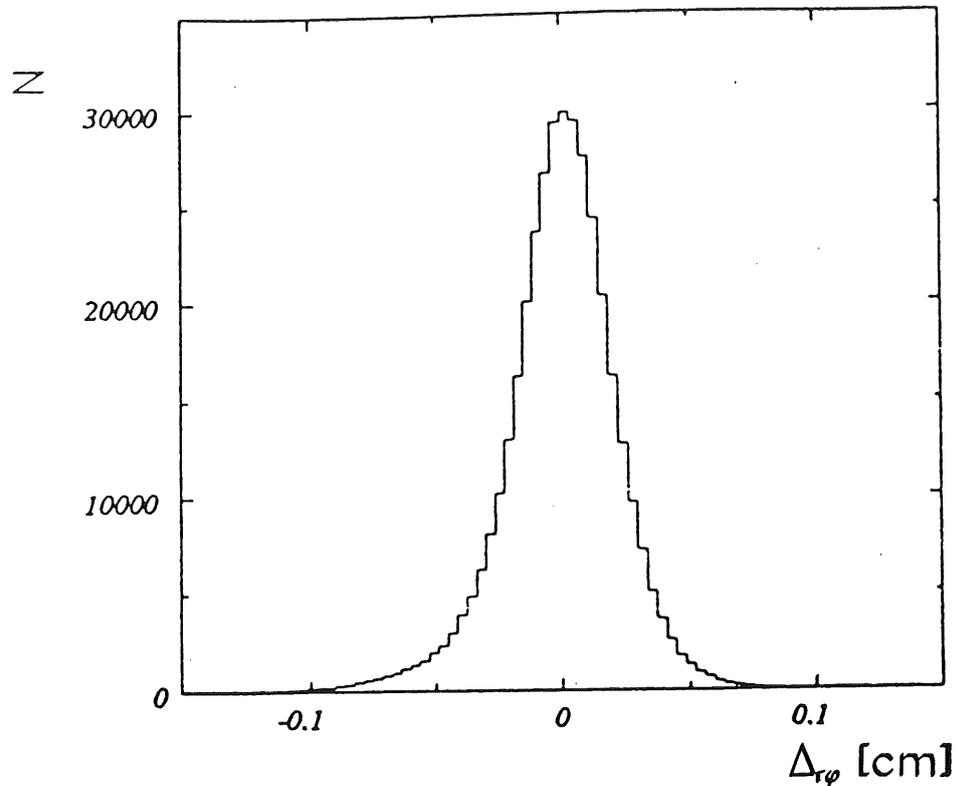


Abbildung 25: [oben:] Verteilung des Abstandes der Spurpunkte von der rekonstruierten Spur in der Driftebene der CJC [Sch93]; die Breite der Verteilung entspricht einer Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 170\mu\text{m}$. [unten:] Ortsauflösung entlang der z-Koordinate als Funktion der deponierten Ladung Q_{dep} , gemessen in Einheiten der Digitalisierungselektronik; zur Verdeutlichung ist die typische Höhe des Signals eines minimal ionisierenden Teilchens (mip) eingezeichnet [Abt93b].

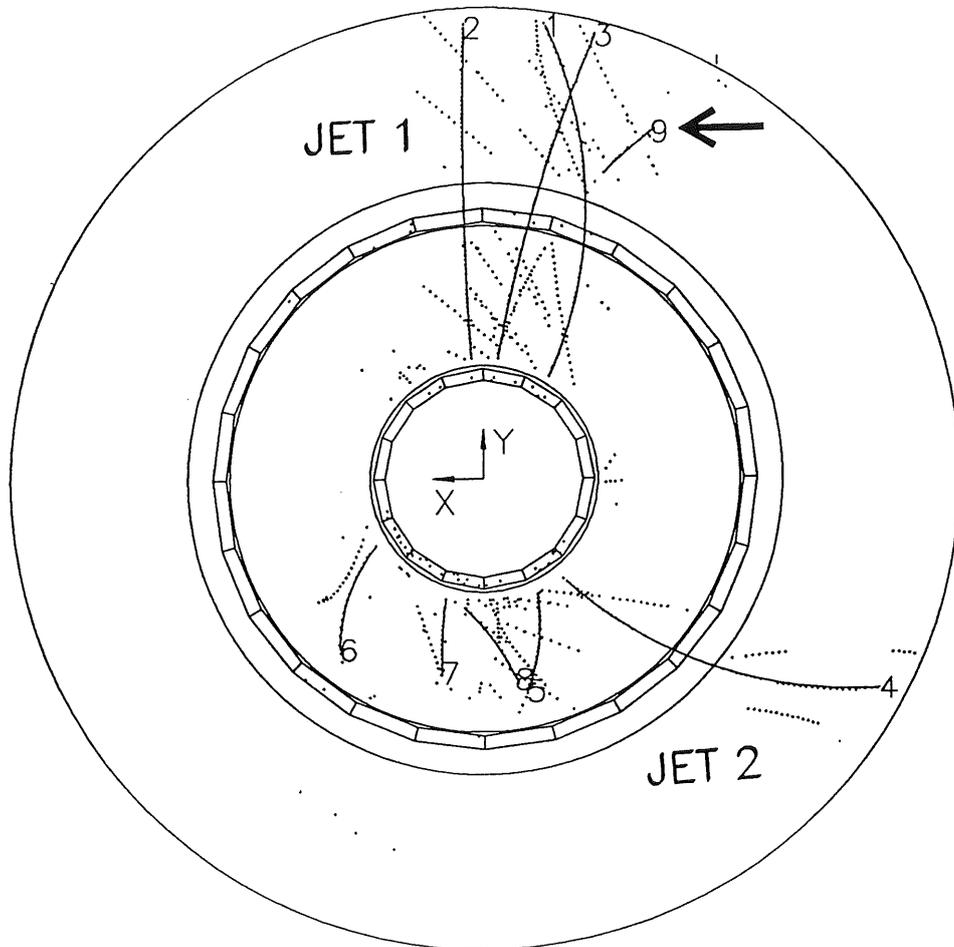


Abbildung 26: $r - \varphi$ -Ansicht des zentralen Spurendetektors für ein typisches 2-Jet Photoproduktionsereignis; wegen der Driftambiguität sind für jeden angesprochenen Draht jeweils zwei Punkte dargestellt; die rekonstruierten Spuren sind durch Linien kenntlich gemacht; der Jet im unteren Teil des Detektors hat einen zu kleinen Winkel um den vollen Radius des Detektors durchlaufen zu können; der innere Teil der Spur mit der Nummer 9 ist nicht rekonstruiert.

nicht optimalen Kalibration vermutet, die zu Diskontinuitäten an den Zellgrenzen führt und damit die Verluste bei der Rekonstruktion verursacht. Da negative Spuren wegen des asymmetrischen Aufbaus der Kammer im Mittel mehr Zellgrenzen überschreiten, könnte dies auch der Grund für den höheren Verlust von negativen Spuren sein. In der Simulation treten diese Effekte hingegen nicht auf, da von einem perfekt kalibrierten Detektor ausgegangen wird.

Eine über die Ladung hinausgehende Differenzierung der Spuren läßt sich durch diese Methode nicht realisieren. Zwar könnte prinzipiell der Transversalimpuls der Spuren mit Hilfe von Schablonen grob klassifiziert werden, aber diese Methode ist im Bereich hoher p_T sehr ungenau, weil die Spuren dort nahezu gerade sind. Zudem findet man wegen des steil abfallenden Spektrums ohnehin nicht genügend Spuren, um eine statistisch signifikante Aussage in diesem Bereich machen zu können. Auch eine Differenzierung nach Pseudorapidität ist nicht möglich, da man in der r - z -Ansicht eines Ereignisses, die in der r - φ -Ansicht gefundene Gruppe von zusammengehörenden Spurpunkten ohne rekonstruierte Spur nicht wiedererkennt.

Vertex-Anpassung Die in der CJC gefundenen Spuren sollen abschließend in einer gleichzeitigen Anpassung auf einen gemeinsamen Ursprung gezwungen werden. Auf diese Weise wird nicht nur die Position des Ereignis-Vertex, insbesondere seiner z -Koordinate, bestimmt, sondern durch den zusätzlichen Punkt wird auch die projizierte Länge L' der Spuren um etwa 20 cm erhöht, was dem Abstand der innersten Drahtlage von der Strahlachse entspricht. Dies senkt den Fehler $\delta\kappa_{res}$ der Spurkrümmung κ entscheidend, da nach Gluckstern [Glu63]

$$\delta\kappa_{res} = \frac{\epsilon_{point}}{L'^2} \sqrt{\frac{A_{res}}{N_{point} + 5}}$$

L' quadratisch eingeht. $\delta\kappa_{res}$ ist dabei der Anteil des Fehlers von κ , der aus der begrenzten Auflösung der Messung resultiert. Die anderen Parameter sind die Zahl der Spurpunkten N_{point} und der Meßfehler der Punkte senkrecht zur Trajektorie ϵ_{point} . A_{res} schließlich ist eine Konstante, deren Wert 720 sich auf 320 senkt, wenn die Spuren auf einen gemeinsamen Ursprung gezwungen werden.

Mit dieser gemeinsamen Anpassung ist implizit eine Selektion der vom Ereignis-Vertex kommenden, d.h. primären, Spuren gewährleistet. Sekundäre Spuren, etwa aus Teilchenzerfällen, werden hingegen verworfen, da für sie die Güte der Anpassung mit dem zusätzlichen Punkt sehr schlecht wird, bzw. für sie ein sekundärer Vertex rekonstruiert werden kann. In der gemeinsamen Anpassung besteht allerdings gerade zu Beginn des Betriebs eines Detektors eine große Gefahr. Sie resultiert aus der Tatsache, daß wegen einer möglicherweise falsch eingeschätzten Auflösung gege-

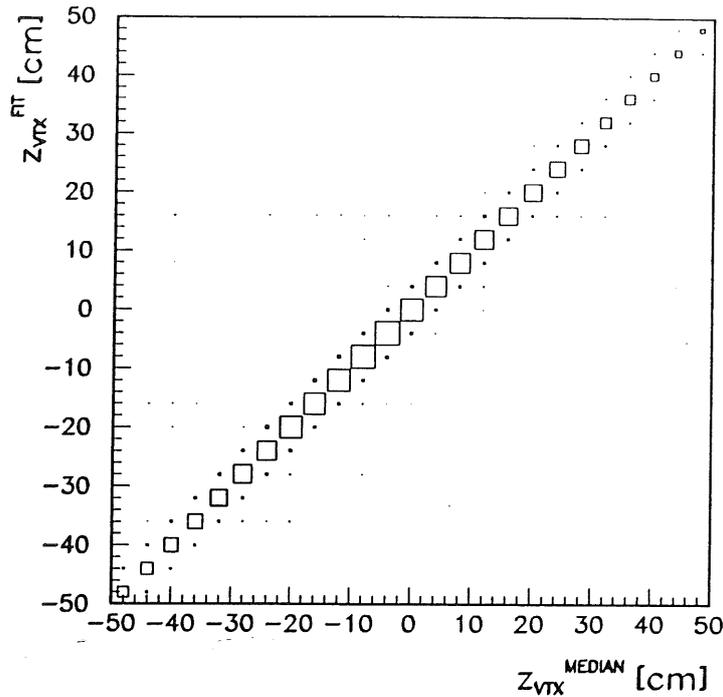


Abbildung 27: Korrelation zweier Werte der Rekonstruktion der z -Koordinate des Ereignisvertex: z_{vtx}^{FIT} wird aus einer gemeinsamen Anpassung bestimmt, z_{vtx}^{MEDIAN} als Median der Schnittpunkte der extrapolierten Spuren mit der Strahlachse

benenfalls viele Spuren verlorengehen, weil sie scheinbar nicht auf den gemeinsamen Ursprung zeigen.

In der betrachteten Datennahmepériode wird der Fehler des gemeinsamen Ursprungs, der bei der Anpassung verwendet wird, deshalb sehr groß bemessen, was die Zwangsbedingung erheblich abschwächt. Auf diese Weise wird mit hoher Sicherheit ausgeschlossen, daß primäre Spuren verworfen werden, andererseits befinden sich allerdings in der Menge der auf den Ursprung gezwungenen Spuren auch eine große Menge sekundärer Spuren. Im folgenden Paragraphen wird daher eine transparente Methode der Spurselektion diskutiert, die auf dem extrapolierten Abstand der Spuren vom rekonstruierten Ereignisvertex basiert.

Der dabei verwendete Wert der z -Koordinate des Ereignisvertex z_{vtx} ist der Median der Schnittpunkte der extrapolierten Spuren mit der Strahlachse. Damit ist sicher gestellt, daß in jedem Ereignis mit mindestens einer Spur ein Wert für z_{vtx} vorliegt. Darüberhinaus ist dieser Wert sehr gut mit einem gegebenenfalls vorhandenen Wert korreliert, der durch die gemeinsame Anpassung ermittelt wird, wie Abbildung 27 verdeutlicht.

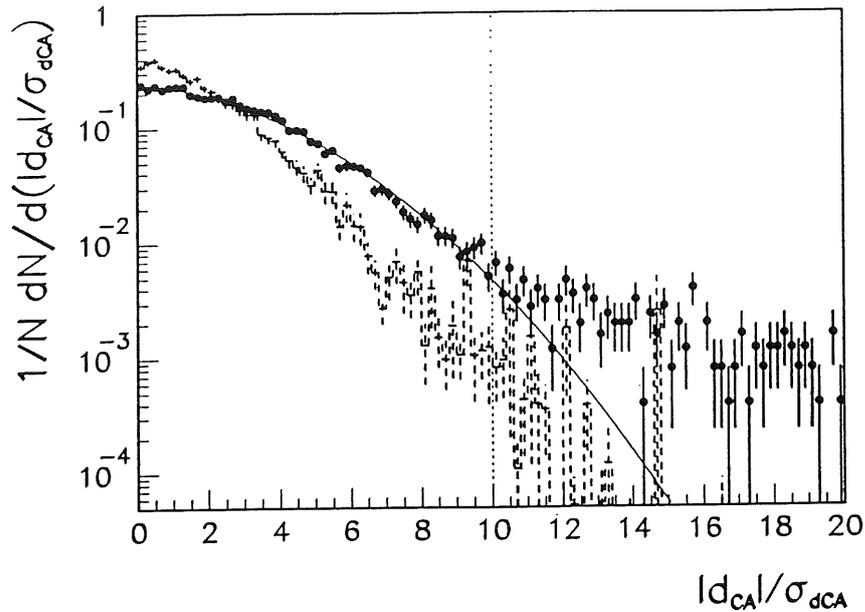


Abbildung 28: Verteilung des kleinsten Abstandes einer Spur zur nominellen Strahlachse in der transversalen Ebene d_{ca} geteilt durch seinen Fehler $\sigma_{d_{ca}}$ für Daten (\bullet) und simulierte Ereignisse (gestrichelt); Spuren mit Werten oberhalb der gepunkteten Linie werden verworfen; die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung einer Gaußverteilung an die Daten.

Spurselektion: Wie bereits im vorigen Paragraphen besprochen, sind die primären Spuren zu selektieren. Daher wird verlangt, daß der Abstand der zur Strahlachse extrapolierten Spur, bevor sie auf den gemeinsamen Vertex gezwungen wird, klein ist.

In der Ebene transversal zur Strahlrichtung wird dazu der kleinste Abstand der Spur zur Strahlachse $|d_{ca}|$ durch den im Rahmen der Spuranpassung geschätzten Fehler $\sigma_{d_{ca}}$ geteilt. In der in Abbildung 28 dargestellten Verteilung erkennt man neben einer normalverteilten Komponente auch einen flachen Untergrund, der im Bereich $|d_{ca}|/\sigma_{d_{ca}} > 10$ dominiert. Die dort liegenden Spuren werden verworfen.

Die Verteilung des Abstandes des Schnittpunkts der Spur mit der Strahlachse z_0 vom Ereignis-Vertex z_{vtx} entlang der Strahlachse hat eine ganz ähnliche Verteilung, wie man in Abbildung 29 sieht. Auch hier werden Spuren in dem vom Untergrund dominierten Bereich der Verteilung $|z_{vtx} - z_0| > 10 \text{ cm}$ verworfen.

In einigen Fällen kann eine Spur nicht in einem Stück rekonstruiert werden, weil beispielsweise eine größere Gruppe von Spurpunkten fehlt oder an einer Zellgrenze zusammengehörnde Punkte wegen einer falschen Kalibration nicht verbunden wer-

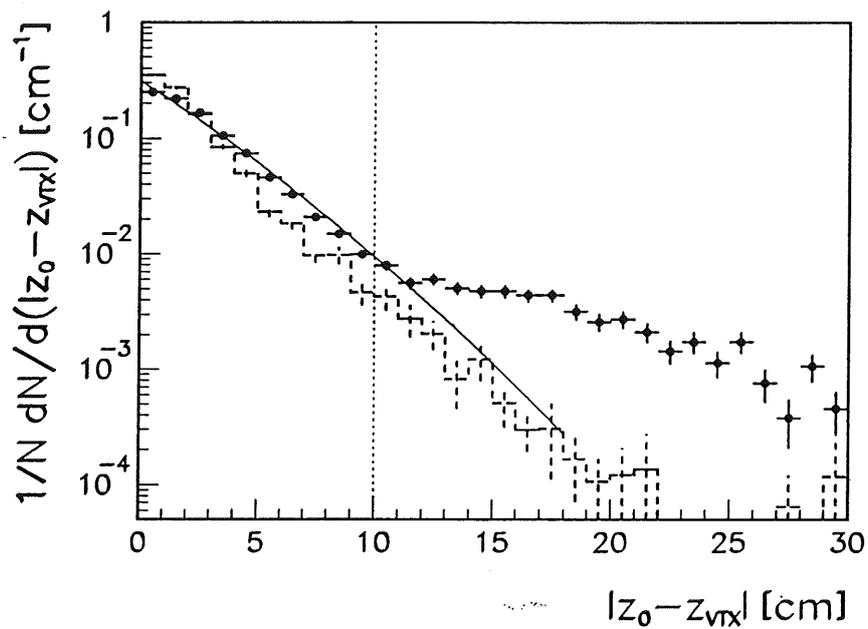


Abbildung 29: Verteilung des Abstandes von Schnittpunkt der Spur mit der nominalen Strahlachse z_0 und Ereignis-Vertex z_{vtx} für Daten (●) und simulierte Ereignisse (gestrichelt); Spuren mit Werten oberhalb der gepunkteten Linie werden verworfen; die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung einer Gaußverteilung an die Daten.

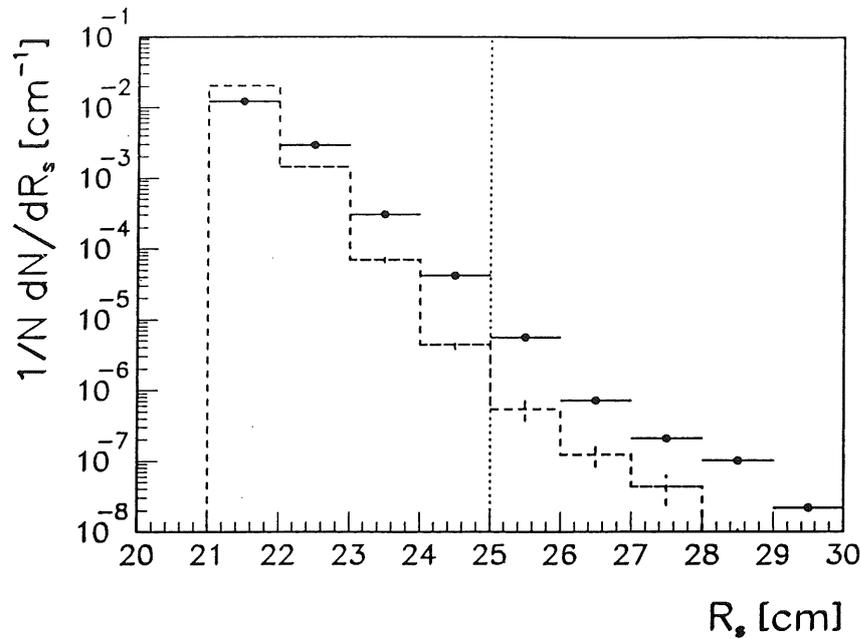


Abbildung 30: Verteilung des Start-Radius R_s der Spuren für Daten (•) und simulierte Ereignisse (gestrichelt); Spuren mit Werten von R_s oberhalb der gepunkteten Linie werden verworfen.

den. Dies hat zur Folge, daß zu einem physikalischen Teilchen eventuell mehrere Spursegmente gehören. Um diese Teilchen nicht doppelt zu zählen, werden nur Spuren verwendet, die in den innersten Lagen der CJC1 beginnen. Der in Abbildung 30 dargestellte Start-Radius der Spur, also der Spurpunkt mit dem kleinsten radialen Abstand zur Strahlachse, soll daher nicht größer als 25 cm sein.

Der Vergleich der Spurparameter in Daten und Simulation zeigt deutliche Unterschiede, die auf eine schlechtere Ortsauflösung der einzelnen Spurpunkte in den Daten deutet. Mögliche Gründe hierfür sind die Vernachlässigung der Einflüsse von Vielfachstreuung, Energieverlust durch Ionisation und der Ränder der Driftzelle in der Simulation. Zudem wirkt sich in den Daten aus, daß die Signale zwei nah beieinander liegender Teilchen auf einem Draht nicht sauber getrennt werden können. Für eine Spur, die beispielsweise allein wegen des Schnitts in der Größe $|z_{vtx} - z_0|$ in den Daten verworfen wird, kann jedoch anhand der Darstellung der Spur und der Spurpunkte die Ursache nicht ermittelt werden.

Selektionseffizienz: Die Selektionseffizienz läßt sich an simulierten Ereignissen studieren, wobei man den Anteil ϵ_{sel} der generierten Spuren ermittelt, die nach der Rekonstruktion durch die Spur Selektion verworfen werden. Diese Größe ϵ_{sel} ist in

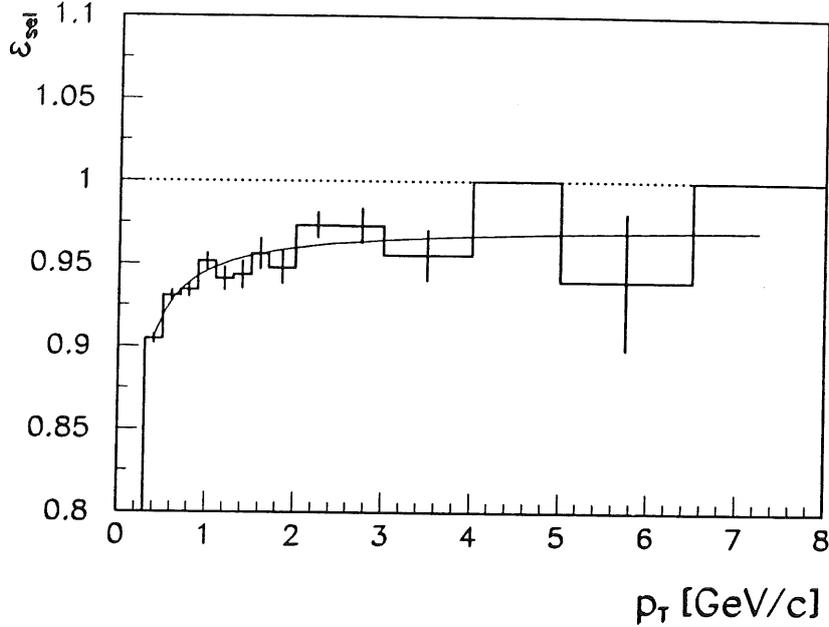


Abbildung 31: Aus der Simulation bestimmte Effizienz eine generierte Spur zu rekonstruieren und zu selektieren, die angepasste Kurve zeigt die verwendete Korrekturfunktion.

Abbildung 31 in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T dargestellt. Der Fehler ist dabei durch

$$\Delta\epsilon_{sel} = \sqrt{\frac{\epsilon_{sel}(1 - \epsilon_{sel})}{n}}$$

gegeben. Die Verteilung wird durch die Funktion

$$\epsilon_{sel} = \epsilon_0 \frac{p_T}{p_T + p_0}$$

parametrisiert, um sie später zur Korrektur der Ineffizienz zu verwenden. Die Werte der Parameter sind $p_0 = 0.030 \pm 0.003 \text{ GeV}/c$ und $\epsilon_0 = 0.974 \pm 0.004$.

Um abzuschätzen, wie groß die Unsicherheit der auf diese Weise bestimmten Selektionseffizienz angesichts der Unterschiede der Verteilungen der Spurparameter in Daten und Simulation ist, werden die in Abbildung 32 dargestellten integrierten und auf die Gesamtzahl aller eingetragenen Spuren normierten Verteilungen von $|d_{ca}|/\sigma_{dca}$ und $|z_{vtx} - z_0|$ herangezogen. Sie können als "Effizienzen" der entsprechenden Schnitte interpretiert werden. Der Unterschied dieser Effizienzen für Daten und Simulation an der Stelle des gewählten Schnitts beträgt etwa 2% bzw. 5%, so daß ein systematischer Fehler der Spurselektion von 5% angenommen wird.

Es sei bemerkt, daß bei der Normierung die konservative Annahme gemacht wird, daß in den Verteilungen keine Untergrundspuren enthalten sind.

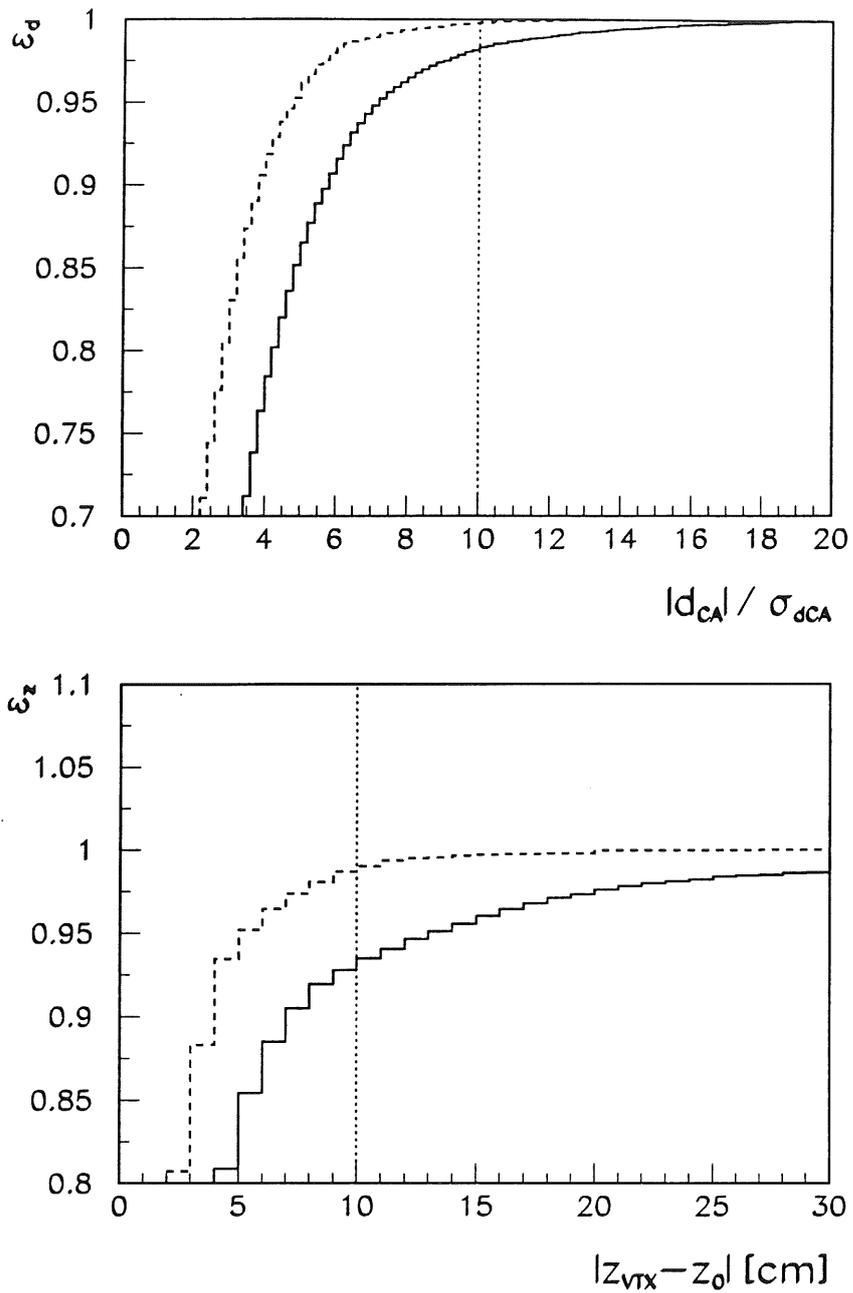


Abbildung 32: Integrierte und auf die jeweilige Gesamtzahl von Spuren normierte Verteilungen ϵ_d von $\frac{|d_{ca}|}{\sigma_{dca}}$ [oben] und ϵ_z von $|z_{vtx} - z_0|$ [unten] für Daten (durchgezogen) und Simulation (gestrichelt); die gepunktete Linie zeigt den Schnitt in den entsprechenden Größen; man beachte die stark unterdrückte Ordinate.

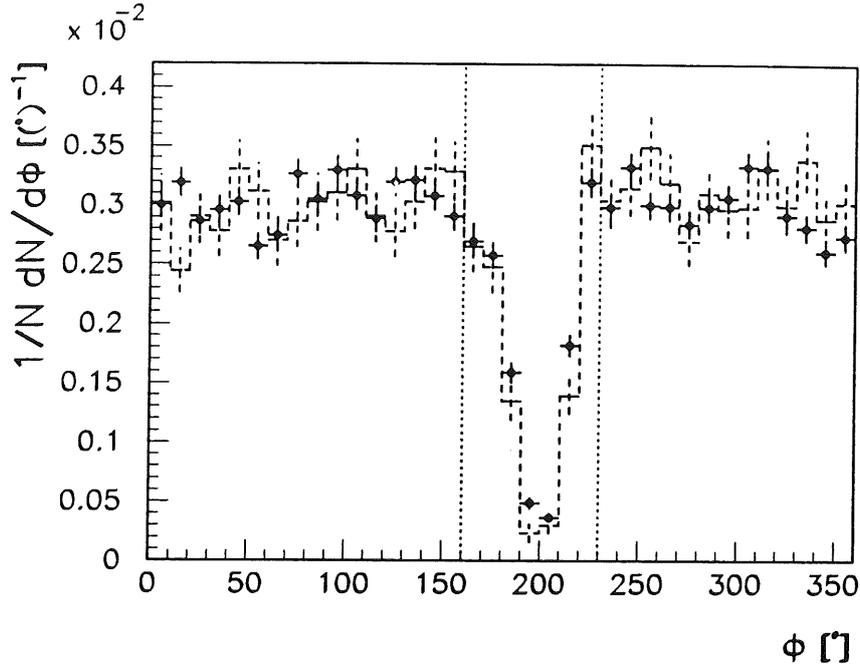


Abbildung 33: Verteilung des Azimutwinkels der Spuren ϕ für Daten (●) und simulierte Ereignisse (gestrichelt); Spuren mit ϕ -Werten innerhalb der gepunkteten Linien werden verworfen.

Akzeptanz: Die Akzeptanz der Kammern im Polarwinkel θ ist durch die geometrischen Abmessungen der Kammern bestimmt, während sich die Limitierung im Azimutwinkel φ durch die zwei inaktiven Zellen der CJC1 ergibt.

In Abbildung 33 ist zunächst die Verteilung des Spurparameters ϕ dargestellt. Die Wirkung der zwei inaktiven Zellen in der inneren Kammer ist deutlich zu erkennen. Zwar wird die Verteilung gut durch die Simulation beschrieben, es ist aber dennoch sicherer, die Akzeptanz in diesem Bereich durch einen Schnitt künstlich einzuschränken und die Spuren aus diesem Bereich des Detektors nicht zu verwenden, da anzunehmen ist, daß sie andere Eigenschaften haben als die Spuren, die aus dem intakten Bereich des Detektors kommen. Insbesondere was die Auflösung in p_T betrifft würden so zusätzliche systematische Unsicherheiten eingeführt. Die Korrektur dieses Schnitts ist einfach, da die betrachteten physikalischen Prozesse als unabhängig vom Azimutwinkel angenommen werden können.

Der Akzeptanzbereich der Driftkammern im Polarwinkel θ , definiert den Bereich der Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan \theta/2$, in dem der Wirkungsquerschnitt angegeben werden kann. Die nichtlineare Beziehung zwischen Polarwinkel und Pseudorapidität wird zunächst in Abbildung 34 verdeutlicht.

Um den Akzeptanzbereich zu bestimmen wird das Kalorimeter als unabhängige

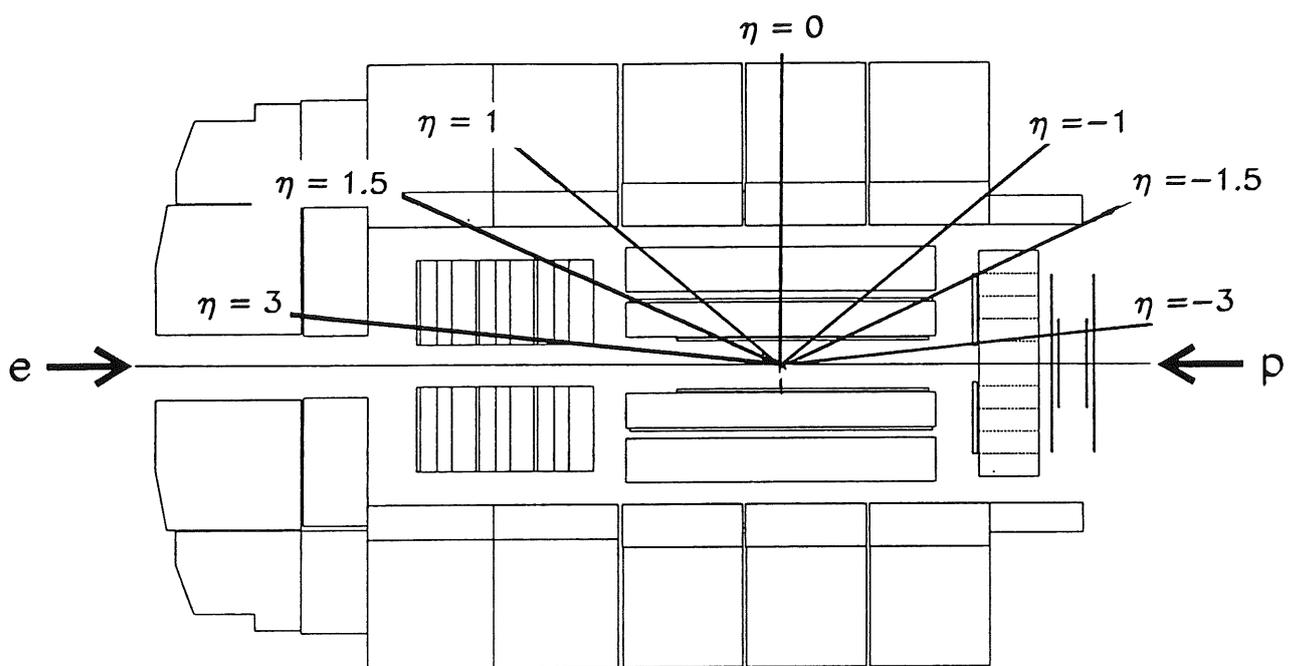


Abbildung 34: r - z -Ansicht des H1-Detektors mit Linien konstanter Pseudorapidity

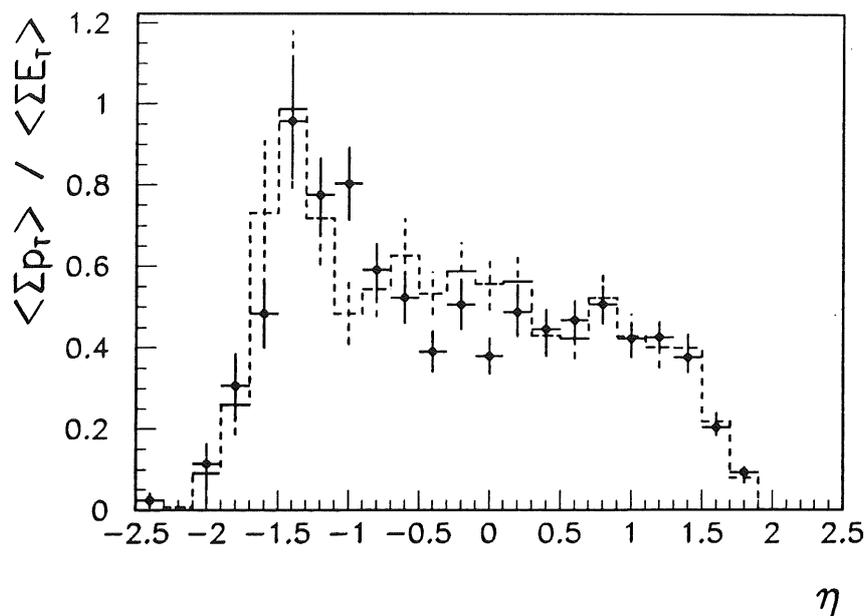


Abbildung 35: p_T -Fluß der Spuren mit $p_T > 300 \text{ MeV}$ über E_T -Fluß im Kalorimeter für Ereignisse mit mindestens einer Spur mit $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ Daten (●) und simulierte Ereignisse (gestrichelt).

Referenz verwendet. Unabhängig vom Polarwinkel sollte das Verhältnis von p_T -Fluß der geladenen Spuren in der Driftkammer und dem Fluß der transversalen Energie E_T im Kalorimeter konstant sein. Da der Teilchenfluß durch die Pionen bestimmt wird, ist das Verhältnis im Idealfall $2/3$, da in der Spurkammer nur die geladenen Pionen, im Kalorimeter aber zusätzlich das neutrale Pion nachgewiesen wird. Da nur geladene Spuren oberhalb von $300 \text{ MeV}/c$ bei der Berechnung des p_T -Flusses berücksichtigt werden, ist das Verhältnis jedoch in der Praxis kleiner. In Abbildung 35 ist das Verhältnis gezeigt. Es ist im zentralen Bereich $-1 < \eta < 1.5$ flach und fällt für $\eta > 1.5$ gegen null ab. Dieser Abfall ist auf die verschwindende Zahl von Spuren zurückzuführen. Im rückwärtigen Teil des Detektors $\eta < -1$ läßt sich die Akzeptanz der Driftkammer nicht studieren, weil die Akzeptanz des Kalorimeters für Hadronen dort, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben wird, klein ist und deshalb zu einem Ansteigen des Verhältnisses führt. Da sich die Kammer in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung von der Konstruktion jedoch nicht unterscheidet, kann von einer symmetrischen Akzeptanz $-1.5 < \eta < 1.5$ ausgegangen werden.

Um die bestmögliche Auflösung im transversalen Impuls zu gewährleisten, müssen gemäß der oben angegebenen Formel von Gluckstern lange Spuren selektiert werden. Daher soll der Pseudorapiditybereich bei der Messung des Einteilchen-Wirkungs-

querschnittes als Funktion von p_T so eingeschränkt werden, daß die Spuren den vollen Radius des zentralen Spurdetektors durchlaufen. Die maximale Pseudorapidität η_{max} , für die eine Spur gerade nicht die Stirnwand der Kammer durchstößt, ist dabei eine Funktion des Ereignis-Vertex z_{vtx} . Aus rein geometrischen Gründen folgt nämlich, daß η_{max} umso kleiner ist, je weiter der Ereignis-Vertex in Proton-Vorwärtsrichtung liegt. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 36 dargestellt. Analoges gilt mit umgekehrtem Vorzeichen für die hintere Stirnwand der Kammer. Offensichtlich muß ein Kompromiß zwischen einem möglichst großen Pseudorapiditätsbereich für die Spuren einerseits, und einem nicht zu großen Verlust an Ereignissen durch einen harten Schnitt in der Verteilung des Ereignis-Vertex andererseits, gefunden werden. In dieser Analyse wird ein Schnitt von $|z_{vtx}| < 25cm$ gewählt, was in etwa einer Standardabweichung der gaußischen Vertex-Verteilung entspricht, wie sie in Abbildung 11 gezeigt worden ist. Aus Abbildung 36 liest man dann für das Pseudorapiditätsintervall $|\eta| < 1$ ab.

Abbildung 37 verdeutlicht, daß damit wie gewünscht die Flanken der Verteilung der transversalen Spurlänge abgeschnitten und damit der überwiegende Teil der kurzen Spuren beseitigt wird. Die Verteilung der Endpunkte der Spuren in der $r-z$ -Ebene in Abbildung 38 bestätigt, daß nach diesem Schnitt keine Spuren die Stirnwand der Kammer durchstoßen. Im selektierten Bereich verbleibt dennoch ein kleiner Anteil kurzer Spuren. Diese Spuren werden nicht in die CJC2 verlängert werden, weil es dort beispielsweise wegen eines inaktiven Sektors keine Spurpunkte gibt oder durch Vielfachstreuung keine gemeinsame Parametrisierung gefunden wird.

Untersuchung der p_T -Rekonstruktion: Wie bereits oben erwähnt, nimmt die relative Impulsauflösung einer Driftkammer mit größer werdenden transversalen Impulsen p_T ab. Da ein p_T -Spektrum jedoch steil abfällt, besteht prinzipiell die Gefahr, daß Spuren durch auflösungsbedingte Ungenauigkeiten in der Messung systematisch zu höheren Werten verschoben werden und daher das Spektrum signifikant deformiert wird. Dieses Problem tritt nicht auf, wenn die Abweichung zwischen wahren und gemessenem p_T klein gegen die gewählte Breite der p_T -Intervalle ist.

Als Schätzwert für die Differenz von wahren und gemessenem p_T dient der absolute Fehler Δp_T , der sich als Produkt aus dem relativen Fehler der Spuranpassung $\frac{\delta\kappa}{\kappa} = \frac{\delta p_T}{p_T}$ und dem p_T selbst errechnet. Δp_T ist in Abbildung 39 gegen p_T aufgetragen ist. Offenbar gibt es zwei Bänder von Spuren, wobei die Gruppe mit den kleineren Fehlern dominiert. Die Breite der p_T -Intervalle wird nun so gewählt, daß der absolute Fehler des dominierenden Teils der besser gemessenen Spuren kleiner ist, als die halbe Breite des Intervalls. Dies bietet eine ausreichende Sicherheit gegenüber systematischen Migrationen.

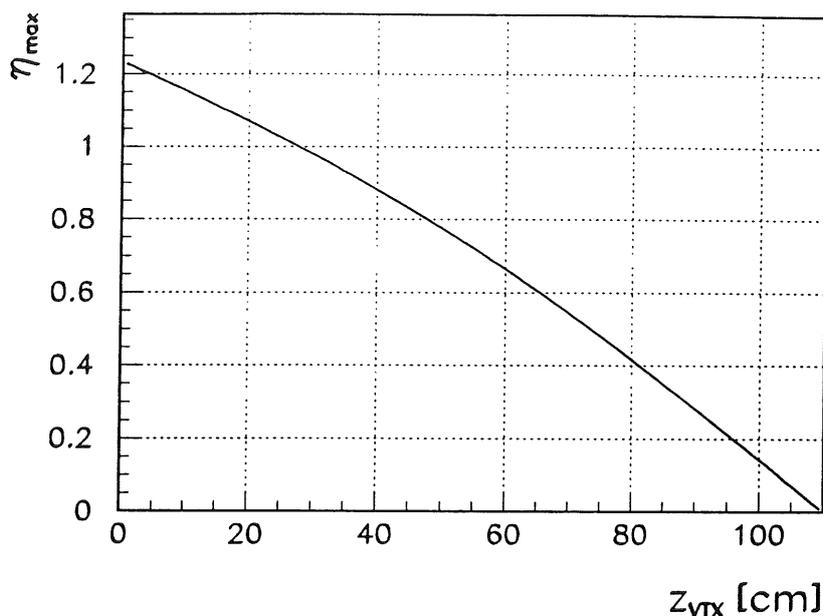


Abbildung 36: Aus den Abmessungen der zentralen Kammer bestimmte maximale Pseudorapidität, die eine Spur in Abhängigkeit vom Ereignis-Vertex z_{vtx} haben darf, um die Stirnwand der Kammer gerade nicht zu durchstoßen.

Abbildung 39 beweist, daß der Beitrag der schlechter gemessenen Spuren, deren Fehler etwa so groß ist wie die volle Intervallbreite, in den jeweiligen Intervallen vernachlässigbar ist.

Diese Argumentation wird weiterhin durch Modellrechnungen des Vergleichs von wahrem und rekonstruiertem p_T gestützt, die in Anhang C beschrieben sind. Sie zeigen, daß die Migrationen in den einzelnen Intervallen kleiner als 10% sind. Dabei ist insbesondere festzustellen, daß es keinen systematischen Effekt gibt, der bewirkt, daß in jedem Intervall Spuren von niedrigeren p_T dazukommen. Vielmehr wechseln sich in benachbarten Intervallen positiver und "negativer" Zufluß ab, was als eine natürliche Folge der Intervallgrenzen gewertet wird.

Es sei angemerkt, daß die Spuren mit der schlechteren Auflösung kurz sind, wie in Abbildung 40 zu erkennen ist. Dies rechtfertigt im Nachhinein die Beschränkung des Pseudorapiditätsbereichs in der Weise, daß nur Spuren, die den vollen Radius der Kammer durchlaufen, verwendet werden.

Abschließend soll mit einem zusätzlichen Argument untermauert werden, daß in den Daten keine völlig falsch gemessenen Spuren im Bereich hoher p_T zu finden sind, die ein zu starkes Abflachen der Verteilung zu hohen p_T vortäuschen.

Wie bereits bei der Bestimmung der Akzeptanz wird dazu das Kalorimeter als Re-

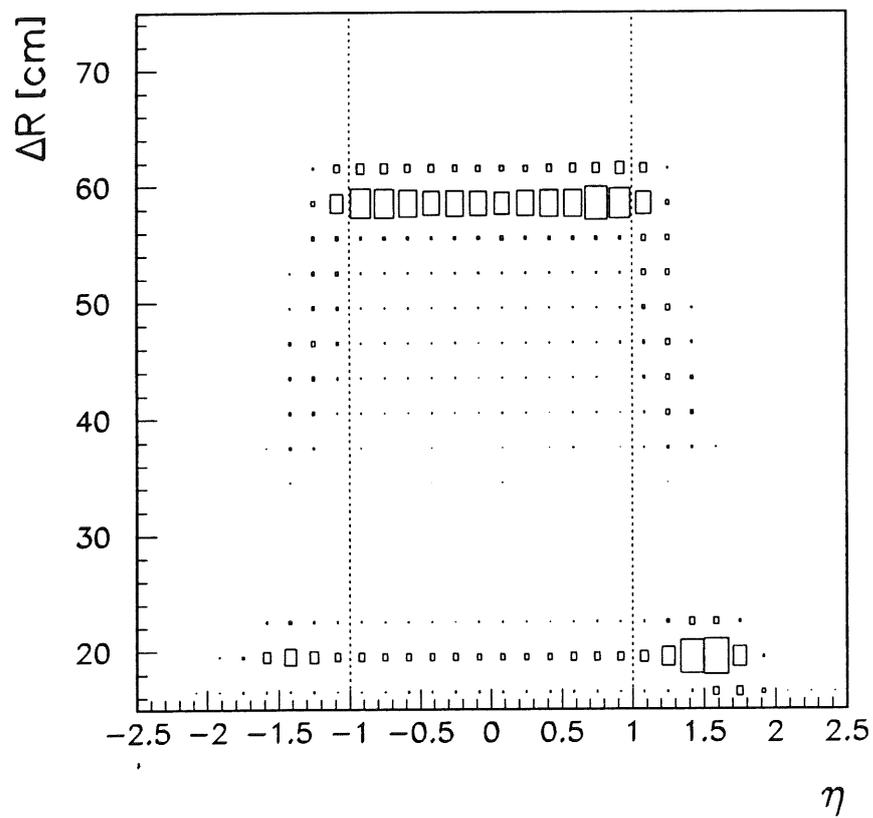


Abbildung 37: Verteilung der Differenz von End- und Anfangsradius der Spuren ΔR in Abhängigkeit der Pseudorapidity η der Spuren; das für die Analyse verwendete Pseudorapidityintervall liegt innerhalb der gepunkteten Linien.

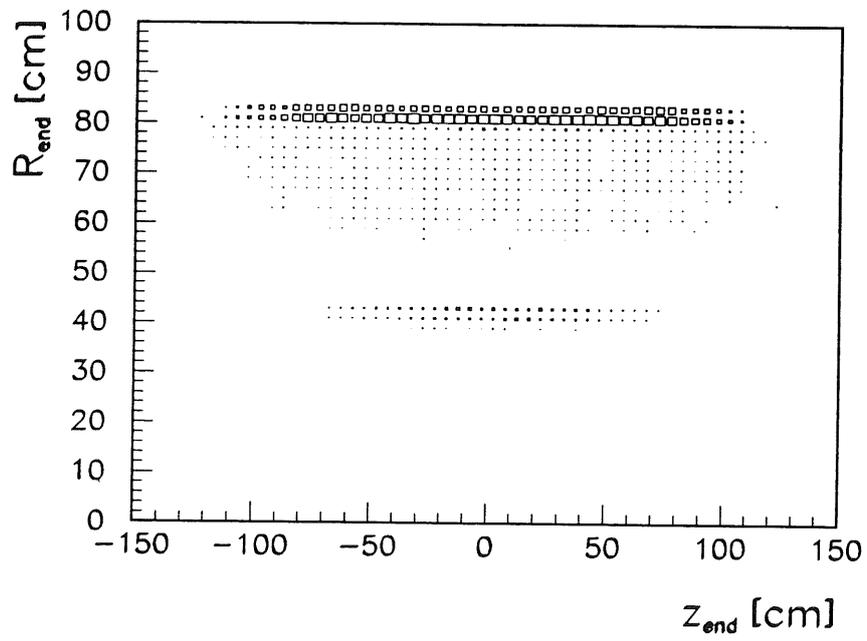
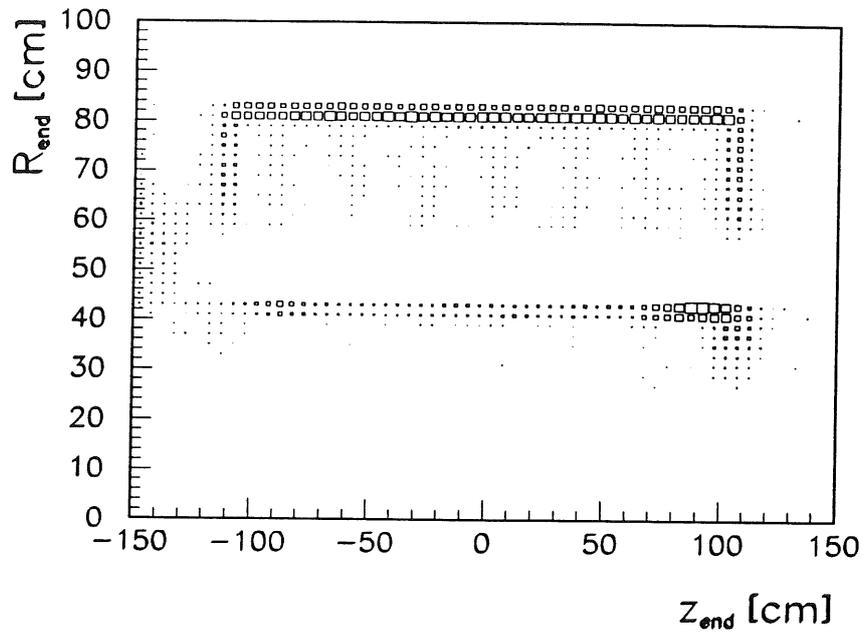


Abbildung 38: Verteilung der Endpunkte der Spuren in der $r-z$ -Projektion für alle Spuren [oben] und für Spuren mit Pseudorapidity $|\eta| < 1$ [unten].

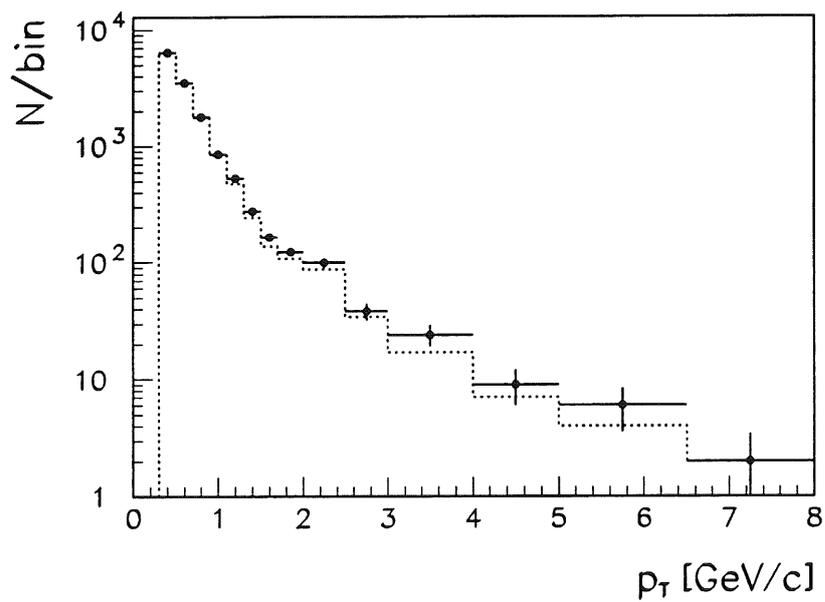
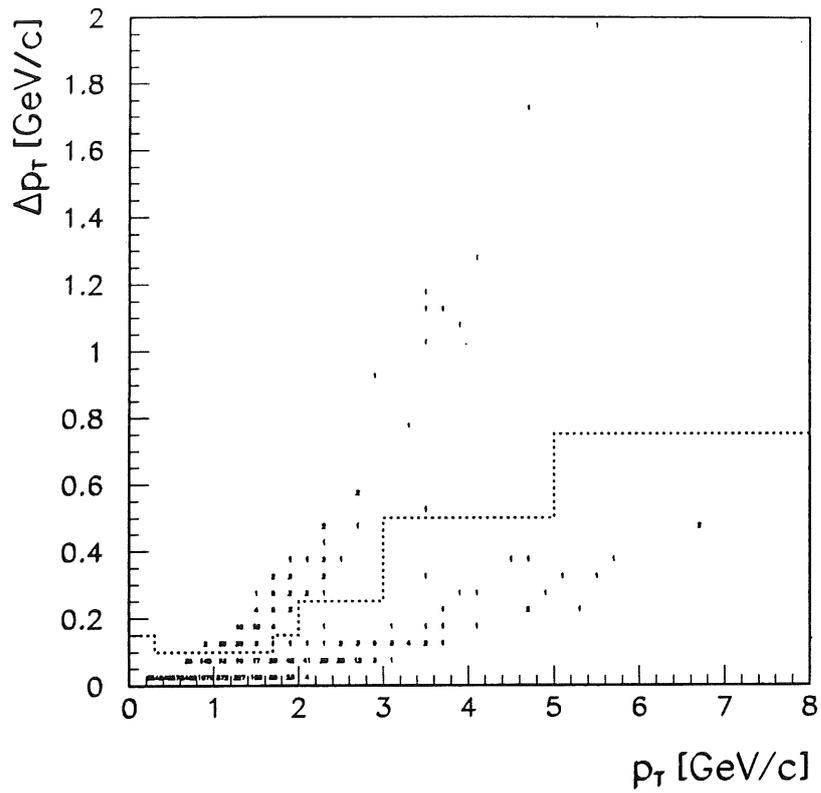


Abbildung 39: [oben:] Verteilung des Fehlers Δp_T als Funktion von p_T für Daten; die gepunktete Linie deutet die halbe Breite des entsprechenden p_T -Intervalls an. [unten]: p_T Verteilung aller Spuren (\bullet) und der Spuren mit einem Fehler Δp_T , der kleiner als die halbe Intervallbreite ist (gepunktet), d.h. der Spuren unterhalb der gepunkteten Linie in der oberen Abbildung.

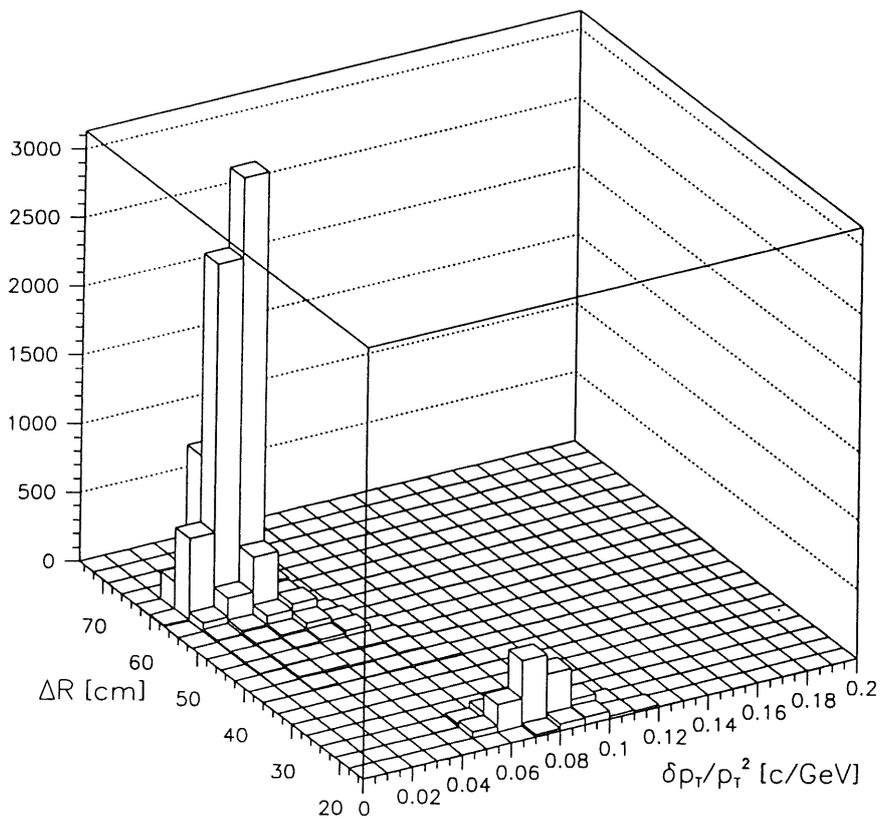


Abbildung 40: Spurauflösung $\delta p_T/p_T^2$ gegen die Differenz aus End- und Anfangsradius ΔR der Spur.

ferenz verwendet. Bei hohen Impulsen ist die Energiemessung für einzelne Teilchen gut genug, um mit dem Impuls der Spur verglichen zu werden. Die Energie eines Teilchens ist dabei die Summe der Energien in den Kalorimeterzellen, die in einem Zylinder mit Radius 15 cm im elektromagnetischem bzw. 25 cm im hadronischem Teil des Flüssigargonkalorimeters um die extrapolierte Spur liegen. In Abbildung 41 oben ist das Verhältnis $\frac{E}{p \cdot c}$ gegen p_T aufgetragen und man erkennt, daß typischerweise 'hinter' der Spur Energie im Kalorimeter deponiert wird. Das Energie-Impulsverhältnis ist jedoch im Mittel kleiner als 1, was die Projektion dieser Verteilung auf die Abszisse zeigt. Dieses Verhalten ist auch für simulierte Ereignisse zu beobachten. In Abschnitt 4.2.3 wird dazu gezeigt werden, daß dieser Effekt nicht etwa durch einen zu eng gewählten Zylinder bedingt ist, sondern eine unvermeidbare Konsequenz der Rauschunterdrückung im Kalorimeter ist.

Lediglich die Erhöhung im kleinsten gezeigten Intervall in $E/p \cdot c$ deutet auf Spuren, deren p_T nicht korrekt gemessen ist. Von den 7 Spuren finden sich 3 im Intervall $2.5\text{ GeV}/c < p_T < 3\text{ GeV}/c$ und 4 im Intervall $3\text{ GeV}/c < p_T < 3.5\text{ GeV}/c$. Insbesondere tragen diese Spuren also nicht im Bereich höchster p_T bei.

Festzuhalten ist demnach, daß das Abflachen der Verteilung bei hohen p_T aus den folgenden Gründen nicht durch falsch gemessene Spuren vorgetäuscht wird. Die Verteilung der Fehler Δp_T in Abhängigkeit von p_T ist quadratisch (vgl. dazu Abbildung 85), wie man es wegen $\delta p_T/p_T \sim p_T$ erwartet. Völlig falsch rekonstruierte Spuren würden dieses Verhalten jedoch nicht zeigen. Weiterhin lassen sich die zwei getrennten Bänder in der Verteilung mit der Länge der Spuren in Beziehung setzen. Ferner dominieren in jedem der p_T -Intervalle die besser gemessenen Spuren, im höchsten Intervall sind sogar alle Spuren mit der besseren Auflösung gemessen. Schließlich haben alle Spuren mit $p_T > 3.5\text{ GeV}/c$ gemäß der erwarteten Verteilung Energie im Kalorimeter deponiert.

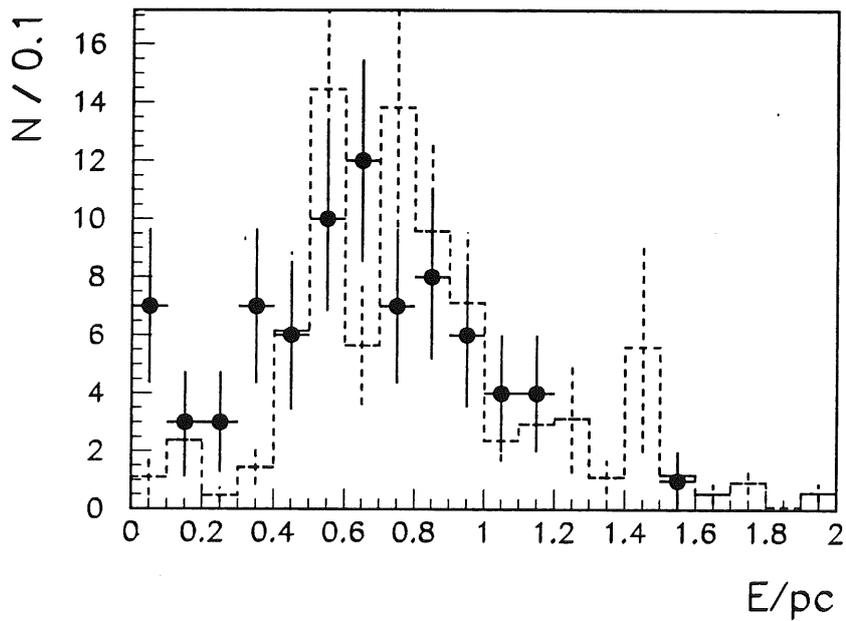
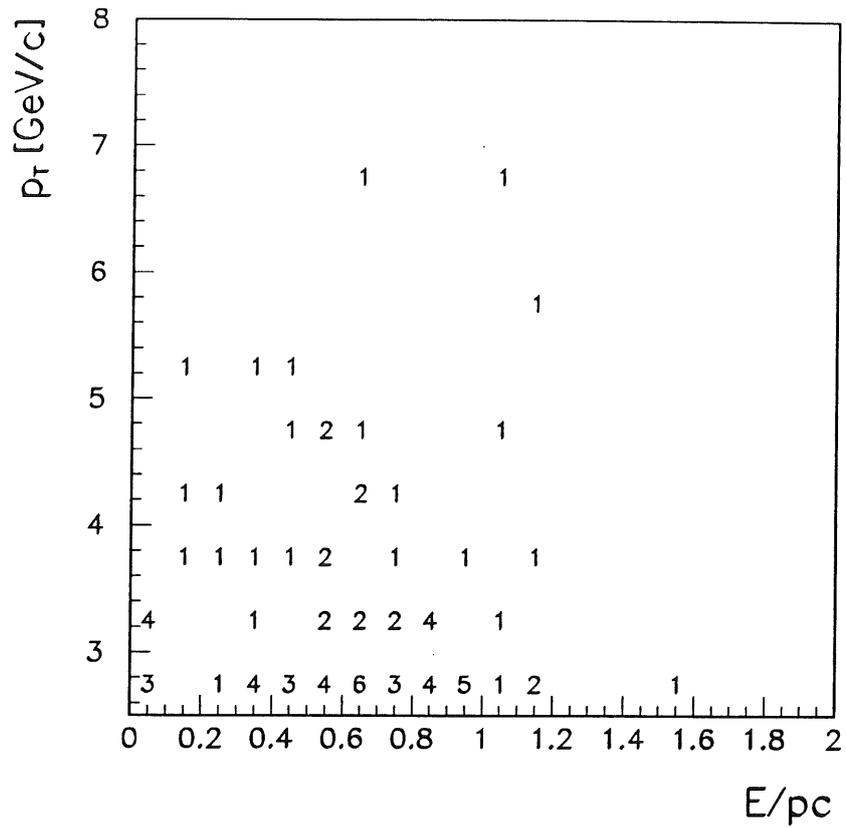


Abbildung 41: Verteilung des Energie-Impuls-Verhältnisses $\frac{E}{p_c}$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T der Spuren für Daten [oben] und als Projektion integriert über $2.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ (\bullet) verglichen mit simulierten Ereignissen (gestrichelt) [unten].

4.2 Kalorimeter

4.2.1 Funktionsprinzip

Kalorimeter dienen der Energiemessung geladener und neutraler Teilchen. Die Messung basiert auf der Erzeugung eines Schauers von Sekundärteilchen bei der Absorption des primären Teilchens in einem Block dichter Materie. Dabei ist die Summe der zurückgelegten Wege aller in dem Schauer produzierten Teilchen proportional der Energie des primären Teilchens [Ros52]. Materialien, die ein dem Weg eines geladenen Teilchens proportionales Signal erzeugen, beispielsweise als Ionisationsladung oder Čerenkovlicht, eignen sich daher für den Bau eines Kalorimeters. Sie werden "aktive" Materialien genannt.

Handelt es sich bei dem primären Teilchen um ein Elektron, Positron oder Photon, finden nur elektromagnetische Wechselwirkungen statt, und ein elektromagnetischer Schauer entwickelt sich vorwiegend durch die Prozesse der Bremsstrahlung und der Paarproduktion. Ein primäres Hadron hingegen wechselwirkt vornehmlich stark mit der Materie. Daher entwickelt sich der Teilchenschauer zum großen Teil dadurch, daß die hochenergetischen Teilchen beim Aufprall auf die Materiekern Pionen produzieren, Kernbausteine freisetzen oder den Kern sogar spalten. Zurück bleiben hochangeregte Kerne, die langsam unter Freisetzung weiterer Teilchen in ihren Grundzustand übergehen.

Die Form elektromagnetischer und hadronischer Schauer als Funktion der Eindringtiefe ist universell und hängt lediglich von der Strahlungslänge X_0 [Bat70] bzw. der hadronischen Wechselwirkungslänge λ_i [Ler86] ab. Diese Materialkonstanten definieren die charakteristische Länge der Schauerentwicklung, und je kleiner ihre Werte sind, desto geringer ist die zur vollständigen Absorption eines Schauers nötige Abmessung des Materieblocks. Entscheidend für den Bau eines Kalorimeters ist dabei, daß in $20X_0$ etwa 99% der Energie eines elektromagnetischen und in $5\lambda_i$ etwa 95% der Energie eines hadronischen Schauers deponiert sind.

Homogene Kalorimeter haben häufig den Nachteil, daß sie sehr groß sein müssen, da das aktive Material, aus dem sie bestehen, ein großes X_0 bzw. λ_i hat. Eine Alternative ist daher der Bau eines "sampling" Kalorimeters, bei dem sich Schichten von aktivem und inaktivem Material, auch Absorber genannt, so abwechseln, daß einerseits ein hinreichend großes Signal generiert wird, andererseits das mittlere X_0 bzw. λ_i deutlich verringert wird. Auf diese Weise läßt sich die zur vollständigen Absorption der Teilchen nötige Tiefe auf kleinem Raum realisieren. In der Praxis werden nur Kalorimeter zur Absorption elektromagnetischer Schauer, sogenannte elektromagnetische Kalorimeter, homogen ausgeführt.

Im H1-Detektor werden elektromagnetische und hadronische Kalorimeter verwendet,

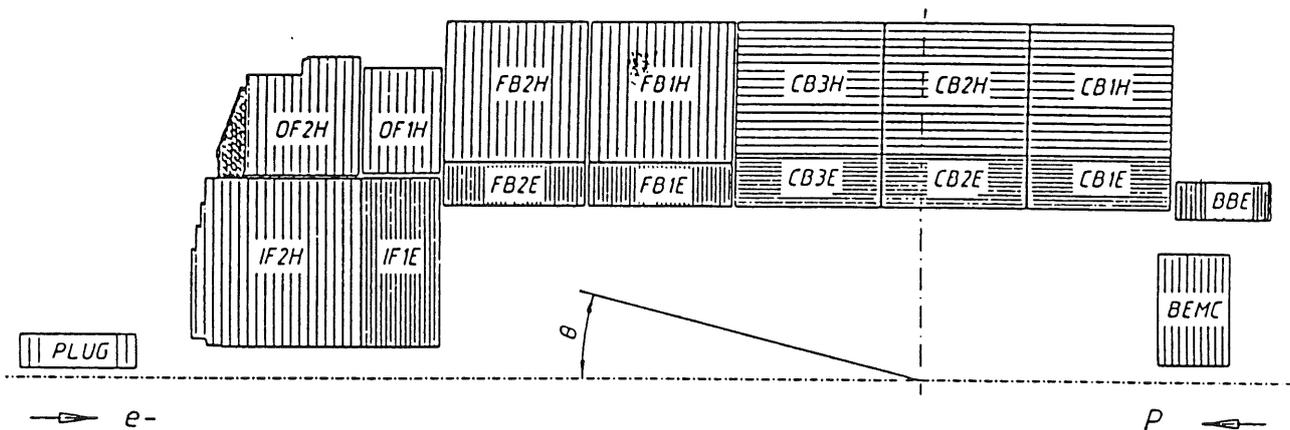


Abbildung 42: $r - z$ Ansicht des Kalorimetersystems des Hauptdetektors.

wobei sowohl die homogene als auch die "sampling"-Bauweise vorzufinden ist.

4.2.2 Übersicht der H1-Kalorimeter

Abbildung 42 zeigt das System von Kalorimetern, das die bereits beschriebenen vorderen und zentralen Spurdetektoren umgibt. Das Kernstück ist das weiter unten ausführlicher beschriebene große Flüssigargon-Kalorimeter zur Messung elektromagnetischer und hadronischer Schauer, in Abbildung 42 mit IF2H/OF2H ... BBE bezeichnet. Um den vollen Polarwinkel abzudecken, wird es ergänzt durch ein Kupfer-Silizium Kalorimeter zur Messung hadronischer Schauer in Vorwärtsrichtung (PLUG) und ein elektromagnetisches Blei-Szintillator Kalorimeter (BEMC), zur vornehmlichen Messung der gestreuten Elektronen in tiefinelastischen Prozessen. Teilchen der Schauer, die in diesen Kalorimetern nicht vollständig absorbiert werden, können mittels der Instrumentierung des Eisenjochs nachgewiesen werden. Darüberhinaus gibt es das weiter unten beschriebene Luminositätssystem, das aus zwei homogenen elektromagnetischen Kalorimetern besteht und nicht in Abbildung 42 eingezeichnet ist.

Alle Kalorimeter liefern über getrennte Datenströme neben der vollen Information auch Triggersignale.

Nachfolgend wird detaillierter auf das Flüssigargon-Kalorimeter und das Luminositätssystem eingegangen, da sie in der vorliegenden Analyse eingesetzt werden.

4.2.3 Flüssigargon-Kalorimeter

Das Flüssigargon-Kalorimeter [And93a] deckt den überwiegenden Teil des Polarwinkelbereichs ab. Es wird deshalb in dieser Analyse zur Messung des hadronischen Endzustandes der Photoproduktionsereignisse benutzt, aus dem sich dann die Energie des einlaufenden Photons rekonstruieren läßt. Weiterhin wird die totale transversale Energie eines Ereignisses, die ein Maß für die Härte des zugrundeliegenden Streuprozesses ist, mit dem Kalorimeter gemessen. In dieser Analyse wird das Flüssigargon-Kalorimeter darüberhinaus als unabhängige Referenz bei der Untersuchung der Eigenschaften der zentralen Driftkammern benutzt, wie bereits in Abschnitt 4.1.4 beschrieben worden.

Aufbau: Das Flüssigargon-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter, in Abbildung 42 dunkler gezeichnet, und einem hadronischen Kalorimeter. Es umschließt die vorderen und zentralen Spurdetektoren und befindet sich selbst innerhalb der supraleitenden Spule, so daß die Energiemessung nur durch wenig inaktives Material vor dem Detektor gestört wird. Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine Tiefe von mehr als $20X_0$ und soll vor allem das gestreute Elektron und die primär erzeugten π^0 -Mesonen messen. Das hadronische Kalorimeter ist für den Nachweis von Jets hadronischer Teilchen ausgelegt und hat im zentralen Bereich eine Tiefe von $5\lambda_i$ und im vorderen von $6\lambda_i$. Es ist ein "sampling"-Kalorimeter, dessen Absorberplatten im elektromagnetischen Teil aus Blei und im hadronischen aus Stahl bestehen. Die Platten sind im zentralen Bereich parallel und im vorderen Teil senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet, was durch eine entsprechende Schraffur in Abbildung 42 angedeutet ist. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß die produzierten Teilchen die Absorberplatten unter einem möglichst großen Winkel treffen. Als aktives Material dient flüssiges Argon, das sich zwischen den Absorberplatten befindet. Die Ionisation des flüssigen Argons durch die Schauerteilchen ist der primär einfallenden Energie proportional. Die Ionisationselektronen driften in einem elektrischen Feldes zwischen den Absorberplatten und induzieren ein Signal, das ausgelesen wird. Bei gleicher deponierter Energie beträgt das Signal von Hadronen nur etwa 70% des Signals von Elektronen, d.h. das Kalorimeter ist nicht kompensierend [Weg89].

Die Ausleseplatten sind segmentiert, wobei die Signale hintereinanderliegender Teilflächen zusammen ausgelesen werden und Zellen definieren. Auf diese Weise ist das Kalorimeter in 45000 Zellen aufgeteilt, was einer für Kalorimeter sehr guten Ortsauflösung entspricht.

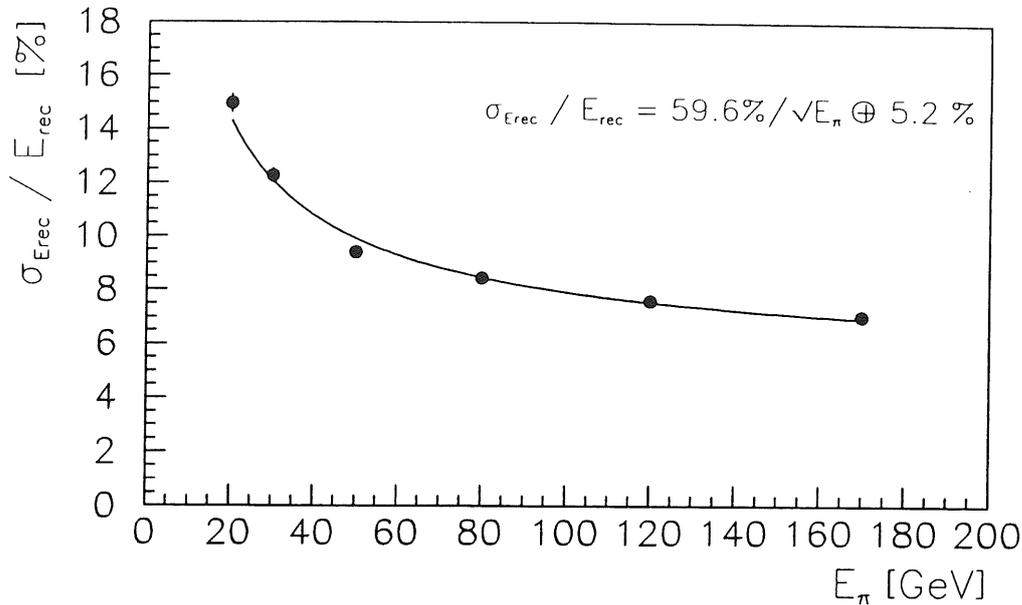


Abbildung 43: In Testmessungen bestimmte relative Energieauflösung für Pionen im FB-Bereich des Flüssigargon-Kalorimeters (●) mit dem Ergebnis einer Anpassung (Linie) [Kor94].

Energierückbau: Die in den Zellen erzeugten Ladungen werden getrennt ausgelesen und elektronisch verstärkt, wobei Signale unterdrückt werden, die unterhalb der zellspezifischen Rauschschwelle von etwa $10-30\text{ MeV}$ liegen. Dieser Schnitt auf die Signale wirkt sich insbesondere auf niederenergetische Teilchen aus, wie weiter unten gezeigt wird. Es ist daher wichtig, diesen Effekt in der Simulation, die in Anhang B.1 besprochen wird, zu berücksichtigen. Die verwendete Methode besteht darin, simulierten Ereignissen Daten-Ereignisse zu überlagern werden, in denen kein physikalisches Ereignis im Kalorimeter nachgewiesen ist. Diese Ereignisse liefern ein realistisches Bild der Rauschverhältnisse.

In der Rekonstruktion werden die ausgelesenen Ladungen in Energien umgerechnet, wobei die dazu notwendigen Kalibrationskonstanten aus Messungen an einem Teststrahl bekannt sind [And94]. Die rekonstruierten Energien werden auf das vor dem Kalorimeter liegende inaktive Material und konstruktionsbedingte Lücken korrigiert, bevor beieinanderliegende Zellen zu Clustern zusammengefaßt werden.

Cluster, die aus hadronischen Reaktionen hervorgehen, lassen sich an ihrer Form erkennen und werden mit einer energieabhängigen Funktion gewichtet, um die im Vergleich zu Elektronen kleinere erzeugte Ladung zu kompensieren [And93b].

Die Energieauflösung für Hadronen beträgt etwa $\sigma_E/E = 60\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$, wie in Abbildung 43 zu sehen ist.

Für Triggerzwecke werden die Signale mehrerer, vom Wechselwirkungspunkt gesehen hintereinanderliegender, Zellen summiert. Sie stehen einer Triggerlogik zur

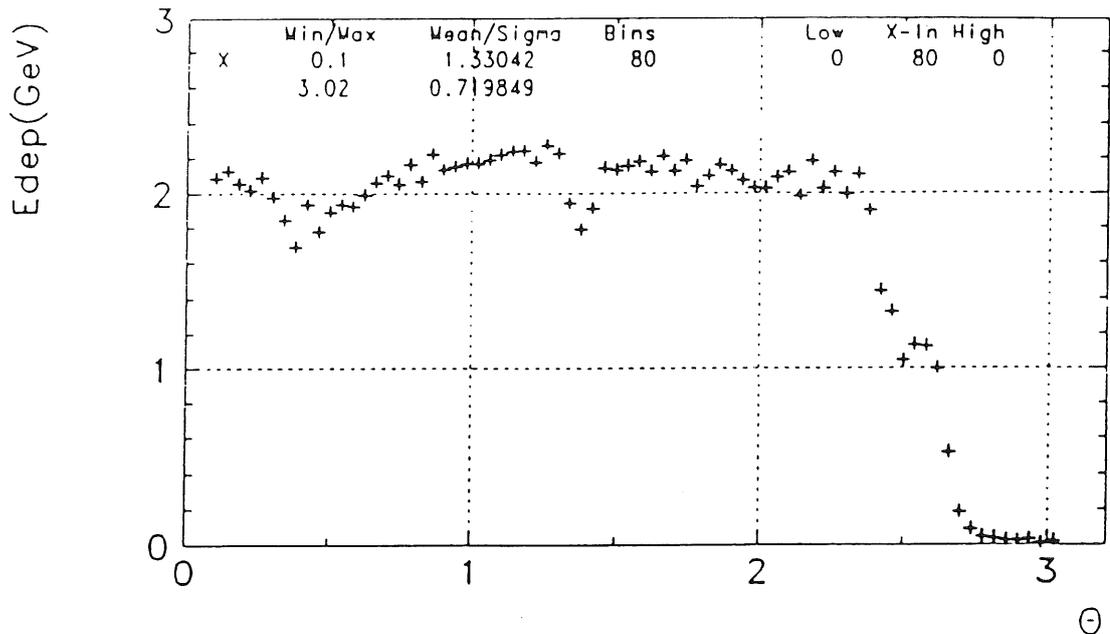


Abbildung 44: Im Flüssigargon-Kalorimeter deponierte Energie E_{dep} simulierter, isolierter Pionen einer Energie von 2.5 GeV als Funktion des Polarwinkels θ [Gay92].

Verfügung, die es erlaubt, hohe lokale Energiedepositionen zu erkennen und globale Energiesummen zu bilden.

Akzeptanz: Die geometrische Akzeptanz sei definiert als der Bereich des Kalorimeters, in dem niederenergetische Hadronen einer typischen Energie von 2.5 GeV voll absorbiert werden. Dieser Bereich kann aus Abbildung 44 abgelesen werden. Dort ist die von isolierten Pionen der Energie 2.5 GeV im Flüssigargon-Kalorimeter in simulierten Ereignissen im Mittel deponierte Energie in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ gezeigt. Diese Verteilung zeigt ein Plateau, das bei den Winkeln $\theta \approx 0.4 = 22^\circ$ und $\theta \approx 1.4 = 80^\circ$ eingeschnitten ist. Mittels Abbildung 42 lassen sich diese Winkel als die Übergänge der Kalorimeter-Bereiche IF/OF-FB und FB-CB identifizieren. Dieser Effekt wird durch Korrekturen berücksichtigt. Sieht man von diesem Effekt ab, so erstreckt sich das Plateau, und damit der benutzbare Winkelbereich, von $\theta \approx 0.09 = 5^\circ$ bis $\theta \approx 2.3 = 130^\circ$, was einem Pseudorapiditätsintervall von $3.1 < \eta < -0.8$ entspricht. Winkel außerhalb dieses Intervalls deckt das Kalorimeter nur unzureichend oder gar nicht ab.

Die mittlere deponierte Energie im Bereich des Plateaus ist deutlich kleiner als die

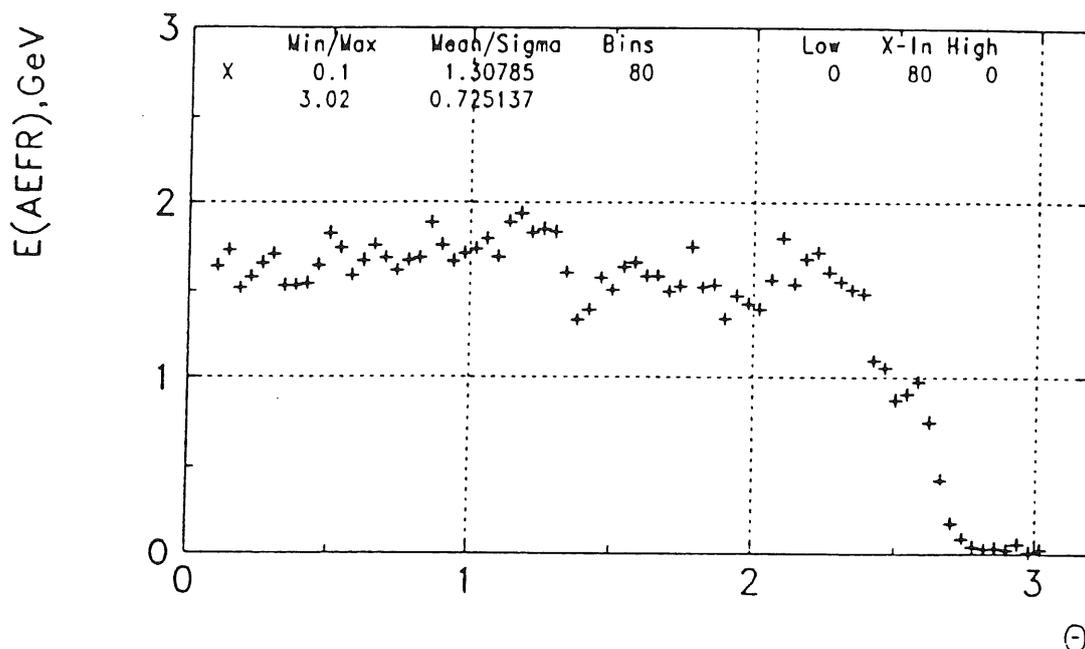


Abbildung 45: Rekonstruierte Energie für simulierte Pionen der Energie 2.5 GeV nach allen Korrekturen und Software-Kompensation des e/π - Verhältnisses [Gay92].

primäre Energie der Pionen, was auf das inaktive Material vor dem Kalorimeter zurückzuführen ist. Dieser Effekt wird, wie bereits erwähnt, bei der Rekonstruktion berücksichtigt.

Effizienz: Die Effizienz des Kalorimeters sei dadurch charakterisiert, wieviel der primären Energie von 2.5 GeV der im vorigen Paragraphen betrachteten Hadronen nach allen Korrekturen im Kalorimeter nachgewiesen wird. Diese rekonstruierte Energie kann in Abbildung 45 abgelesen werden.

Die Tatsache, daß die im Mittel rekonstruierte Energie wesentlich unter der Primärenergie liegt, ist keine Folge einer schlechten Kalibration oder mangelhaften Korrektur des inaktiven Materials, sondern vielmehr auf die Rauschunterdrückung zurückzuführen. Da nämlich die Energie eines niederenergetischen Hadrons auf viele Kalorimeterzellen verteilt wird, ist die in einer Zelle erzeugte Ladung oftmals unterhalb des Rauschniveaus und wird deshalb unterdrückt. Dieser Effekt zeigt sich besonders stark im zentralen Bereich des Kalorimeters, da die Zellen im CB-Bereich (vgl. Abbildung 42) größer sind und daher im Mittel ein höheres Rauschniveau haben. Dies ist auch der Grund für die Diskontinuität bei $\Theta \approx 1.3$. Es sei angemerkt, daß im Vergleich mit Abbildung 44 der Einfluß der Korrektur der Übergänge

zwischen den drei großen Bereichen des Detektors deutlich zu erkennen ist. Der Nachweis, daß das Kalorimeter richtig kalibriert ist, kann direkt aus den Daten erfolgen. Dazu wird in Abbildung 46 für jedes Ereignis das Verhältnis der transversalen Impulse des in tiefinelastischen Ereignissen gestreuten Elektrons und Parton-Jets aufgetragen. Wie aus der Impulserhaltung erwartet, ist dieses Verhältnis im Mittel 1. Auf diese Weise wird die absolute hadronische Energieskala aus den Daten mit einer Unsicherheit von 7% bestätigt. Die Energieskala des Elektrons ist dabei schon vorher mit Elektronen verifiziert, die von kosmischen Myonen produziert werden und deren Impuls im zentralen Spurdetektor gemessen ist [Abt93b]. Der oben diskutierte Einfluß der Rauschunterdrückung auf das Signal der Hadronen tritt bei dieser Untersuchung nicht auf, da die Teilchen in den betrachteten Ereignissen in Jets gebündelt sind, so daß sich das Signal vieler Teilchen in den Zellen überlagert. Damit ist die Gefahr deutlich reduziert, daß die in einer Zelle total erzeugte Ladung unterhalb der Rauschschwelle liegt.

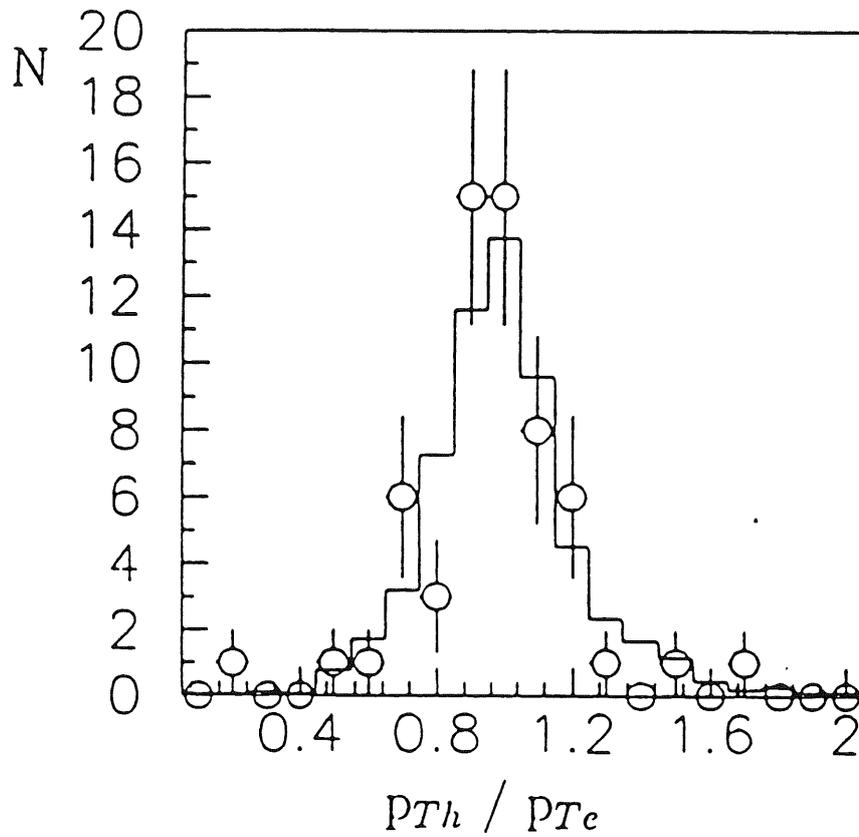


Abbildung 46: Verhältnis der transversalen Impulse der in tiefinelastischen Prozessen produzierten Elektronen p_{Te} und Jets p_{Th} für Daten (o) und Simulation (Histogramm) [Abt93b].

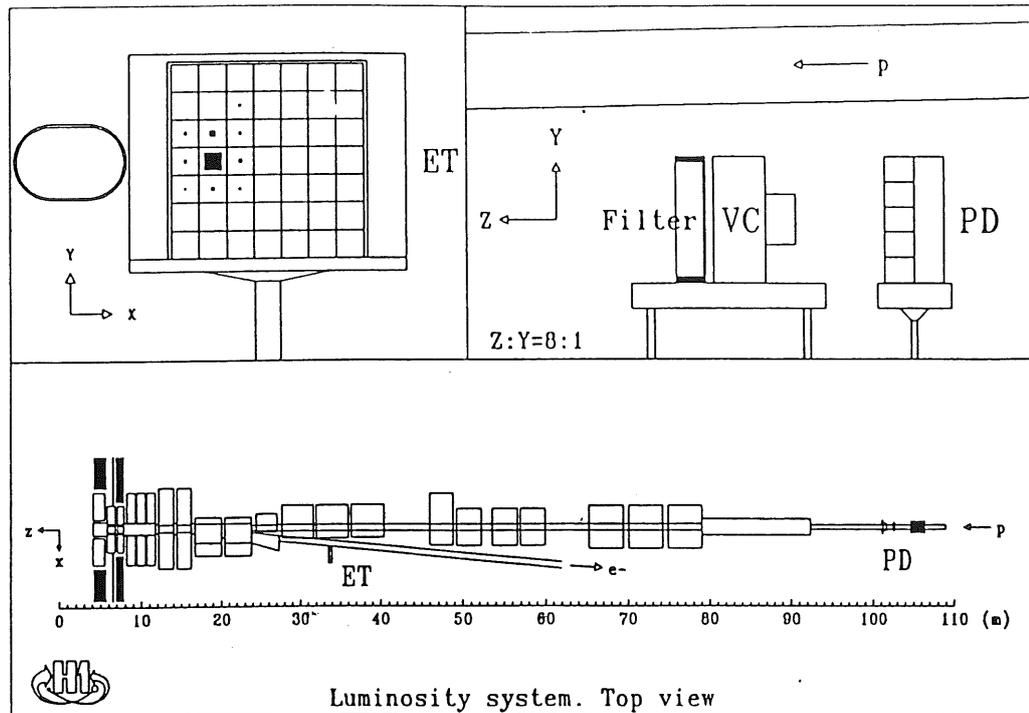


Abbildung 47: [oben:] Frontansicht des Elektrondetektors (ET) und Seitenansicht des Photondetektors (PD) mit Filter und Wasser-Čerenkovzähler (VC) [unten:] Anordnung von ET und PD in einer Aufsicht.

4.2.4 Luminositätssystem

Hauptaufgabe des Luminositätssystems ist der Nachweis der Bremsstrahlungsreaktionen $ep \rightarrow ep\gamma$ als Voraussetzung zur Bestimmung der totalen integrierten Luminosität, wie sie in Abschnitt 5.5 beschrieben wird. Weiterhin lassen sich mit dem System die unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen nachweisen und dadurch Photoproduktionsereignisse erkennen. Dabei wird in dieser Analyse zunächst die L1-Triggerinformation des Systems bei der Selektion der Ereignisse verwendet und später anhand des vollständig rekonstruierten Signals die Energie des einlaufenden Photons rekonstruiert.

Aufbau: Der Aufbau des Systems wird durch die Forderung nach gleichzeitigem Nachweis von Elektron und abgestrahltem Photon in Bremsstrahlungsprozessen bestimmt. Dazu sind zwei getrennte Kalorimeter nötig, da das Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons weiterfliegt, während die Magnete des Elektronenringes als Spektrometer genutzt werden, um das Elektron verringerter Energie abzulenken.

Die Position der zwei Detektoren läßt sich aus Abbildung 47 ablesen. Sowohl der Photondetektor (PD) als auch der Elektrondetektor, Elektrontagger genannt (ET), sind homogene, elektromagnetische Kalorimeter der Dicke $20X_0$ und bestehen aus TlCl/TlBr-Kristallen in denen die Schauerenergie in Čerenkovlicht umgesetzt wird. Der Photondetektor ist vor Synchrotronstrahlung auf seiner Vorderseite durch einen Bleifilter der Tiefe $2X_0$ geschützt, während auf seiner Rückseite ein Eisenblock mit einer Dicke von 15λ ; Teilchen aus dem Halo des Protonenstrahls absorbiert. Weiterer Bestandteil des Luminositätssystem ist ein Wasser-Čerenkovzähler (VC), der zwischen Bleifilter und Photondetektor angeordnet ist und ein Veto-Signal liefert, wenn geladene Teilchen aus dem Filter treten.

Da in Bremsstrahlungsereignissen die Summe der Energien des abgestrahlten Photons und des gestreuten Elektrons die Energie des einfallenden Elektrons ergeben muß, können die Kalorimeter unter Ausnutzung dieser Bedingung kalibriert werden, wobei gefordert wird, daß die jeweilige Energieauflösung in den Kalorimetern minimal ist. Für die Kalibration werden nur Ereignisse verwendet, die kein Signal im Wasser-Čerenkovzähler haben, damit ein möglicher Energieverlust im Bleifilter die Ergebnisse nicht verfälscht. Die erreichte Auflösung beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} + 1\%$ [Abt93b]. Die Form des Photonspektrums wird zusätzlich benutzt, um die Kalibration unabhängig zu überprüfen.

Akzeptanz: Die Akzeptanz des Elektrondetektors für den Nachweis des gestreuten Elektrons hängt von dessen Energie E'_e und Winkel θ' ab und wird als Funktion der in der Einleitung beschriebenen kinematischen Variablen y und Q^2 angegeben. Abbildung 48 zeigt für simulierte Ereignisse im kinematischen Bereich $0.06 < y < 1$ und $10^{-9}(\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 4(\text{GeV}/c)^2$, daß die Akzeptanz als Funktion von Q^2 im Bereich $3 \cdot 10^{-8}(\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 0.01(\text{GeV}/c)^2$ nur schwach variiert. Die Q^2 -Abhängigkeit der Akzeptanz wird daher vernachlässigt und die Korrektur nur in Abhängigkeit der Variablen y durchgeführt.

Die inverse über Q^2 gemittelte Akzeptanz, d.h. die Korrekturfunktion, ist in Abbildung 49 gezeigt [Lev92]. Sie ist im Bereich $0.35 < y < 0.6$ flach und steigt dann steil an. In dieser Analyse werden nur Ereignisse in dem Intervall

$$0.3 < y < 0.7$$

analysiert. Die ereignisweise anzubringenden Gewichte bleiben daher kleiner als 5.

L1-Triggereffizienz: Jede der drei aktiven Komponenten des Luminositätssystems, also ET,PD,und VC, liefert ein Triggersignal, wenn das nachgewiesene Signal

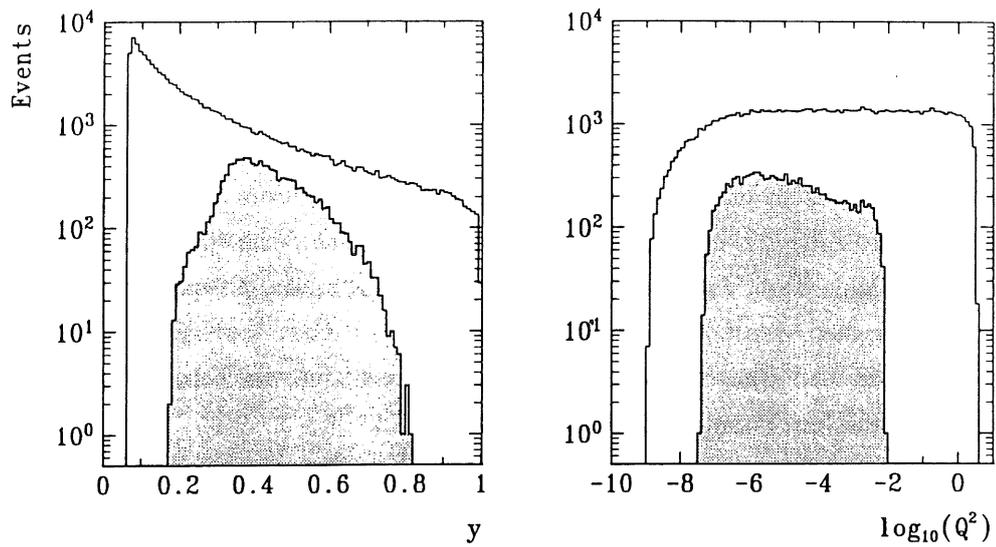


Abbildung 48: Verteilungen der kinematischen Variablen y [links] und Q^2 [rechts] für simulierte Photoproduktions-Ereignisse im Bereich $0.06 < y < 1$ und $10^{-9} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 4 (\text{GeV}/c)^2$ vor (weiß) und nach (grau) der Forderung eines im ET nachgewiesenen Elektrons [Lev93].

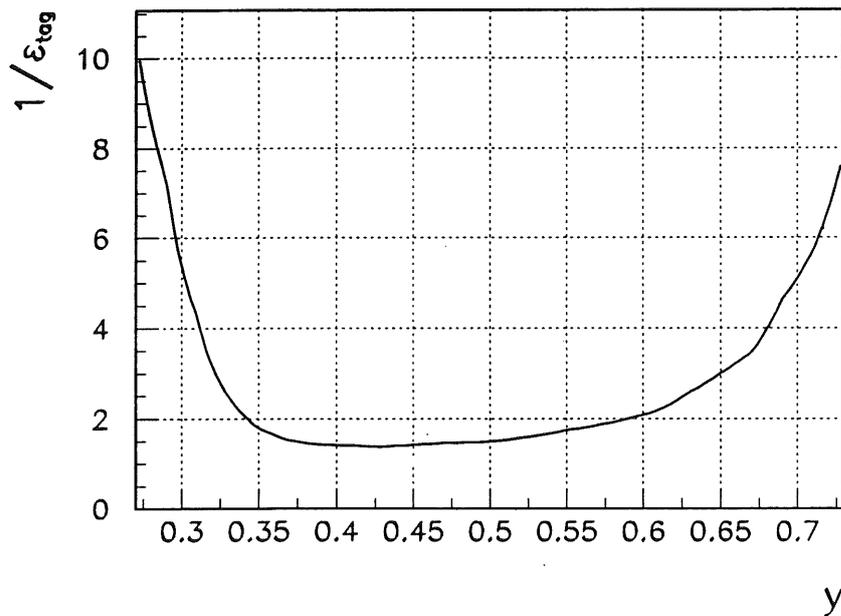


Abbildung 49: Über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^2 (\text{GeV}/c)^2$ gemittelte inverse Akzeptanz des Elektron-Taggers als Funktion der kinematischen Variablen y [Lev92].

oberhalb einer Schwelle ist. Diese L1-Triggersignale werden nach den entsprechenden Detektoren mit \widetilde{ET} , \widetilde{PD} und \widetilde{VC} bezeichnet. Durch die logische Verknüpfung $Etag = \widetilde{ET} * \neg\widetilde{PD} * \neg\widetilde{VC}$ werden Photoproduktionsereignisse auf dem Niveau des L1-Triggers von Bremsstrahlungsereignissen unterschieden, da letztere auch ein Signal im Photondetektor haben.

Die Effizienz der L1-Triggersignale \widetilde{ET} und $Etag$ wird aus den Daten bestimmt und ist in Abbildung 50 jeweils als Funktion der im Elektronendetektor rekonstruierten Energie dargestellt. Dabei werden Ereignisse verwendet, die unabhängig mittels der zentralen MWPC getriggert sind. Die Triggereffizienz des \widetilde{ET} für den hier relevanten Bereich $E'_e > 8 GeV$, entsprechend $y < 0.7$, ist flach und beträgt 99.8%. Die Effizienz des $Etag$ ist ebenfalls flach aber mit 98.7% kleiner. Der Unterschied in der Höhe der Triggereffizienz ist kompatibel mit dem Auftreten von Zufallskoinzidenzen in PD und VC aus Bremsstrahlungsereignissen, die in $(1.7 \pm 1)\%$ aller Fälle erwartet werden [Lev93] und verhindern, daß ein Photoproduktionsereignis getriggert wird. Diese Ineffizienz wird nicht korrigiert, sondern ist Bestandteil des systematischen Fehlers für getaggte Photoproduktionsereignisse, der wiederum in dem Fehler der Luminositätsmessung absorbiert wird.

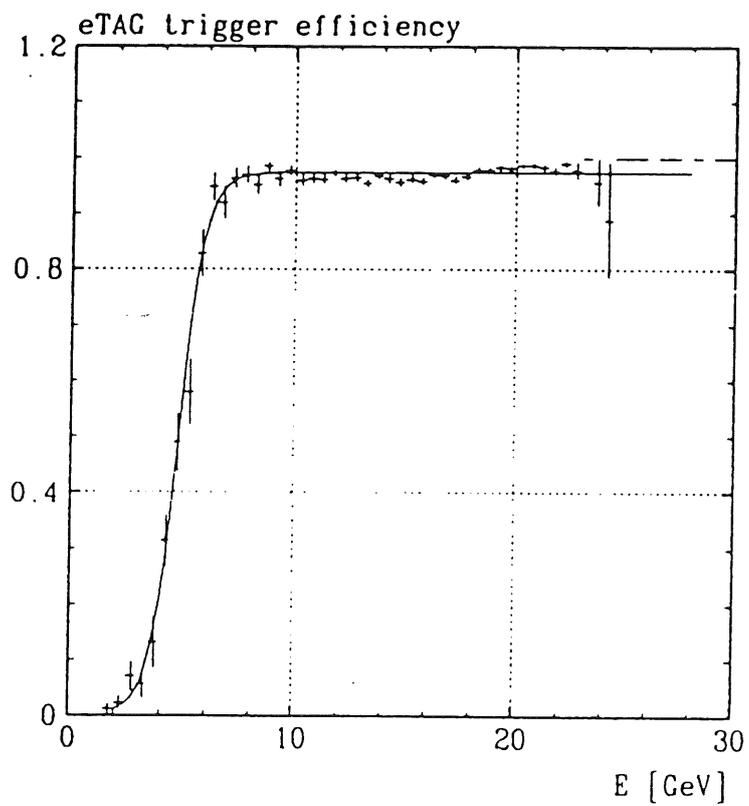
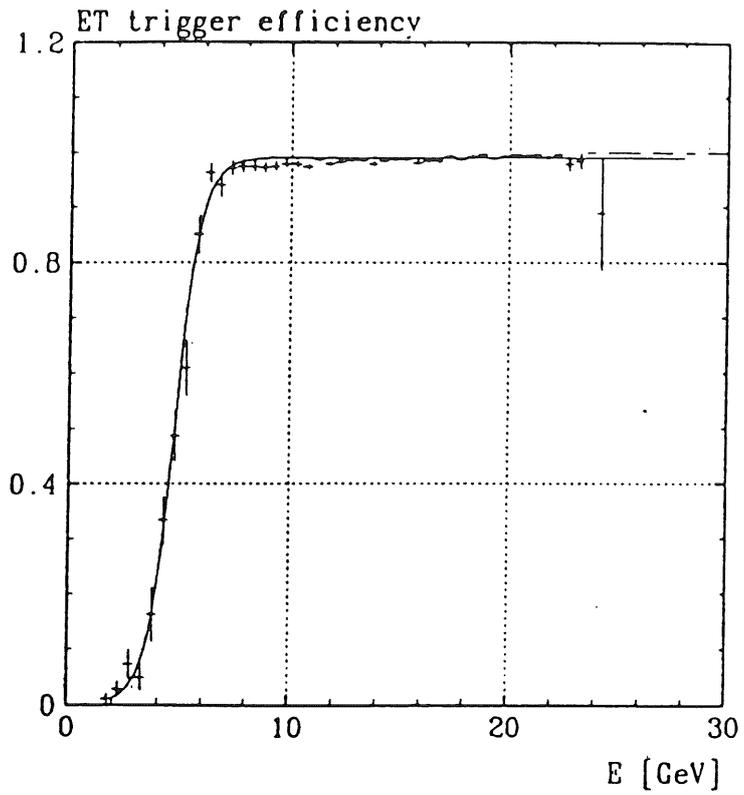


Abbildung 50: Aus Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit von \widetilde{ET} - [oben] und Etag-L1-Triggersignal [unten] als Funktion der im Elektrondetektor rekonstruierten Energie [Lev93].

5 Photoproduktions-Ereignisse

5.1 Grundlagen der Selektion

Die Ausgangsbedingungen für die Selektion von Photoproduktionsereignissen in den Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring sind schwierig, da sie aus einer Menge von maschineninduzierten Untergrundereignissen herausgefiltert werden müssen, die mit mehreren Größenordnungen höherer Rate produziert werden. Erschwerend kommt hinzu, daß die gesuchten Ereignisse zum größten Teil weichen hadronischen Wechselwirkungen entstammen und deshalb eine geringe Multiplizität und einen kleinen transversalen Energiefluß aufweisen und sich daher nur wenig von den Untergrundereignissen unterscheiden.

Im Gegensatz zu tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuungen wird das Elektron wegen des niedrigen Impulsübertragsquadrats Q^2 nur unter einem kleinen Winkel abgelenkt und ist damit nicht im Hauptdetektor nachzuweisen. Eine Abgrenzung der Photoproduktionsereignisse vom Untergrund anhand des gestreuten Elektrons kann demnach nur in dem Teil der Fälle geschehen, in dem das Elektron nicht im Strahlrohr verschwindet, sondern im Elektron-Tagger des Luminositätssystem nachgewiesen wird. Diese Klasse von Ereignissen ist die Basis der vorliegenden Untersuchung. Sie werden auch "getaggte" Ereignisse genannt, weil in ihnen die Energie des Photons aus der Energiedifferenz von einlaufendem und gestreutem Elektron unmittelbar gemessen werden kann.

Die primäre Selektion der Photoproduktionsereignisse auf dem Niveau von Trigger und Ereignisklassifizierung basiert demnach im wesentlichen auf dem Nachweis des gestreuten Elektrons im Elektron-Tagger. Im Hauptdetektor hingegen wird lediglich ein minimales Signal in Form mindestens einer geladenen Spur gefordert, um eine möglichst hohe Akzeptanz auch für weiche Ereignisse zu gewährleisten. Im zweiten Schritt der Ereignisselektion werden die verbliebenen Untergrundereignisse, die aus zufälligen Überlagerungen protonstrahl- und elektronstrahlinduzierter Ereignisse stammen, anhand ihrer Kinematik eindeutig identifiziert und von den Photoproduktionsereignissen abgetrennt. Die Wirkung der einzelnen Schnitte auf die Photoproduktionsereignisse wird dabei mit simulierten weichen und harten Ereignissen studiert, wie sie in Anhang B.1 beschrieben sind. Die Eigenschaften des Untergrundes lassen sich mittels der in Kapitel 3 erwähnten freien Elektronen- und Protonenpakete analysieren, die eine Quelle reiner Untergrundereignisse sind.

5.2 Trigger

Die beschriebene Selektions-Strategie wird auf dem Niveau des L1-Triggers durch die Koinzidenz von einem Trigger des Elektron-Taggers (Etag) mit einem Ray-Trigger ($Z_{vtx}-t_0$) realisiert.

Die Triggerstufen L2 und L3 waren in der genannten Datennahme-Periode nicht aktiv, so daß eine weitere Verbesserung des Signal zu Untergrundverhältnisses erst auf Basis des teilrekonstruierten Ereignisses auf der Filterfarm L4 erfolgen kann. Dabei werden Ereignisse verworfen, die aus Wechselwirkungen der Protonen weit vor der nominalen Wechselwirkungszone stammen. Diese Ereignisse haben einen Ereignisvertex mit $z_{vtx} \ll 0$ und werden an den z_0 -Werten langer rekonstruierter Spuren erkannt. Ereignisse werden auf jeden Fall verworfen, wenn mehr als drei Spuren mit $z_0 < -100 \text{ cm}$ gefunden werden. Gibt es lediglich eine oder zwei Spuren mit $z_0 < -100 \text{ cm}$, dann werden die Ereignisse nur dann verworfen, wenn keine aus der erweiterten Wechselwirkungszone kommende Spur mit $z_0 > -50 \text{ cm}$ gefunden wird.

Abschließend wird in der Ereignisklassifizierung L5 die L1-Trigger-Bedingung auf der Basis vollständig rekonstruierter Ereignisse verschärft, indem statt des *Etag* eine rekonstruierte Energie von mindestens 4 GeV im Elektron-Tagger und nicht mehr als 2 GeV im Photodetektor gefordert wird. Die Bedingung eines Rays wird durch eine rekonstruierte Spur in der zentralen Jetkammer ersetzt. Die verbleibenden Ereignisse sind die eigentliche Grundlage der Analyse.

Die Effizienz der Triggerstufe L1 ist bereits in den Abschnitten 4.2.4 und 4.1.3 besprochen worden. Die Wirkung der Filterfarm wird analysiert, indem dort verworfene Ereignisse den späteren Analyseschnitten unterworfen werden. In dem verfügbaren Datensatz der auf L4-verworfenen Ereignisse finden sich 290 Ereignisse, die die Bedingung der Ereignisklassifizierung L5 erfüllen. 13 dieser Ereignisse haben einen rekonstruierten Ereignisvertex $|z_{vtx}| < 25 \text{ cm}$, von denen jedoch nur 2 die L1-Triggerbedingung erfüllen. Diese zwei Ereignisse werden schließlich durch die unten beschriebene Vorselektion verworfen.

Die Ereignisklassifizierung ist für die später selektierten Ereignissen 100% effizient, da sie auf denselben rekonstruierten Größen beruht, die auch im weiteren Verlauf der Analyse verwendet werden, jedoch die Anforderungen schwächer sind. So wird für die analysierten Ereignisse eine Spur mit einem Transversalimpuls $p_T > 300 \text{ MeV}/c$ verlangt und eine rekonstruierte Energie von mehr als 8 GeV im Elektron-Tagger, entsprechend $y < 0.3$.

5.3 Ereignisselektion

In diesem Abschnitt soll die endgültige Selektion der Photoproduktionsergebnisse dargelegt werden. Die Wirkung der verwendeten Schnitte auf den Untergrund wird anhand von Ereignissen der freien Elektronen und Protonenpakete studiert, die Wirkung auf Photoproduktionsergebnisse mit simulierten weichen und harten Ereignissen.

Schnitt auf den Ereignis-Vertex: Der Datensatz nach der Ereignisklassifizierung L5 wird zunächst auf Ereignisse reduziert, die einen Vertex von $|z_{vtx}| < 25 \text{ cm}$ entlang der Strahlachse haben. Dieser Schnitt dient nicht der Untergrundbeseitigung, sondern ist die Voraussetzung für eine bestmögliche Auflösung bei der Messung der Transversalimpulse der Spuren. Er war mit Hilfe der Abbildung 36 aus der Forderung hergeleitet worden, daß Spuren mit der Pseudorapidität $|\eta| = 1$ den vollen Radius der zentralen Driftkammer durchlaufen.

Der gewählte Schnitt entspricht etwa einer Standardabweichung der gaußförmigen Vertex-Verteilung, wie ein Vergleich mit der in Kapitel 3 gezeigten Verteilung zeigt. Dementsprechend ergibt sich durch Integration der Gaußfunktion mit den dort bestimmten Parametern eine Selektionseffizienz von $\epsilon_{vtx} = 0.67 \pm 0.01$. Der systematische Fehler von 1.5% ergibt sich aus einer Variation von Mittelwert und Standardabweichung innerhalb von $\pm 1 \text{ cm}$, was der Genauigkeit der Anpassung entspricht.

Vorselektion: In der Folge werden einige Klassen spezieller Untergrundereignisse anhand ihrer typischen Signatur verworfen.

Für die vorliegende Analyse ist dabei besonders wichtig, daß Myonen aus der kosmischen Strahlung erkannt werden, da sie Spuren mit hohen transversalen Impulsen vortäuschen könnten. Selektiert werden die Spuren der kosmischen Myonen nur, wenn sie die Strahlröhre durchqueren. Da die Myonen von oben in den Detektor einlaufen, rekonstruiert man in diesem Fall zwei Spuresegmente, mit scheinbar entgegengesetzter Ladung. Für alle Paare entgegengesetzt geladener Spuren in einem Ereignis wird daher versucht, sie zu einer Spur zu kombinieren. Gelingt dies für mindestens ein Paar und werden darüberhinaus nicht mehr als zwei Spuren selektiert, wird das Ereignis verworfen.

Wechselwirkungen von Protonen mit der Wand der Strahlröhre zeichnen sich durch einen Vertex mit großem Abstand von der Strahlachse aus. Beträgt der radiale Abstand des rekonstruierten Vertex von der Strahlachse mehr als 6 cm , wird das Ereignis verworfen, wenn nicht mehr als 2 Spuren selektiert worden sind. Die Einschränkung garantiert dabei, daß keine Ereignisse verworfen werden, für die der primäre Vertex nicht rekonstruiert ist, und ein sekundärer an seine Stelle tritt. Exi-

stieren nur zwei Spuren in einem Ereignis, kann dieser Fall nicht eintreten.

Ein Myon aus dem Halo des Protonstrahls durchläuft das Kalorimeter parallel zur Strahlachse, so daß viele Zellen mit gleichem Radius und Winkel φ aber mit verschiedenen z -Koordinaten ansprechen. Ist die Zahl der Kalorimeterzellen in einem Intervall von $20\text{ cm} \times 10^\circ$ in der $r - \varphi$ -Ebene, in denen mindestens 100 MeV Energie deponiert ist, größer als 7, so wird das Ereignis deshalb ebenfalls verworfen.

Im Kalorimeter tritt zeitweise kohärentes elektronisches Rauschen auf, bei dem immer bestimmte Gruppen von Zellen gleichzeitig ein hohes Signal haben. Weist ein Ereignis eines der 5 bekannten Muster auf, wird es verworfen.

Die Effizienz der Vorselektion auf weiche und harte Photoproduktionsereignisse, die alle bis hierhin angewandten Schnitte passiert haben und in dem Intervall $0.3 < y < 0.7$ liegen, wird mit simulierten Ereignissen bestimmt und beträgt $(72.5 \pm 0.8)\%$ bzw. $(99.1 \pm 0.1)\%$.

Kinematische Selektion: Bei den verbleibenden Untergrundereignissen handelt es sich im wesentlichen um Strahl-Gas-Wechselwirkungen in der Wechselwirkungszone mit einem zufällig überlagerten Bremsstrahlungsereignis, bei dem das Photon nicht im Photodetektor nachgewiesen wird. Da es sich bei diesen Ereignissen demnach um die Überlagerung zweier unabhängiger Ereignisse handelt, müssen sie sich anhand ihrer Kinematik erkennen lassen. Dazu wird die kinematische Variable y aus dem gestreuten Elektron (y_e) und aus dem hadronischen Endzustand (y_h) bestimmt und verglichen.

y_e errechnet sich dabei aus der Energie des einlaufenden Elektrons E_e und der im Elektron-Tagger gemessenen Energie des gestreuten Elektrons E'_e :

$$y_e = \frac{E_\gamma}{E_e} = \frac{E_e - E'_e}{E_e}.$$

Die Energie wird im Elektron-Tagger gemäß Abschnitt 4.2.4 mit einer relativen Auflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 1\%$$

gemessen, d.h beispielsweise für einen typischen Wert von $y = 0.5$ bei $E_e = 26.7\text{ GeV}$ und $E'_e = 13.35\text{ GeV}$ auf 4%. Dies verdeutlicht Abbildung 51, wo die relative Abweichung des im Elektron-Tagger gemessenen Werts y_e von ihrem wahren Wert in simulierten Ereignissen dargestellt ist. Die angepaßte Gaußfunktion ist um 0 zentriert und hat eine Standardabweichung von 0.05.

Da y_e in sehr guter Übereinstimmung mit dem wahren y ist, wird es von nun an mit diesem identifiziert.

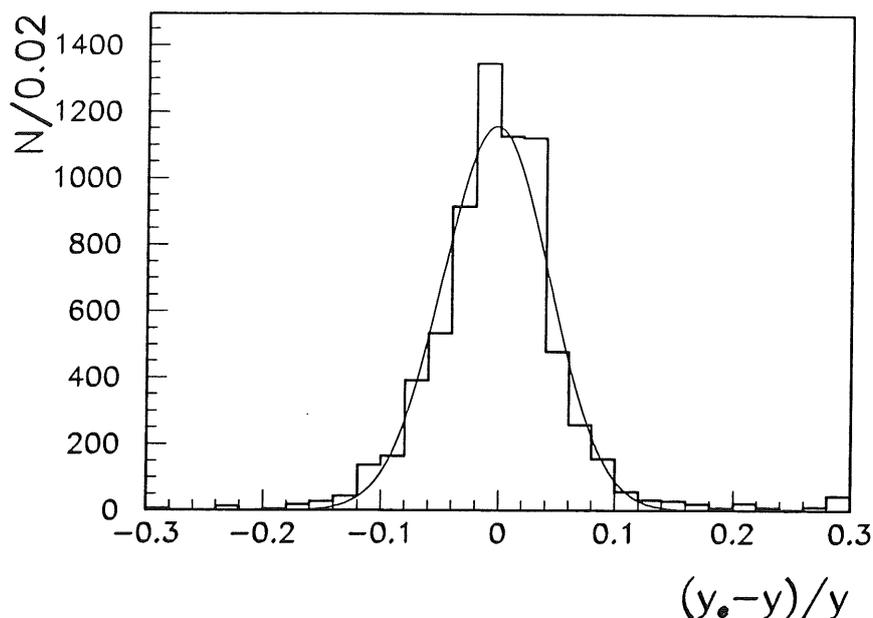


Abbildung 51: Verteilung der relativen Abweichung des im Elektron-Tagger rekonstruierten Wertes y_e der kinematischen Variablen y von ihrem wahren Wert in simulierten Ereignissen (Histogramm) mit angepaßter Gaußfunktion (Linie).

Die Berechnung von y_h aus dem hadronischen System erfolgt gemäß der Formel von Jacquet und Blondel [Jac79], die sich aus einfachen Überlegungen zur Energie-Impulsbilanz wie folgt herleitet. Unter Vernachlässigung aller Massen ist die Größe $E - p_z = (E_p + E_\gamma) - (E_p - E_\gamma)$ des Photon-Proton System erhalten und muß sich als Summe über alle produzierten Teilchen i errechnen lassen:

$$(E_p + E_\gamma) - (E_p - E_\gamma) = \sum_i E_i - p_{z,i}.$$

Unter Verwendung der Definition von y folgt somit

$$y_h = \frac{\sum_i E_i - p_{z,i}}{2E_e}.$$

y_h wird in dieser Analyse aus der Kalorimeterinformation berechnet, da das Kalorimeter den größten Teil des Raumwinkels abdeckt. Die Summe über alle Teilchen wird dazu durch eine Summe über alle Kalorimeterzellen j ersetzt, mit

$$p_{z,j} = E_j \cos \theta_j$$

und E_j der rekonstruierten Energie in der Zelle und θ_j ihrem Winkel bezüglich des rekonstruierten Ereignis-Vertex. Die Messung von y_h ist schlechter als die von

y_e , wie die in Abbildung 52 gezeigte Korrelation der beiden Größen belegt. Ein wichtiger Grund hierfür ist zunächst, daß es im Rückwärtsbereich für Polarwinkel $\theta > 140^\circ$ kein hadronisches Kalorimeter gibt. Da jedoch Teilchen mit großen Polarwinkeln maximal bei der Bestimmung von y_h eingehen, bedeutet jeder Verlust im Rückwärtsbereich eine deutliche Verringerung von y_h . Abgesehen von der hierdurch verursachten systematischen Verschiebung erkennt man darüberhinaus, daß die Streuung von y_h groß ist. Dies ist auf die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene schlechte Rekonstruktionseffizienz für isolierte Hadronen, verursacht durch die Rauschunterdrückung, zurückzuführen. Dieser Effekt betrifft dementsprechend insbesondere weiche Ereignisse, für die nur wenig Energie im Kalorimeter deponiert wird. In harten Ereignissen, gemäß Anhang B.2 durch einen hohen transversalen Energiefluß charakterisiert, werden die Teilchen in Jets produziert, so daß die Einflüsse der Rauschunterdrückung im Kalorimeter nicht so gravierend sind. Folglich verbessert sich die Korrelation von y_e und y_h in diesen Ereignissen, wie Abbildung 52 zeigt.

Obwohl die Güte der y_h -Messung begrenzt ist, läßt sich die Korrelation von y_e und y_h dennoch ausnutzen, um die Untergrundereignisse zu identifizieren. Da es sich bei ihnen um eine Überlagerung zweier unabhängiger Ereignisse handelt, sind die Werte von y_e und y_h nicht korreliert. An die Stelle der Photon-Energie tritt die Energie des Gasatoms, also de facto seine Masse m_A , so daß

$$y_h \sim E - p_z = 2m_A \approx 0,$$

da das Restgas dominant aus Wasserstoff besteht. In Abbildung 53 ist y_e gegen y_h für die Daten nach der Vorselektion aufgetragen. Im Bereich $y_h > 0.1$ zeigen die Daten dasselbe Verhalten wie die simulierten Ereignisse, während für $y_h < 0.1$ eine große Zahl von Einträgen zu sehen ist, die nicht mit der y_e -Messung korreliert sind und dementsprechend den Untergrundereignissen zugeschrieben werden.

Für eine genauere Untersuchung wird in Abbildung 54 die Projektion auf die y_h -Achse betrachtet. Die Verteilung weist für $y_h > 0.3$ das erwartete abfallende Spektrum auf, verläuft im Intervall von $0.1 < y_h < 0.3$ flach und hat für kleine y_h eine starke Überhöhung. Diese Überhöhung kann tatsächlich mit dem Strahl-Gas Untergrund identifiziert werden, wie der Vergleich mit der y_h -Verteilung von freien Proton-Paketen zeigt. Die Normierung der y_h Verteilung der freien Proton-Pakete erfolgt dabei auf die Zahl der Ereignisse der vorselektierten Daten im Bereich $y_h < 0.1$. Eine absolute Normierung durch die Multiplikation mit dem Verhältnis der Ströme der kollidierenden und der freien Proton-Pakete ist hingegen nicht möglich, weil die Information über die Höhe der Ströme in den einzelnen Proton-Paketen nicht verfügbar ist.

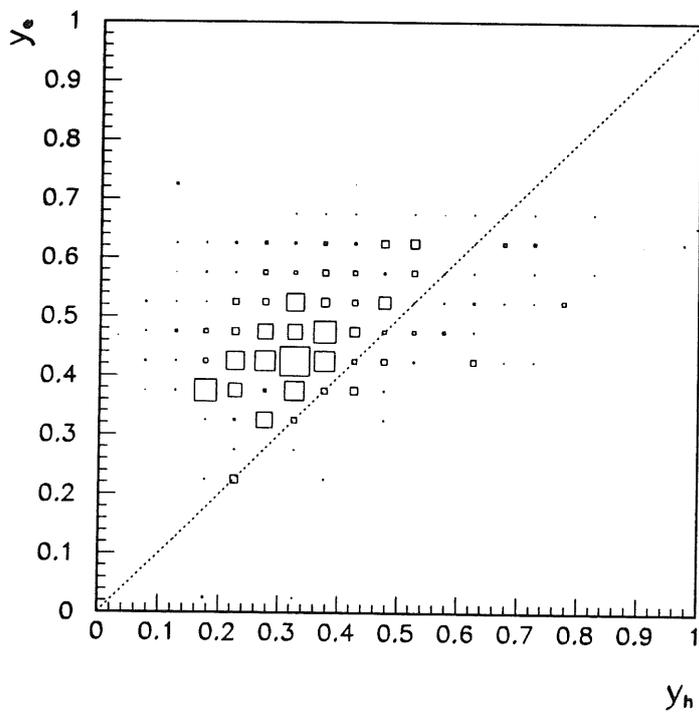
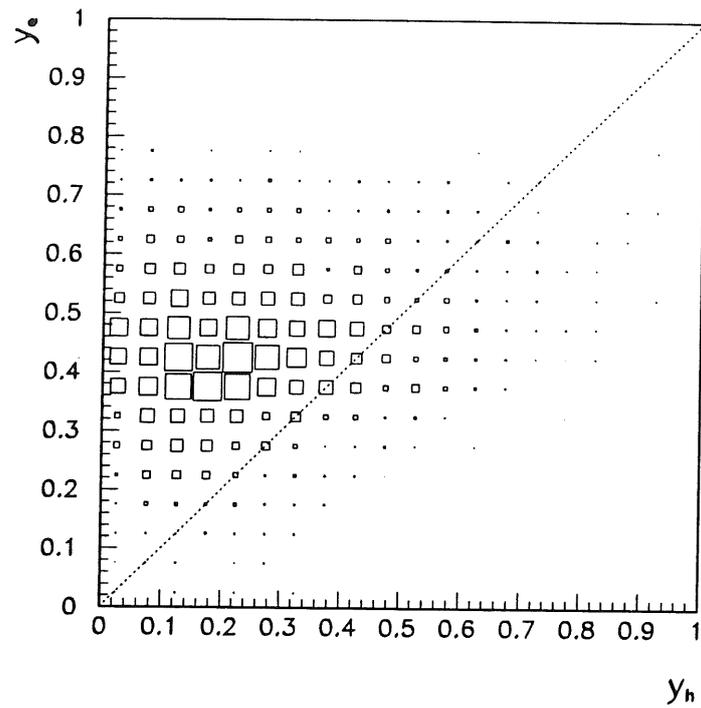


Abbildung 52: Korrelation zwischen der Rekonstruktion der kinematischen Variable y aus dem gestreuten Elektron y_e und dem hadronischen Endzustand y_h für simulierte Ereignisse mit $E_T^{e\nu} < 5 \text{ GeV}$ [oben] und $E_T^{e\nu} > 10 \text{ GeV}$ [unten].

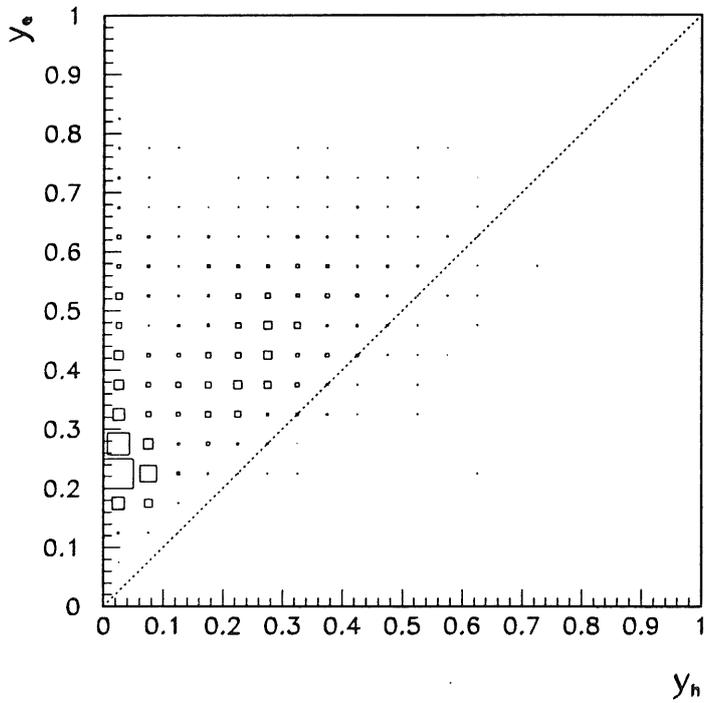
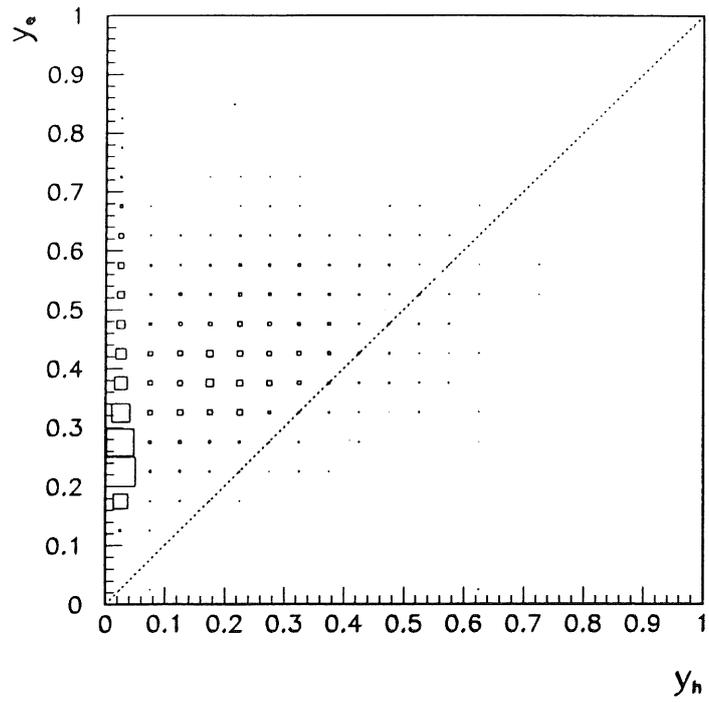


Abbildung 53: Korrelation zwischen der Rekonstruktion der kinematischen Variable y aus dem gestreuten Elektron y_e und dem hadronischen Endzustand y_h für Daten nach der Vorselektion mit $E_T^{e\nu} < 5 \text{ GeV}$ [oben], und $E_T^{e\nu} > 10 \text{ GeV}$ [unten].

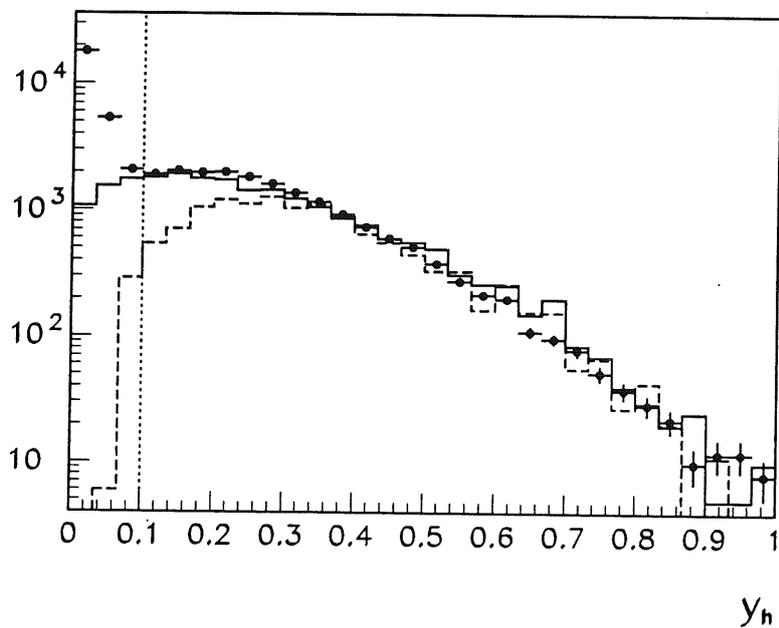
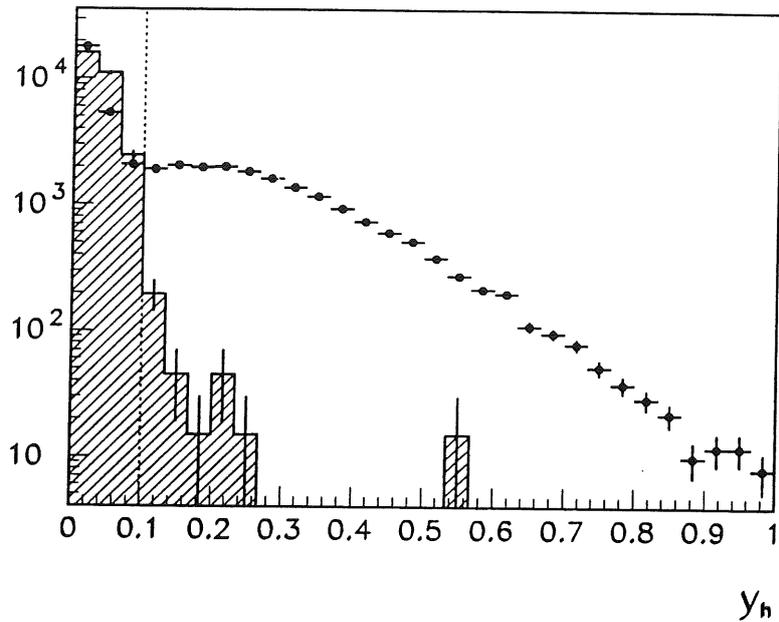


Abbildung 54: Aus der Messung des hadronischen Endzustandes gewonnene unkorrigierte Verteilung der kinematischen Variablen y für Daten nach der Vorselektion (\bullet); verglichen wird mit Untergrundereignissen, normiert auf den Bereich $y_h < 0.1$ [oben], und simulierten weichen (durchgezogen) und harten (gestrichelt) Photoproduktionsereignissen, normiert auf den Bereich $y_h > 0.35$ [unten]; Ereignisse mit y_h -Werten oberhalb der gepunkteten Linie werden akzeptiert.

Tabelle 2: Effizienz der Selektionen für simulierte weiche (RAYPHOTON, [Bro91b]) und harte (PYTHIA, [Sjo87]) Streuprozesse mit $0.3 < y_e < 0.7$ und $|z_{\text{vtx}}| < 25$ cm.

	weiche Prozesse	harte Prozesse
Vorselektion	$(72.5 \pm 0.8)\%$	$(99.1 \pm 0.1)\%$
kinem. Selektion	$(81.9 \pm 0.8)\%$	$(98.4 \pm 0.1)\%$

Es bleibt festzuhalten, daß sich der Untergrund beseitigen läßt, indem Ereignisse mit $y_h < 0.1$ verworfen werden. Da die hier verwendeten getaggten Ereignisse wegen der begrenzten Akzeptanz des Elektron-Taggers ohnehin im Bereich $y > 0.2$ liegen, wie sich aus Abbildung 48 ergibt, ist die Wirkung des Schnitts auf diese Ereignisse allein durch die limitierte y_h -Rekonstruktion bestimmt. Diese Akzeptanzgrenze ist in den weichen simulierten Ereignissen stärker verschmiert als in den harten, was aus den oben angestellten Überlegungen verständlich ist. Dabei sei angemerkt, daß die zugrundeliegende wahre y -Verteilung für weiche und harte Ereignisse identisch ist.

Abschließend sind die Effizienzen von Vorselektion und Selektion für weiche und harte Ereignisse getrennt in Tabelle 2 zusammengefaßt.

5.4 Untergrundabschätzung

Der im gewählten kinematischen Bereich verbleibende Untergrund kann nun anhand der im Elektron-Tagger gemessenen unkorrigierten y_e -Verteilung bestimmt werden. Dies ist möglich, da die y_e -Verteilung für Untergrund- und Photoproduktionsereignisse verschieden ist. In Abbildung 55 erkennt man, daß der Ausgangsdatensatz nach der Ereignisklassifizierung L5 offensichtlich zwei Komponenten enthält, die jeweils bei $y_e = 0.25$ bzw. $y_e = 0.4$ ein Maximum aufweisen. Die erste dieser beiden Komponenten kann mit dem Untergrund identifiziert werden, denn sie wird durch die Form der y_e -Verteilung von freien Elektronen-Paketen, d.h. von Bremsstrahlungsereignissen, gut beschrieben. Dies entspricht der oben gemachten Annahme, daß es sich bei den Untergrundereignissen um Überlagerungen mit Bremsstrahlungsereignissen handelt.

Der Beitrag der Untergrundereignisse in der y_e -Verteilung verschwindet praktisch vollständig nach Anwendung der Vorselektion und des y_h -Schnittes. Der kleine Rest von Ereignissen mit $y_e < 0.2$ muß vollständig auf Untergrundereignisse zurück-

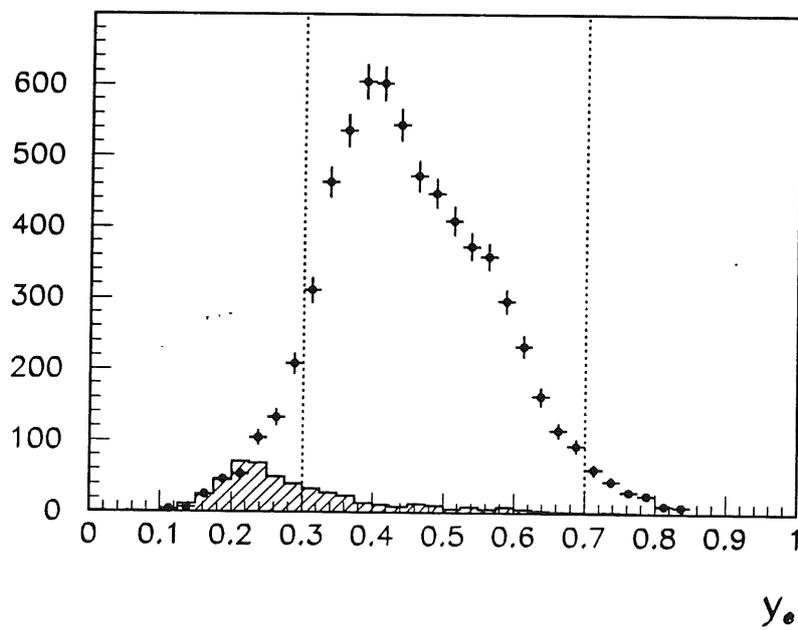
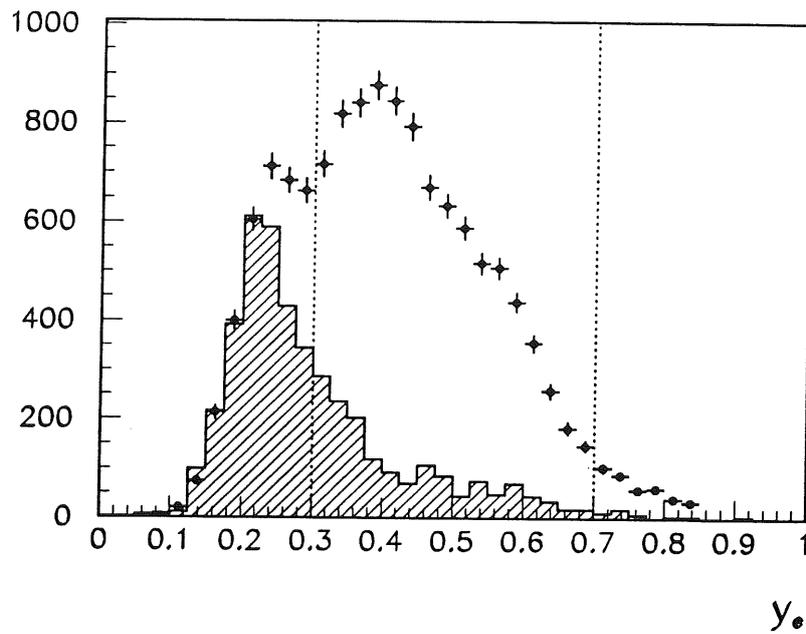


Abbildung 55: Aus der Messung des gestreuten Elektrons gewonnene unkorrigierte Verteilung der kinematischen Variablen y für den Ausgangsdatensatz nach der Ereignisklassifizierung L5 [oben] und nach der kinematischen Selektion [unten] jeweils verglichen mit der im Bereich $y_e < 0.2$ normierten Untergrundverteilung freier Elektronpakete (schraffiert); der gewählte Bereich liegt innerhalb der gepunkteten Linien.

zuführen sein, da dort die Akzeptanz für Photoproduktionsereignisse faktisch verschwindet, wie aus Abbildung 48 folgt. Dieser verbleibende Rest von Untergrundergebnissen wird dazu benutzt, die gemessene Untergrundverteilung der freien Elektronen-Pakete in diesem Bereich zu normieren. Aus der so normierten Untergrundverteilung, kann man die Zahl der Untergrundergebnisse im Meßintervall $0.3 < y_e < 0.7$ bestimmen. Sie beträgt $2.8 \pm 2\%$ und kann daher vernachlässigt werden.

5.5 Luminosität

Um ausgehend von der Zahl der beobachteten Spuren einen Wirkungsquerschnitt angeben zu können, ist laut Kapitel 3 durch die integrierte Luminosität zu teilen. Die Luminosität muß dabei aus einem Prozeß ermittelt werden, dessen Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist. Insbesondere eignen sich hierfür reine elektromagnetische Prozesse, die im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnet werden können. Weiterhin ist es sinnvoll einen Prozeß mit einem hohen Wirkungsquerschnitt zu verwenden, um die Luminosität in kleinen Zeitintervallen ermitteln zu können.

Die Luminositätsmessung am HERA-Speicherring gründet sich vor allem auf den Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow ep\gamma$. Der Wirkungsquerschnitt für diesen nach Bethe und Heitler benannten Prozeß [Bet34] ist im ultrarelativistischen Grenzfall in der Kleinwinkel-Näherung [Ber82] durch

$$\frac{d\sigma(ep \rightarrow ep\gamma)}{dy} = \frac{4\alpha r_e^2}{y} \left[1 + (1-y)^2 - \frac{2}{3}(1-y) \right] \left[\ln \frac{s(1-y)}{M_p m_e y} - \frac{1}{2} \right]$$

gegeben, mit der Feinstrukturkonstante α , der quadratischen Schwerpunktsenergie s , den Massen von Proton und Elektron M_p und m_e sowie dem klassischen Elektronradius r_e .

Dieser Prozeß wird durch eine Koinzidenz von Signalen im Elektron- und Photon-detektor des in Abschnitt 4.2.4 beschriebenen Luminositätsystem gemessen. Der Untergrund von Bremsstrahlungsprozessen an Restgasatomen wird mit Hilfe des freien Elektronen-Paketes bestimmt und skaliert mit dem Verhältnis der Ströme in den jeweiligen Paketen, statistisch abgezogen. Auf diese Weise wird alle 10 s ein Luminositätswert bestimmt und Run-weise abgespeichert.

Ein Teil des Elektronen-Stromes ist wegen Unzulänglichkeiten der Beschleunigungs-Hochfrequenzanlage von dem eigentlichen Paket abgeteilt [Bia93]. Ereignisse von Elektronen in diesem sogenannten Satellitenpaket haben einen um etwa 70 cm verschobenen Vertex und werden wegen des Schnitts auf den Ereignisvertex von ± 25 cm um den nominalen Wechselwirkungspunkt immer verworfen. Bei der Luminositäts-

bestimmung werden sie hingegen mitgezählt, da das Luminositätssystem alle Wechselwirkungen in einem Bereich von $\pm 6m$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt registriert. Der relative Anteil des Stromes in den Satellitenpaketen beträgt etwa 8% des Gesamtstromes. Die spezifische Luminosität an dem verschobenen Ort des Ereignisvertex ist wegen der Optimierung des Protonstrahls auf den nominellen Wechselwirkungspunkt geringer, so daß die gemessene Luminosität nicht einfach mit diesem Faktor skaliert werden kann. Der relative Anteil von Ereignissen kann jedoch anhand der Verteilung des Ereignisvertex zu $6 \pm 1\%$ bestimmt werden [DeR93] und die Luminosität wird dementsprechend skaliert. Sie beträgt $17.2 nb^{-1}$ und ist mit einem systematischen Fehler von 7% [Lev93] behaftet.

6 Spektren geladener Teilchen

Für den selektierten Datensatz werden in diesem Abschnitt die Spektren in der zentralen Driftkammer gemessener Spuren in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T und der Pseudorapidität η angegeben. Dabei wird das p_T -Spektrum im Bereich über den Bereich $|\eta| < 1$ gemittelt. Die Einschränkung des Bereiches in Pseudorapidität war in Abschnitt 4.1.4 mit der erforderlichen guten Auflösung für große Transversalimpulse motiviert worden. Das Pseudorapiditätsspektrum wird über den Bereich $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ integriert, so daß es später im Rahmen der QCD interpretiert werden kann. Hier wird die volle Akzeptanz der zentralen Driftkammern mit $|\eta| < 1.5$ ausgenutzt. Die schlechtere Auflösung der kurzen Spuren für hohe p_T ist hier nicht relevant, da das Spektrum von den Spuren im Bereich $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 2 \text{ GeV}/c$ dominiert wird, wo die Auflösung hinreichend gut ist. Im folgenden werden die in den vorigen Abschnitten besprochenen Korrekturen angebracht und mit statistischen und systematischen Fehlern versehen. Hier ist auch die Unsicherheit bei der Annahme der Zusammensetzung des Datensatzes aus harten und weichen Ereignissen zu berücksichtigen. Schließlich werden aus den korrigierten Spektren unter Verwendung der Luminosität die Einteilchen-Wirkungsquerschnitte berechnet.

6.1 Korrekturen der Spurverteilungen

Spurabhängige Korrektur: Die p_T -abhängige Selektionseffizienz ϵ_{sel} , wie sie in Abbildung 31 dargestellt ist, mit der konstanten Effizienz der Spurrekonstruktion $\epsilon_{reco} = 0.92$ multipliziert, liefert für jede Spur ein Gewicht.

Ereignisabhängige Korrektur: Die ereignisabhängigen Korrekturen resultieren aus der in Abschnitt 4.2.4 besprochenen y -abhängigen Korrektur der Elektron-Tagger Akzeptanz, sowie der in Abschnitt 4.1.3 beschriebene Effizienzkorrektur des Ray-Triggers.

Diese Korrekturen werden berücksichtigt, indem die Spuren jeweils mit dem entsprechenden Korrekturfaktor des Ereignisses in das Histogramm eingefüllt werden. Abbildungen 56 und 57 verdeutlichen die Wirkung dieser Korrekturen auf die Form des p_T und η -Spektrum. Gezeigt ist das inverse mittlere Gewicht

$$\frac{1}{\langle w \rangle_i} = \frac{n_i}{\sum_{j=1}^{n_i} w_j},$$

wobei i das Intervall bezeichnet und die Summe j über alle n_i Spuren in diesem Intervall läuft. Es kann als "Effizienz" betrachtet werden, ein Ereignis mit einer

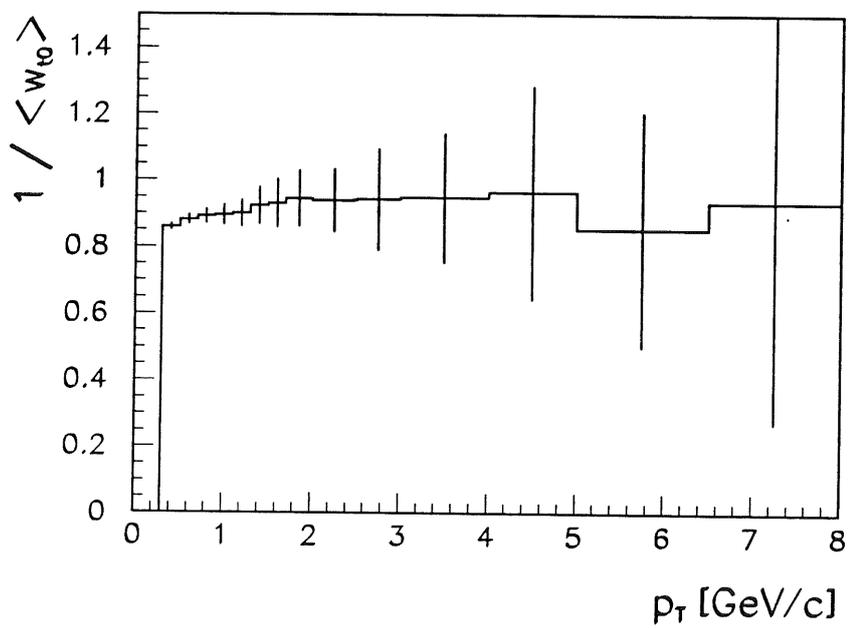
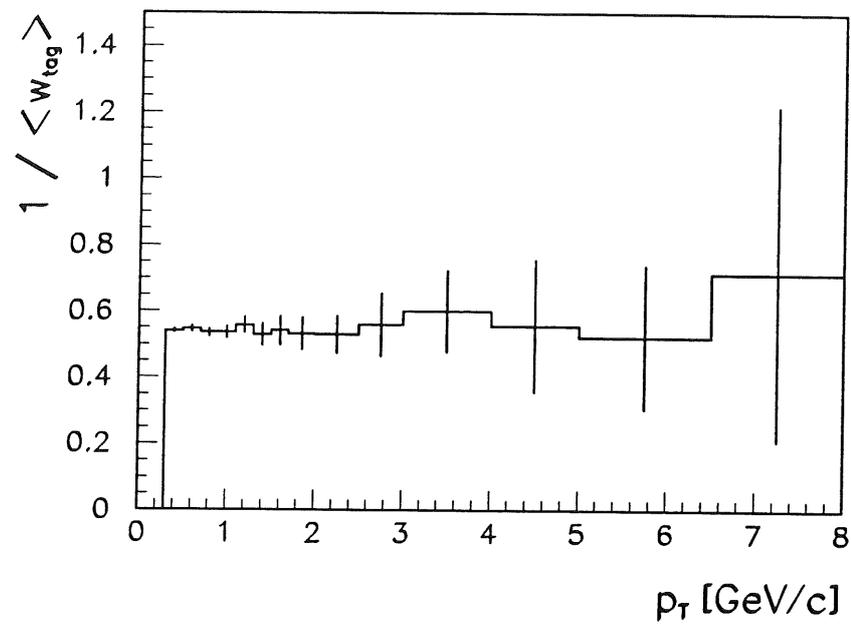


Abbildung 56: Inverses mittleres Gewicht der Korrektur von Elektron-Tagger-Akzeptanz [oben] und Ray-Trigger-Effizienz [unten] in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T der Spuren.

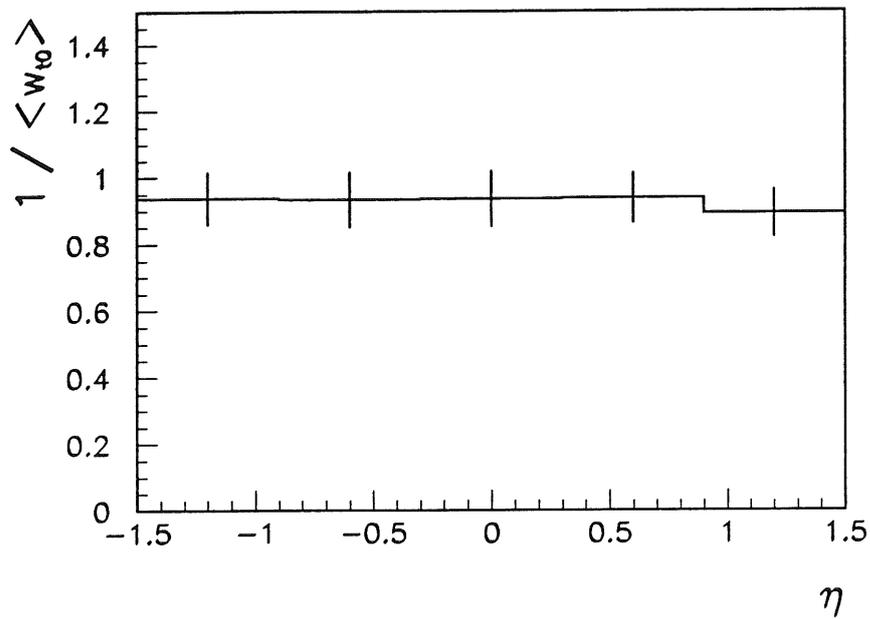
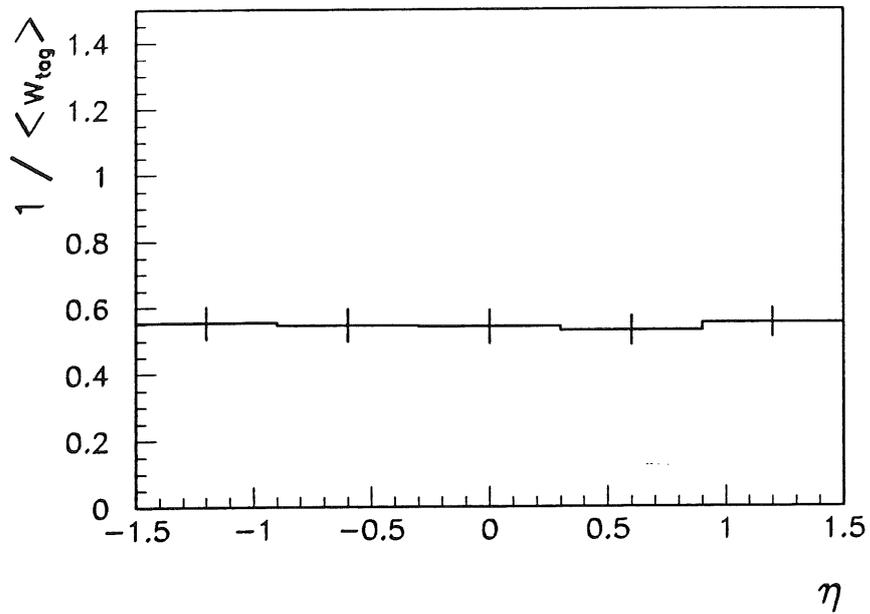


Abbildung 57: *Inverses mittleres Gewicht der Korrektur von Elektron-Tagger-Akzeptanz [oben] und Ray-Trigger-Effizienz [unten] in Abhängigkeit der Pseudorapidity η der Spuren.*

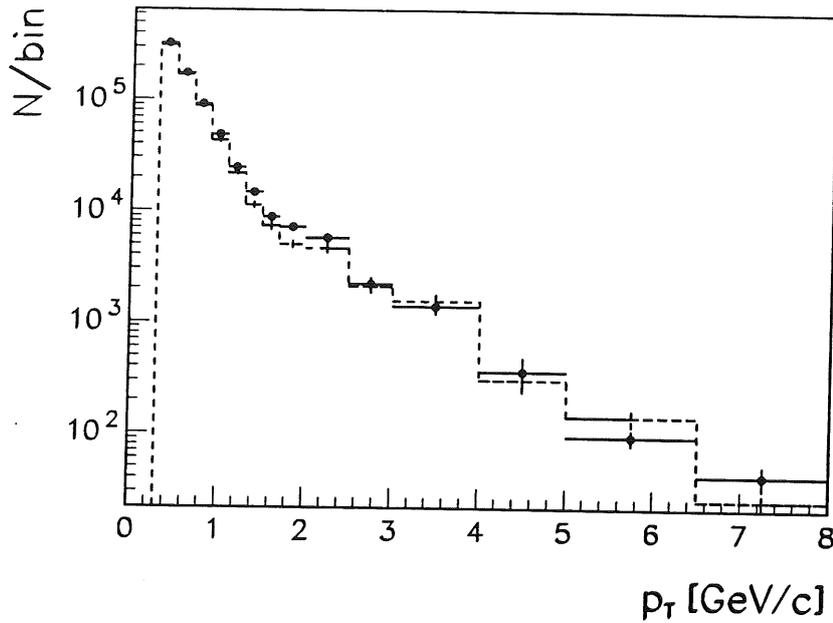


Abbildung 58: Spurverteilung als Funktion von p_T mit PYTHIA [Sjo87] generierter Ereignisse mit $0.3 < y < 0.4$ (•) und $0.55 < y < 0.7$ (Histogramm).

Spur in dem entsprechendem Intervall in dem selektierten Datensatz zu finden. Da die Photonenergie nur in einem vergleichsweise kleinen Intervall variiert, sich demnach die Schwerpunktsenergie mit $\sqrt{s_{\gamma p}} = (205 \pm 40) \text{ GeV}$ nur wenig ändert, hängen die Spurverteilungen nicht von der Photonenergie ab. Dieses Ergebnis läßt sich auch aus Abbildung 58 ablesen, wo gezeigt ist, daß die Spurverteilung generierter Ereignisse als Funktion von p_T für zwei y -Intervalle innerhalb der statistischen Schwankungen gleich sind. Im Mittel beträgt die Akzeptanz des Elektron-Taggers etwa 55% für die hier betrachteten Ereignisse.

Die in Abschnitt 4.1.3 aus der Ray-Effizienz ϵ_{ray} hergeleitete Korrektur der Ray-Trigger-Effizienz ϵ_{to} hat hingegen einen deutlichen Einfluß auf die Form der p_T -Verteilung. Dies kann qualitativ aus dem Verhalten der Ray-Effizienz ϵ_{ray} verstanden werden. In den Intervallen mit niedrigem p_T tragen zu einem großen Teil weiche Ereignisse bei. Ereignisse mit Spuren in diesem Bereich werden deshalb nicht nur seltener getriggert, weil die Ray-Effizienz aus geometrischen Gründen für diese Spuren kleiner ist, sondern auch, weil wegen der geringeren Multiplizität dieser Ereignisse, die Ray-Effizienz einer Spur viel mehr zum Tragen kommt. Ereignisse mit Spuren mit einem hohen p_T sind umgekehrt bevorzugt, weil die Spuren selbst häufiger einen Ray setzen und außerdem bevorzugt in Jets produziert werden, d. h. die Multiplizität in diesen Ereignissen höher ist und damit die Wahrscheinlichkeit für weitere

Rays hoch ist.

In das Rapiditätsspektrum gehen nur die Spuren mit $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ ein, d.h. Spuren aus Ereignissen hoher Multiplizität. Aus diesem Grund gleicht sich die Rapiditätsabhängigkeit der Ray-Effizienz aus, so daß kein Einfluß der Effizienzkorrektur auf die Form des Rapiditätsspektrum zu sehen ist.

Die Anpassung einer Konstanten an die Verteilung der mittleren inversen Korrektur der Ray-Trigger-Effizienz ϵ_{to} für $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ liefert $(92.5 \pm 0.4)\%$, was in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 4.1.3 aus simulierten Ereignissen bestimmten Wert von $(91.7 \pm 0.2)\%$ ist.

Globale Korrektur: Zu den globalen Korrekturen gehören zunächst einmal jene für die eingeschränkte Akzeptanz im Ereignis-Vertex $\epsilon_{zvx} = 0.67$ und im Azimutwinkel $\epsilon_\phi = 0.81$.

Die Korrektur der Akzeptanz des Ray-Triggers, sowie die Effizienz von Vorselektion und kinematischer Selektion sind für die zwei Ereignisklassen verschieden. Aus den Tabellen 1 und 2 liest man die entsprechenden Werte ab und erhält für weiche Ereignisse $(0.73 * 0.82 * 0.85)^{-1} = 1.96$ bzw. für harte $(0.99 * 0.98 * 0.99)^{-1} = 1.04$. Während diese Korrektur im Falle des η -Spektrums eine Konstante ist, da mit einem Mindest- p_T von $1.5 \text{ GeV}/c$ automatisch harte Ereignisse selektiert werden, muß im Falle des p_T -Spektrums berücksichtigt werden, daß in den Intervallen mit niedrigem p_T beide Klassen mit variierendem Anteil beitragen. Da für ein bestimmtes Ereignis jedoch nicht entschieden werden kann, zu welcher Klasse es gehört, muß die Korrektur des p_T -Spektrums nachträglich erfolgen. Dazu sind die Effizienzen gemäß dem relativen Anteil von Spuren aus den beiden Ereignisklassen zu gewichten, wobei von dem in Anhang B.2 abgeschätzten Mischungsverhältnis von 75% weicher und 25% harter Ereignisse ausgegangen wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 59 dargestellt, wobei die Fehlerbalken der Änderung der Selektionseffizienz bei einer Variation des weichen Anteils um $\pm 10\%$ entsprechen. Sie sind damit ein Maß für die Modellabhängigkeit. Diese Modellabhängigkeit verschwindet vollständig für den Bereich hoher p_T , da dort allein die harten Prozesse beitragen. Um jedoch bei einem besseren Verständnis der Zusammensetzung des Datensatzes aus weichen und harten Ereignissen diese Korrektur gegebenenfalls rückgängig machen zu können, wird sie durch ein Polynom 3. Grades parametrisiert:

$$\epsilon_{acc}(p_T[\text{GeV}/c]) = 0.83 - 0.46p_T[\text{GeV}/c] + 0.58(p_T[\text{GeV}/c])^2 - 0.16(p_T[\text{GeV}/c])^3.$$

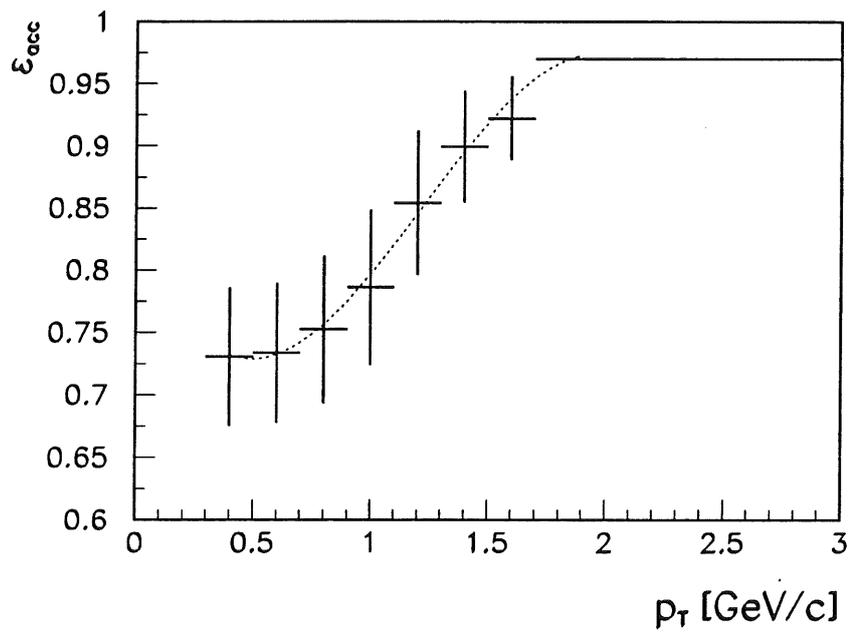


Abbildung 59: Korrektur der Effizienz der Ereignis Selektion und der Akzeptanz des Ray-Triggers; die Fehlerbalken spiegeln den Einfluß die Unsicherheit in der Bestimmung des relativen Anteils weicher und harter Ereignisse von $\pm 10\%$ wieder; die gepunktete Linie ist die Anpassung eines Polynoms dritten Grades.

Tabelle 3: Zusammenstellung der relativen systematischen Fehler.

Quelle	system. Fehler [%]
Ray-Trigger	5
Ereignisselektion	1
Ereignis-Vertex	1.5
Spurselektion	5
Spurrekonstruktion	3
Gesamt	8

6.2 Fehlerrechnung

Die relativen statistischen und systematischen Fehler, sowie die Modellunsicherheit werden quadratisch addiert, da sie in guter Näherung unkorreliert sind.

Statistische Fehler: Der quadratische statistische Fehler in den Histogramm-Intervallen bei der Verwendung von Ereignisgewichten w_i ist

$$\sigma_{stat}^2 = \sum_i w_i^2.$$

Systematische Fehler: Die systematischen Unsicherheiten der Korrekturen sind jeweils bei der Herleitung diskutiert worden und werden daher in Tabelle 3 lediglich zusammengefaßt. Die quadratische Summe dieser Fehler führt zu einem Gesamtfehler von 8%. Hierin ist eine globale Unsicherheit von 7% nicht enthalten, die aus der Luminositätsmessung stammt.

Modellunsicherheit: Hierbei handelt es sich um die in Abbildung 59 gezeigte Unsicherheit bei Variation des Mischungsverhältnisses harter und weicher Ereignisse, die für den interessanten Bereich hoher p_T völlig verschwindet.

6.3 Korrigierte Spurverteilungen und Einteilchen-Wirkungsquerschnitte

Die Wirkung aller Korrekturen auf die Verteilungen der Spuren ist unter Berücksichtigung der hier besprochenen Fehler in Abbildung 60 veranschaulicht.

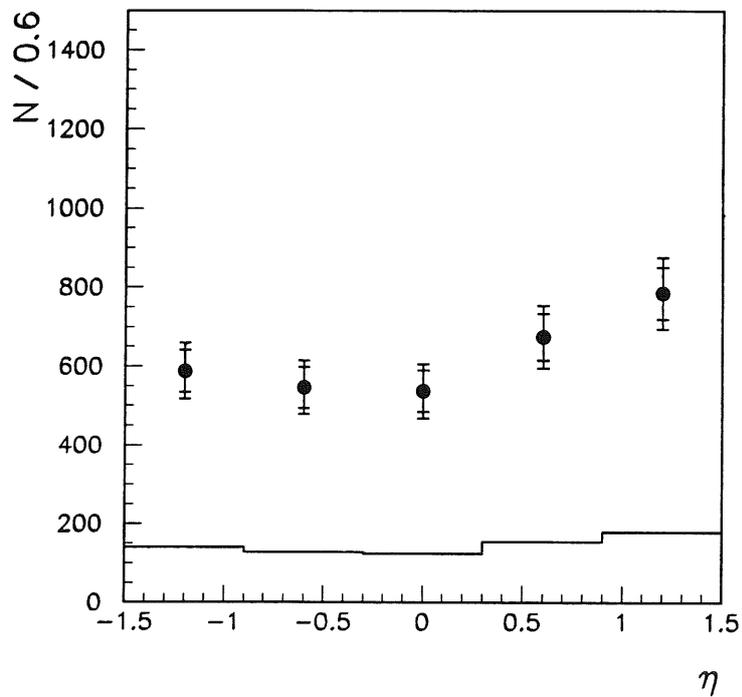
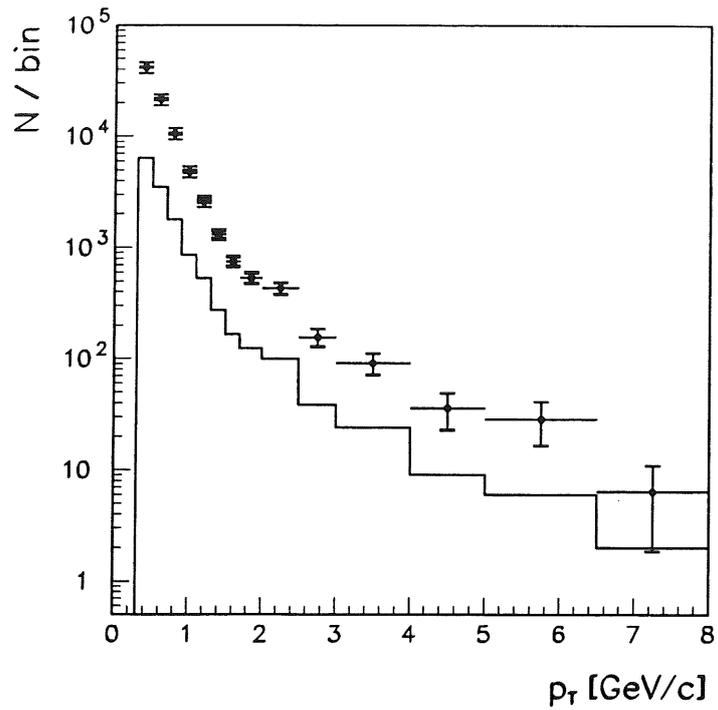
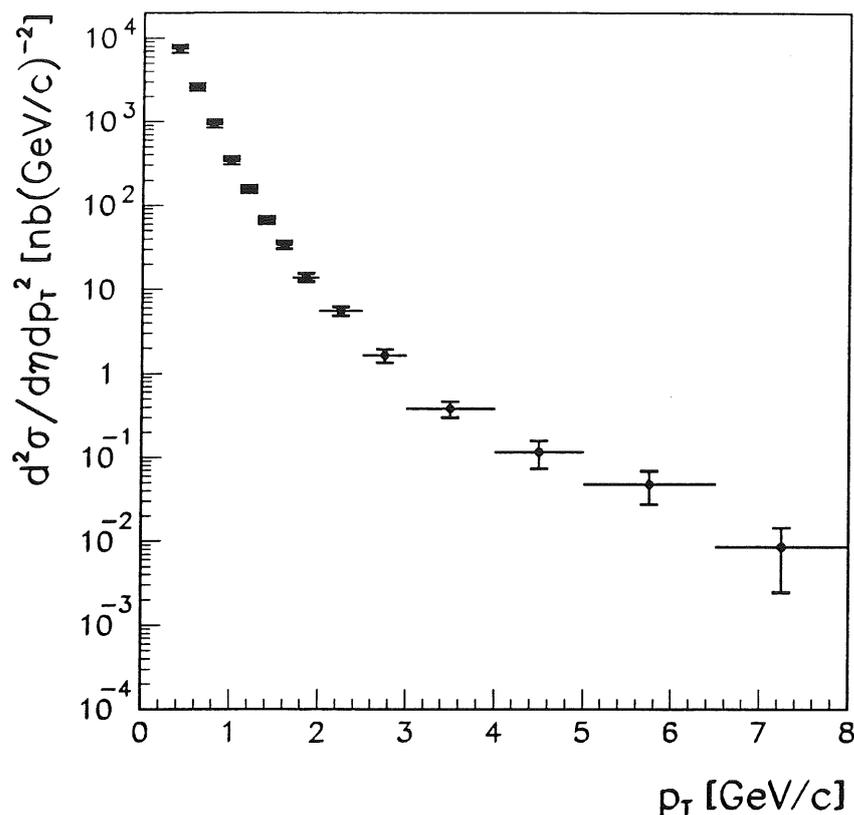


Abbildung 60: Verteilung der Spuren vor (Histogramm) und nach allen Korrekturen (\bullet); die inneren Fehlerbalken entsprechen den statistischen die äußeren dem gesamten Fehler.



Abbildungung 61: *ep*-Einteilchen-Wirkungsquerschnitt gemittelt über $|\eta| < 1$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$; Fehlerbalken enthalten statistische und systemtische Fehler quadratisch addiert; eine gemeinsame Unsicherheit von 7% durch die Luminositätsmessung ist nicht gezeigt.

Der invariante Wirkungsquerschnitt ist nach der Integration über den Azimuthwinkel φ durch den Ausdruck

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 d\eta},$$

gegeben und errechnet sich aus der korrigierten p_T -Spurenverteilung, indem durch die integrierte Luminosität und die Binbreiten

$$\Delta_{p_T^2} \Delta_\eta = 2p_T \Delta_{p_T} \Delta_\eta$$

dividiert wird. Das korrigierte Rapiditätsspektrum wird lediglich durch die Binbreite Δ_η und die integrierte Luminosität dividiert, um auf den Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\eta}$ zu kommen. Beide Wirkungsquerschnitte werden über die zwei elektrischen Ladungen integriert und nicht gemittelt. Die Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 61 und 62 dargestellt, sowie als Tabellen 4 und 5 gegeben.

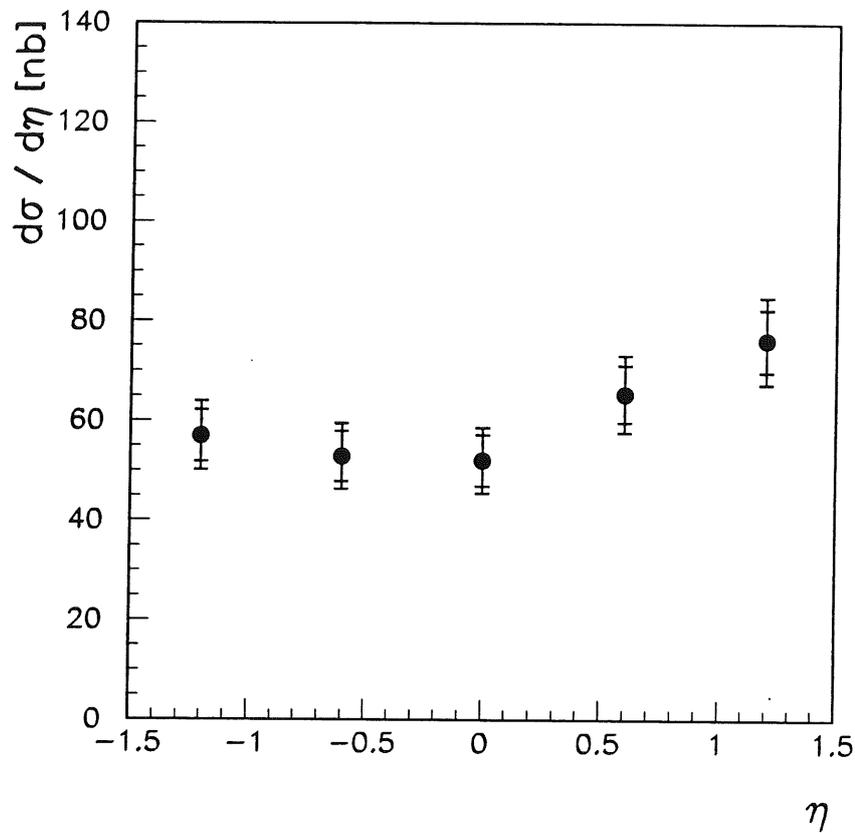


Abbildung 62: *ep*-Einteilchen-Wirkungsquerschnitt integriert über $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$; die inneren Fehlerbalken enthalten die statistischen Fehler, die äußeren, die systematischen quadratisch addiert; eine gemeinsame Unsicherheit von 7% durch die Luminositätsmessung ist nicht gezeigt.

Tabelle 4: *ep*-Einteilchen-Wirkungsquerschnitt gemittelt über $|\eta| < 1$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ sowie statistischer und systematischer Fehler; der Wirkungsquerschnitt ist über die zwei Ladungen integriert.

$p_T [\text{GeV}/c]$	$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dp_T^2 d\eta} [\frac{nb}{(\text{GeV}/c)^2}]$	$\sigma_{stat} [\frac{nb}{(\text{GeV}/c)^2}]$	$\sigma_{syst} [\frac{nb}{(\text{GeV}/c)^2}]$
0.3-0.5	7574.0000	105.0000	834.0000
0.5-0.7	2596.0000	48.0000	287.0000
0.7-0.9	958.8000	25.0000	107.4000
0.9-1.1	349.7000	13.3000	39.4000
1.1-1.3	157.4000	7.5000	16.5000
1.3-1.5	67.3700	4.4100	6.3400
1.5-1.7	33.8200	2.8900	2.9800
1.7-2.0	13.8900	1.3500	1.1100
2.0-2.5	5.5060	0.6040	0.4410
2.5-3.0	1.6370	0.2830	0.1310
3.0-4.0	0.3771	0.0799	0.0302
4.0-5.0	0.1152	0.0413	0.0092
5.0-6.5	0.0481	0.0203	0.0038
6.5-8.0	0.0085	0.0060	0.0007

Tabelle 5: *ep*-Einteilchen-Wirkungsquerschnitt integriert über $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ sowie statistischer und systematischer Fehler; der Wirkungsquerschnitt ist über die zwei Ladungen integriert.

η	$\frac{d\sigma^{ep}}{d\eta} [nb]$	$\sigma_{stat} [nb]$	$\sigma_{syst} [nb]$
-1.5 - -0.9	57.0	5.2	4.6
-0.9 - -0.3	52.8	5.0	4.2
-0.3 - 0.3	52.0	5.1	4.2
0.3 - 0.9	65.4	5.7	5.2
0.9 - 1.5	76.1	6.3	6.1

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß hier ep -Wirkungsquerschnitte angegeben werden, die über den Bereich $0.3 < y < 0.7$ und $3 \cdot 10^{-8} (GeV/c)^2 < Q^2 < 0.01 (GeV/c)^2$ integriert sind. Um den entsprechenden Wirkungsquerschnitt für Photon-Proton-Streuungen bei einer festen Schwerpunktsenergie anzugeben, muß gemäß Abschnitt 2.1 der Photonenfluß und die mittlere Photonenenergie berechnet werden. Der entsprechende Flußfaktor $G_{e \rightarrow \gamma}(y)$, ein virtuelles Photon mit der relativen Energie $y = E_\gamma/E_e$ im Elektron zu finden gemäß der Weizsäcker-Williams-Näherung

$$G_{e \rightarrow \gamma}(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} \frac{1 + (1 - y)^2}{y},$$

ist im Bereich $0.3 < y < 0.7$ zu integrieren, und für den Bereich $3 \cdot 10^{-8} (GeV/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (GeV/c)^2$ auszuwerten. Man erhält den zusätzlichen Faktor 0.015. Die Unsicherheit in der Integration ist kleiner als 0.1% und kann daher vernachlässigt werden. Mit $\langle y \rangle = 0.48$ im Intervall $0.3 < y < 0.7$ kann der Wirkungsquerschnitt dann für eine Schwerpunktsenergie von $\langle \sqrt{s_{\gamma p}} \rangle = 205 GeV \approx 200 GeV$ angegeben werden.

Der Verzicht auf die Umrechnung erscheint sinnvoll, weil die bei der Diskussion der Wirkungsquerschnitte zum Vergleich herangezogenen Rechnungen ebenfalls über das Photonspektrum integriert sind, wobei die in der Messung benutzten y und Q^2 -Intervalle verwendet worden sind.

7 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die in dieser Analyse bestimmten Einteilchen-Wirkungsquerschnitte mit Ergebnissen von Hadron-Hadron- und Photon-Hadron-Streuxperimenten verglichen und im Rahmen der perturbativen QCD interpretiert.

7.1 Harte Streuungen

In Abbildung 7 war zu sehen, daß sich die Form des Einteilchen-Wirkungsquerschnitts als Funktion von p_T in der Proton-(Anti-)Proton-Streuung mit zunehmender Schwerpunktsenergie \sqrt{s} drastisch ändert. Während das Spektrum bei $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$ noch exponentiell abfällt, bildet sich mit zunehmenden \sqrt{s} deutlich ein Potenzverhalten der Form p_T^{-n} heraus, was auf die zugrundeliegenden harten Streuungen von Partonen zurückgeführt wird.

Da die mittlere Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems der in dieser Analyse selektierten Ereignisse $\langle \sqrt{s_{\gamma p}} \rangle = 200 \text{ GeV}$ beträgt, und damit eine Größenordnung höher als bei bisherigen Photoproduktionsexperimenten mit ruhenden Protonen ist, dringt man in einen neuen kinematischen Bereich vor, in dem sich die harten Streuprozesse deutlich in der Form des Spektrums manifestieren sollten. Schon mit den ersten Daten, deren integrierte Luminosität, und damit auch die totale Zahl von Ereignissen, nur einem Bruchteil der mittlerweile verfügbaren entsprach, konnte als Zwischenergebnis dieser Analyse gezeigt werden, daß das p_T -Spektrums der Spuren nicht exponentiell abfällt, sondern das für harte Streuprozesse charakteristische Verhalten zeigt [Ahm92a].

Diese mehr qualitative Aussage kann durch den Vergleich des nunmehr vollkorrigierten Spektrums mit den entsprechenden Messungen der WA69-Kollaboration bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = 18 \text{ GeV}$ in Abbildung 63 erhärtet werden. Im Gegensatz zu der bereits in Abbildung 9 gezeigten Verteilung werden dazu die in [Aps89] tabellierten Daten $d^2\sigma/dp_T dx_F$ des Feynman- x_F -Intervalls $0 < x_F < 0.2$, jeweils durch das mittlere p_T dividiert, aufgetragen.

Als Ergebnis läßt sich festhalten, daß der allgemein in der Hadron-Hadron-Streuung beobachtete Trend bestätigt wird.

7.2 Vergleich mit dem $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt

Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte lassen sich im Rahmen des VMD-Modells mit Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitten in Verbindung bringen. So zeigte der Vergleich der Photon-Proton und Meson-Proton-Wirkungsquerschnitte in Abbildung 9, daß das VMD-Modell für den Bereich niedriger p_T gilt, während sich für höhere

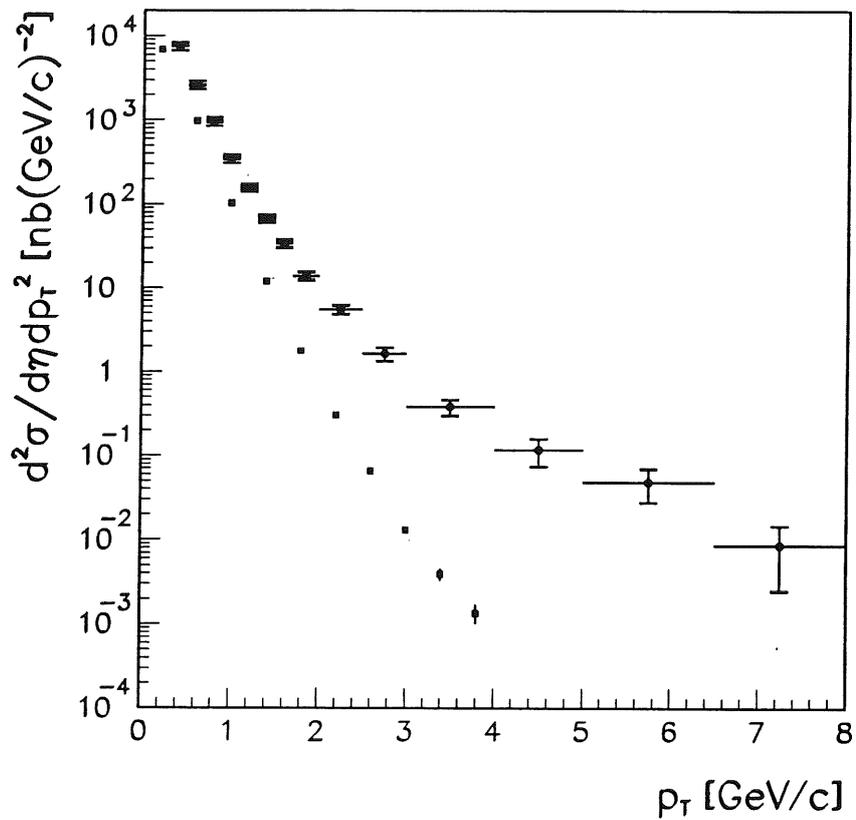


Abbildung 63: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T gemittelt über $|\eta| < 1$ und integriert über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (●) verglichen mit den mit den willkürlich normierten γp -Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = 18 \text{ GeV}$ (■) [Aps89].

p_T Abweichungen zeigen, die auf einen Unterschied zwischen Photon und Meson hindeuten.

Diese Aussage kann in dieser Analyse nicht direkt verifiziert werden, da bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV keine Meson-Hadron-Wirkungsquerschnitte verfügbar sind. Aus diesem Grund wird der Proton-Antiproton-Wirkungsquerschnitt [Alb90] bei derselben Schwerpunktsenergie zu einem Vergleich herangezogen. Die absolute Normierung dieser Daten soll dabei mit Hilfe des VMD-Modells erfolgen. Da UA1 den invarianten Wirkungsquerschnitt $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ angibt, ist mit dem Faktor π und wegen der Mittelung über die zwei Ladungen zusätzlich mit dem Faktor 2, zu multiplizieren. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß das Proton ein Baryon und kein Meson ist und daher der totale Wirkungsquerschnitt größer ist. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Proton-Antiproton- und Meson-Proton-Streuung bei der Schwerpunktsenergie von 200 GeV kann nicht direkt bestimmt werden. Daher wird der Meson-Proton-Wirkungsquerschnitt mittels der Parametrisierung von Donnachie und Landshoff [Don92] extrapoliert und man erhält ein Verhältnis $\sigma^{\pi p}/\sigma^{p\bar{p}} = 0.64$, was in etwa der Erwartung des additiven Quarkmodells von $2/3$ entspricht. Weiterhin ist durch den Faktor 200 zu dividieren, der dem Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte von Pion-Proton- und Photon-Proton-Streuung gemäß der Donnachie und Landshoff Parametrisierungen entspricht. Es sei angemerkt, daß dieser Wert kleiner ist als der Wert 235, der bei niedrigeren Schwerpunktsenergien als Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ermittelt worden ist [Wol78]. Berücksichtigt man schließlich den Faktor 0.015 aus der Integration des Photonenflusses, kann der Antiproton-Proton-Wirkungsquerschnitt unmittelbar mit dem hier gemessenen verglichen werden.

Das Ergebnis des Vergleichs ist in Abbildung 64 zu sehen. Bei niedrigen p_T stimmen die beiden Wirkungsquerschnitte in Form und Größe gut überein, so daß das VMD-Modell in diesem neuen kinematischen Bereich offenbar ebenfalls anwendbar ist.

Im Bereich hoher p_T ist die hier gemessene Verteilung jedoch härter. Während die Anpassung der Funktion $f(p_T) = A(1 + \frac{p_T}{p_{T0}})^{-n}$ für den hier bestimmten Wirkungsquerschnitt einen Exponenten $n = 7.3 \pm 1$ liefert, ist das Proton-Antiproton Spektrum mit $n = 12.1 \pm 0.4$ [Alb90] deutlich weicher. An dieser Stelle kann jedoch noch nicht auf einen Unterschied zwischen Photon und Meson geschlossen werden, da das flachere Spektrum auf eine höhere Schwerpunktsenergie im Parton-Parton-Streuprozeß der Photoproduktionsereignissen zurückführbar sein könnte. Zwei Effekte sind hierbei zu berücksichtigen, nämlich die Variation der Schwerpunktsenergie für die in dieser Analyse betrachteten Photon-Proton-Streuungen und der Unterschied in der Strukturfunktion von Pion und Proton. Während für den erstgenann-

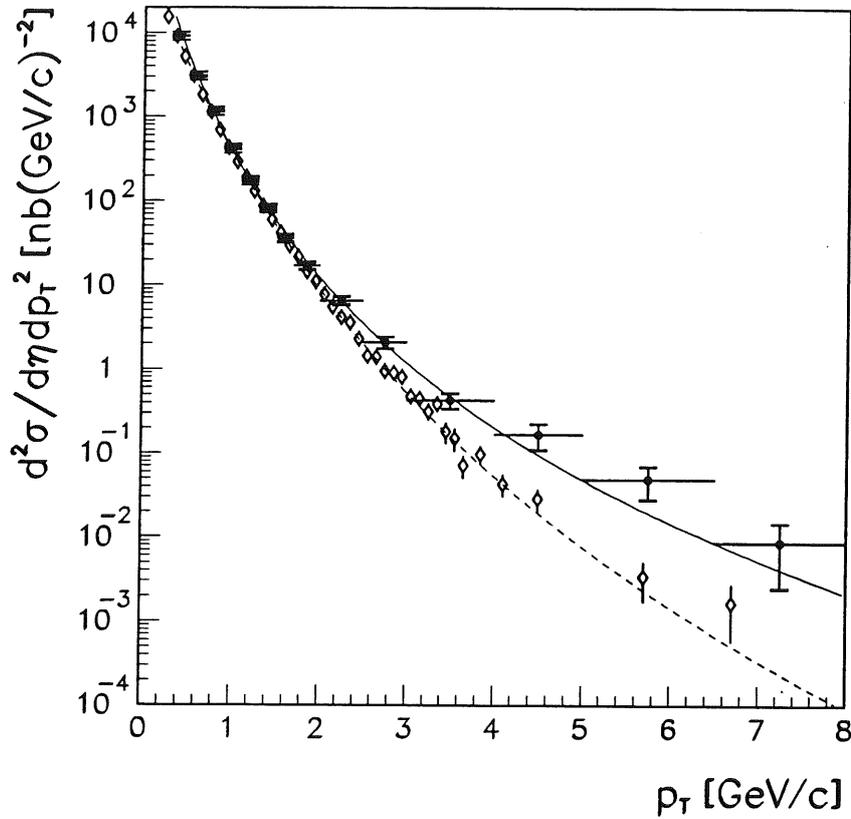


Abbildung 64: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T gemittelt über $|\eta| < 1$ und integriert über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (●) verglichen mit den nach der Vorschrift des VMD-Modells normierten $p\bar{p}$ -Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ (◇) [Alb90]; die Linien sind die im Text besprochenen Anpassungen.

ten Effekt in Kapitel 6 bereits gezeigt worden ist, daß er keinen sichtbaren Einfluß auf die Form des Spektrums hat, ist zu erwarten, daß sich der Unterschied der Strukturfunktionen von Proton und Meson bemerkbar macht. Dieser Unterschied ist anschaulich darauf zurückzuführen, daß der totale Impuls eines Protons auf 3 Quarks, der eines Mesons jedoch nur auf 2 Quarks verteilt wird. So besagt eine Abzählregel, daß die Verteilung des Impulsbruchteil x von der minimalen Zahl von Zuschauerquarks n_G abhängt und proportional zu $(1-x)^{2n_G-1}$ für $x \rightarrow 1$ ist, also $(1-x)$ für Mesonen und $(1-x)^3$ für Protonen [Bla78].

Jedoch kann sicher nur ein Teil des beobachteten Unterschiedes mit den zwei genannten Gründen erklärt werden, wie folgende einfache Abschätzung zeigt. Naiv betrachtet, ist der mittlere Impuls eines Partons im Meson $1/2$ und in einem Proton $1/3$. Die Schwerpunktsenergie bei HERA ist maximal für $y = 1$. Unter diesen Annahmen ist die Schwerpunktsenergie im Parton-Parton-System

$$\sqrt{4 x_\gamma y E_e x_p E_p} = \sqrt{4 \frac{1}{2} 26.7 \frac{1}{3} 820} \text{ GeV} = 115 \text{ GeV}.$$

Zieht man nun die Proton-Antiproton-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV zum Vergleich heran, ist dort die äquivalente Schwerpunktsenergie im Parton-Parton-System 165 GeV , mithin deutlich größer. Trotzdem ist für diese Daten der Exponent $n = 10.6 \pm 0.3$ [Alb90], und damit das Spektrum immer noch deutlich weicher als das hier beobachtete.

7.3 Vergleich mit Vorhersagen der QCD

Im vorigen Abschnitt ist gezeigt worden, daß sich die gemessenen Wirkungsquerschnitte als Funktion von p_T in der Photon-Proton- und der Antiproton-Proton-Streuung in ihrer Form deutlich unterscheiden. Wegen der unterschiedlichen Strukturfunktion eines Pions und eines Protons kann aus dem Vergleich dieser Messungen jedoch nur qualitativ auf Abweichungen vom VMD-Modell geschlossen werden. Bis hierhin ist also noch unklar, wie groß der Unterschied zwischen einem Photon und einem Meson ist, d.h. wie groß der Beitrag der Prozesse des punktförmigen Anteils der Photonstrukturfunktion und direkter Kopplungen der Photonen an die Partonen des Protons zum Wirkungsquerschnitt ist.

Um diese Fragen zu klären, werden daher in diesem Abschnitt die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Resultaten von QCD-Störungsrechnungen verglichen. Der Vergleich erfolgt dabei nur für Spuren mit $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$. In diesem Bereich ist gewährleistet, daß die Störungsrechnung verlässliche Resultate liefert und Beiträge weicher hadronischer Prozesse zu dem Spektrum vernachlässigbar sind, wie in Anhang B.2 gezeigt wird.

Zwei verschiedene Rechnungen, eine in niedrigster (LO) und eine in höherer Ordnung (NLO) Störungstheorie stehen zum Vergleich zur Verfügung. Der kinematische Bereich dieser Rechnungen in den Variablen y und Q^2 entspricht jenen der Messung.

7.3.1 Rechnungen niedrigster Ordnung

Die Daten sollen zunächst mit dem in Anhang B.1.2 beschriebenen Generator PYTHIA [Sjo87] verglichen werden, der auf Wirkungsquerschnitten niedrigster Ordnung Störungstheorie beruht. Der in niedrigster Ordnung Störungstheorie zur Vermeidung divergierender Wirkungsquerschnitte nötige Abschneideparameter \hat{p}_T^{min} ist, wie in Anhang B.2 beschrieben, so eingestellt, daß die Daten im Bereich hoher p_T gut beschrieben werden. Für die Strukturfunktion des Photons wird die Parametrisierung GRV [Glü92b] verwendet, für die des Protons die Parametrisierung MRSD0 [Mar93]. Es sei angemerkt, daß in Anhang B.1.2 gezeigt ist, daß die Wahl der Protonstrukturfunktion in dem hier untersuchten kinematischen Bereich unkritisch ist, d.h. die Ergebnisse nicht von dieser Wahl abhängen.

Der Generator liefert einen totalen Wirkungsquerschnitt σ_{MC}^{tot} der zusammen mit der Gesamtzahl produzierter Ereignisse N_{MC}^{ev} zu einer integrierten "Luminosität"

$$L_{MC} = \frac{N_{MC}^{ev}}{\sigma_{MC}^{tot}}$$

der Generatorereignisse führt, die wiederum zur Berechnung der Einteilchen-Wirkungsquerschnitte verwendet wird. Die hier verwendete Zahl von generierten Ereignissen entspricht einer 20-fach größeren Luminosität als in den Daten, so daß statistische Schwankungen in den generierten Verteilungen vernachlässigbar sind. Zunächst soll die Frage beantwortet werden, ob ein reiner VMD-Ansatz die Daten auch bei hohen p_T beschreiben kann, oder ob sich das Photon in diesem Bereich von einem Meson unterscheidet. Dazu werden im PYTHIA-Generator die direkten Kopplungen der Photonen an die Partonen des Protons unterdrückt und die Photon-Strukturfunktion von GRV durch die entsprechende Pion-Strukturfunktion GRV-PI ersetzt. Auf diese Weise generiert man mit PYTHIA effektiv einen Pionstrahl, der mit dem Protonstrahl wechselwirkt. Unter der bereits oben gemachten Annahme, daß sich das Vektormeson durch ein skalares Meson annähern läßt, entspricht PYTHIA in dieser Einstellung dem VMD-Modell (Abb. 5a), in dem sich alle Photonen in Vektormesonen umwandeln, bevor sie mit den Protonen wechselwirken.

Abbildung 65 zeigt, daß der so generierte Wirkungsquerschnitt deutlich steiler verläuft als der gemessene. Diese Aussage ändert sich auch bei Verwendung zweier anderer Parametrisierungen der Pion-Strukturfunktion nicht, wie Abbildung 65 ebenfalls zeigt. Aus der Abbildung kann mithin abgelesen werden, wie groß der Anteil

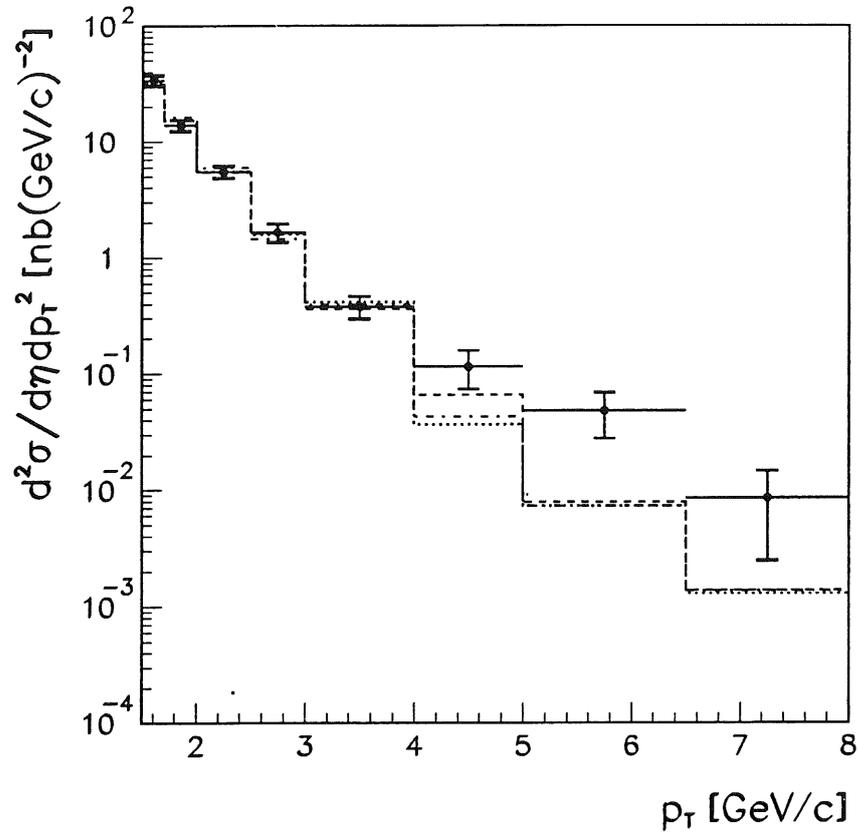


Abbildung 65: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T gemittelt über $|\eta| < 1$ und integriert über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (●) verglichen mit Rechnungen niedrigster Ordnung Störungstheorie im Rahmen des PYTHIA-Generators [Sjo87] des hadronischen Anteils des aufgelösten Photons, d.h. unter Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Pionstrukturfunktion an Stelle der Photonstrukturfunktion: GRV-PI (durchgezogen) [Glü92a], Duke und Owens Set 1 (gestrichelt) und Set 2 (gepunktet) [Owe84] normiert auf den Datenpunkt bei $1.5 \text{ GeV}/c$.

des Wirkungsquerschnitts ist, der durch zusätzlich in der Photon-Proton auftretende Prozesse erklärt werden muß. Dabei sind die zwei Unzulänglichkeiten beseitigt, die den Vergleich mit Antiproton-Proton-Wirkungsquerschnitten schwierig machten, denn es wird eine adäquate Strukturfunktion verwendet und die Variation in der Schwerpunktsenergie durch das bremsstrahlungsartige Photonspektrum wird berücksichtigt.

Natürlich drängt sich die Frage auf, ob die in der QCD zusätzlich auftretenden Prozesse (Abb. 5b,c) geeignet sind, die Lücke zwischen dem VMD-Wirkungsquerschnitt und dem gemessenen Wirkungsquerschnitt zu schließen. Der Beitrag des punktförmigen Anteils der Photonstrukturfunktion (Abb. 5b) läßt sich dabei untersuchen, indem der Wirkungsquerschnitt für die Prozesse mit aufgelöstem Photon bei Verwendung der Photon-Strukturfunktion mit der oben besprochenen rein hadronischen (Pion)Strukturfunktion verglichen wird. In Abschnitt 2.2 ist erwähnt worden, daß das Modell, auf dem die GRV-Parametrisierungen beruhen, bedingt, daß die Pionstrukturfunktion dem hadronischen Anteil der Photonstrukturfunktion entspricht, d.h. einer Strukturfunktion, die ohne die Splittingfunktion $P_{\gamma q}$ entwickelt wird. Aus diesem Grunde kann aus Abbildung 66 direkt abgelesen werden, wieviel der punktförmige Anteil der Photonstrukturfunktion zu dem Wirkungsquerschnitt beiträgt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Beschreibung der Daten deutlich besser gelingt, wenn der punktförmige Beitrag der Photonstrukturfunktion berücksichtigt wird.

Der vollständige von der QCD vorhergesagte Wirkungsquerschnitt ergibt sich schließlich durch die Addition des Anteils der direkten Kopplungen der Photonen an die Partonen des Protons (Abb. 5c). Da das Photon bei den direkten Kopplungen mit seinem vollen Impuls in die Streuung eingeht, ist die totale verfügbare Schwerpunktsenergie in der Parton-Parton Streuung im Mittel höher als für die Prozesse mit aufgelöstem Photon, so daß der Wirkungsquerschnitt flacher ist. Dementsprechend erkennt man, daß der relative Beitrag der direkten Prozesse zu dem totalen Wirkungsquerschnitt mit steigendem p_T wächst.

Der Unterschied in der Kinematik dieser zwei Beiträge zeigt sich besonders in der Pseudorapiditätsverteilung. Da bei den direkten Kopplungen das Photon mehr Energie in den Streuprozeß trägt, ist im Mittel der Lorentz-Boost des Parton-Parton-Systems in Proton-Richtung kleiner und im Labor fliegen mehr Teilchen in die Rückwärtsrichtung, d.h. in die Richtung des einlaufenden Photons. Der Vergleich des Pseudorapiditätswirkungsquerschnitts mit den Vorhersagen des PYTHIA-Generators ist in Abbildung 67 gezeigt. Man erkennt jedoch, daß in dem gegenwärtig selektierten p_T -Intervall die direkten Prozessen bei negativen Pseudorapiditäten

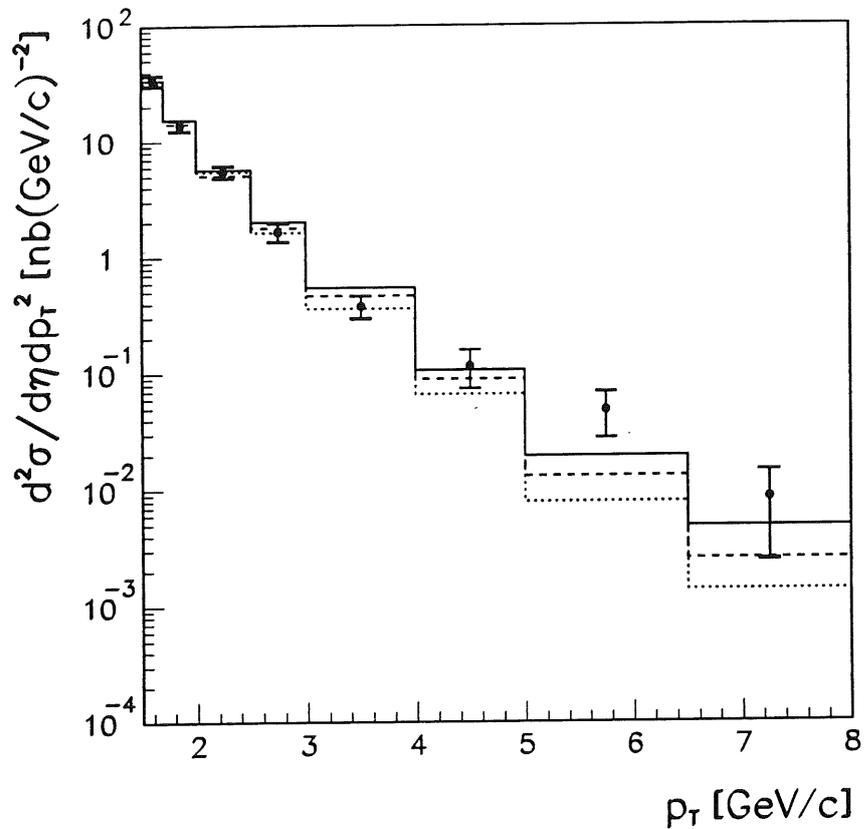


Abbildung 66: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T gemittelt über $|\eta| < 1$ und integriert über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (●) verglichen mit QCD-Rechnungen niedrigster Ordnung Störungstheorie im Rahmen des PYTHIA-Generators [Sjo87] für alle Prozesse (durchgezogen), für Prozesse des hadronischen und punktförmigen Anteils (gestrichelt) und des hadronischen Anteils allein (gepunktet) des aufgelösten Photons.

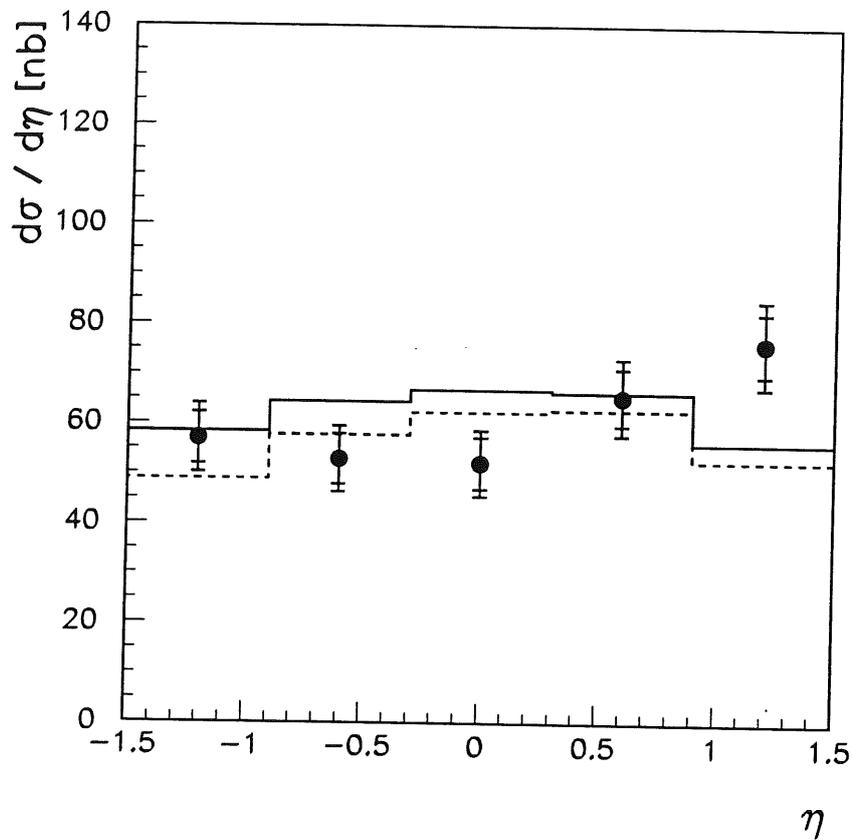


Abbildung 67: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von η integriert über $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ und $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (•) verglichen mit QCD-Rechnungen niedrigster Ordnung Störungstheorie im Rahmen des PYTHIA-Generators [Sjo87] für alle Prozesse (durchgezogen) und aufgelöstes Photon allein (gestrichelt).

noch nicht deutlich sichtbar werden. Das minimale p_T der Spuren kann jedoch nicht erhöht werden, um die direkten Prozesse anzureichern, da bei der verfügbaren integrierten Luminosität nicht genügend Ereignisse vorhanden sind.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß die Prozesse mit aufgelöstem Photon unter Annahme einer rein hadronischen Strukturfunktion die Daten nicht reproduzieren können. Die Beschreibung der Daten gelingt hingegen, wenn alle im Rahmen der QCD auftretenden Prozesse berücksichtigt werden. Für das gegenwärtig betrachtete Intervall dominieren die Prozesse mit einem aufgelöstem Photon.

7.3.2 Rechnungen in höherer Ordnung

Im vorigen Abschnitt ist gezeigt worden, daß der hier gemessene Wirkungsquerschnitt durch QCD-Rechnungen führender Ordnung Störungstheorie beschrieben wird. Diese Rechnungen hängen jedoch von der Wahl des Abschneideparameters \hat{p}_T^{min} ab, mit dem der Wirkungsquerschnitt beeinflusst werden kann.

Berücksichtigt man die nächste Ordnung in der QCD-Rechnung, ist dieser Abschneideparameter nicht mehr nötig. Zudem sind auch die Einflüsse anderer freiwählbarer Parameter deutlich verringert. Damit ist es nun möglich, die Höhe des Wirkungsquerschnitts vorherzusagen [Kni94].

Die Übereinstimmung dieser Vorhersage mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten ist insbesondere bei hohen p_T , wo die Störungsrechnung am besten arbeitet, sehr gut, wie Abbildung 68 zeigt. Der Vergleich von Daten und Rechnung im Pseudorapiditätsspektrum in Abbildung 69 zeigt jedoch Unterschiede. Für ein abschließendes Urteil ist es aber zu früh, da das entsprechende Spektrum durch die Spuren bei niedrigen p_T dominiert werden, wo die Störungsrechnung am unsichersten ist. Einer späteren Untersuchung muß es vorbehalten bleiben zu klären, ob die leichte Diskrepanz durch eine Verschiebung des verwendeten p_T -Intervalls zu höheren Werten aufzuheben ist. Bislang reicht die Zahl der Ereignisse hierfür nicht aus.

Bemerkenswert in diesem Zusammenhang ist jedoch auch die unterschiedliche Form der Pseudorapiditätsverteilung in den zwei QCD-Rechnungen, die sich durch einen Vergleich der Abbildungen 67 und 69 offenbart. Dabei ist insbesondere anzumerken, daß die Variation des Abschneideparameters \hat{p}_T^{min} lediglich die Größe des Wirkungsquerschnitts beeinflusst, jedoch nicht seine Form. Der Vergleich der zwei Rechnungen liefert daher ein Indiz, daß es noch andere freie Parameter geben muß, die zur Erlangung einer guten Beschreibung der Daten optimiert werden können.

In Abbildungen 68 und 69 ebenfalls eingezeichnet ist jeweils der Beitrag der Prozesse mit einem aufgelöstem Photon. Im Gegensatz zu Rechnungen in führender Ordnung ist diese Unterscheidung jedoch in höherer Ordnung nicht mehr eindeutig. Details

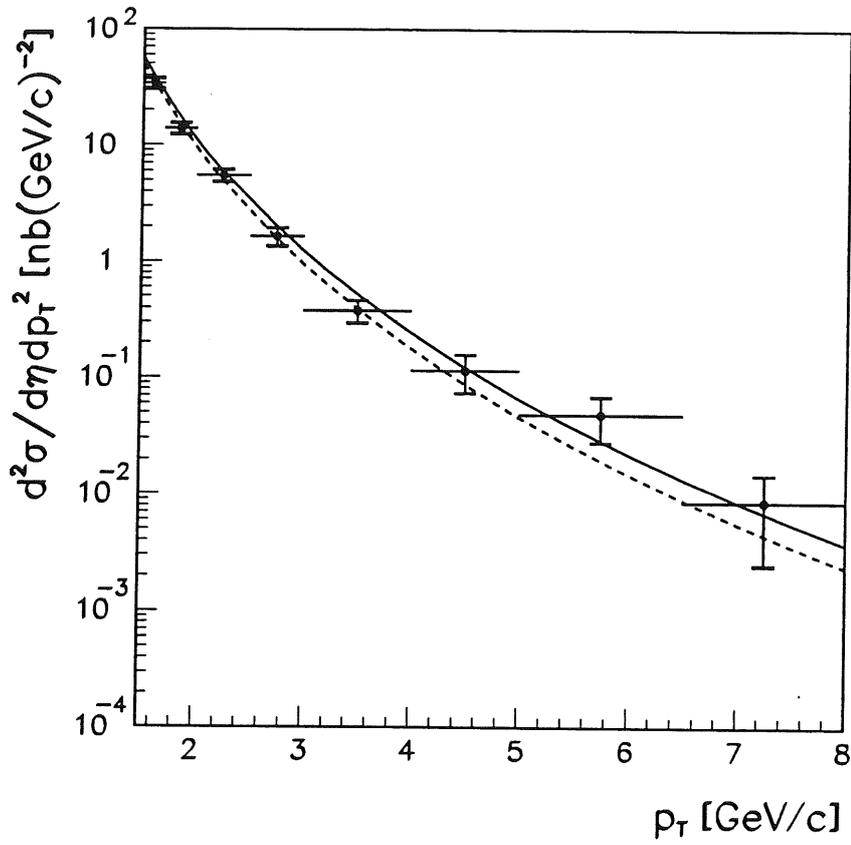


Abbildung 68: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T für Spuren im Bereich $|\eta| < 1$ und $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (\bullet) verglichen mit QCD-Rechnungen höherer Ordnung Störungstheorie [Kni94] für alle Prozesse (durchgezogen) und aufgelöstes Photon allein (gestrichelt).

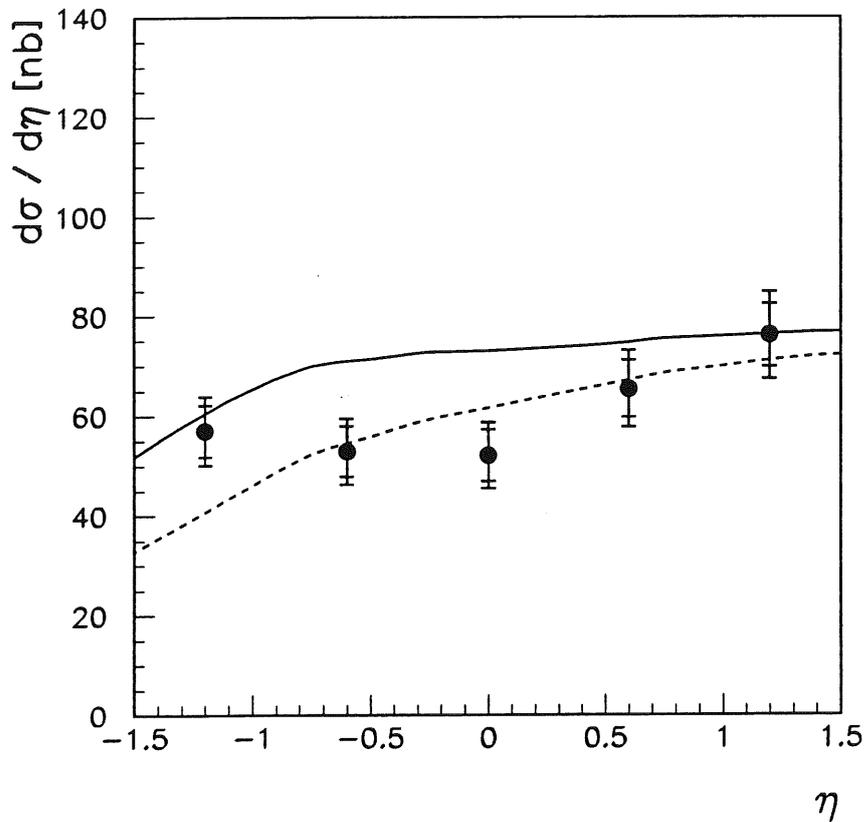


Abbildung 69: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von η integriert über $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ und $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (•) verglichen mit QCD-Rechnungen höherer Ordnung Störungstheorie [Kni94] für alle Prozesse (durchgezogen) und aufgelöstes Photon allein (gestrichelt).

der verwendeten Konvention finden sich in [Kni94].

7.4 Gluonen im Photon

In Abschnitt 7.3 ist gezeigt worden, daß sich der hier gemessene Wirkungsquerschnitt gut durch die QCD-Rechnungen beschreiben läßt. Diesen Rechnungen zufolge dominieren Prozesse mit aufgelöstem Photon.

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist jedoch nur der Quarkanteil der Photonstrukturfunktion experimentell bestimmt. Die Gluonen sind hingegen in tiefinelastischen Elektron-Photon-Streuungen nicht sichtbar und da im Photon keine Impulssummenregel gilt, ist der Gluonanteil der Photonstrukturfunktion kaum eingegrenzt. Daher soll untersucht werden, wie groß der Beitrag von Prozessen ist, bei denen ein Gluon aus dem Photon mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt.

Zunächst soll die volle QCD-Rechnung mit einer zweiten verglichen werden, bei der die extreme Annahme gemacht wird, daß es keine Gluonen im Photon gibt. Technisch gesehen werden dazu alle Prozesse unterdrückt, bei denen ein Gluon im Photon auftritt. Mit der Umkehrung des Arguments, daß die direkten Prozesse bei hohen p_T dominieren, weil sie im Mittel eine größere Energie in die harte Streuung einbringen, erwartet man den größten Effekt der Gluonen bei kleinen p_T , da sie im Mittel einen kleineren Anteil des Photons tragen als die Quarks, wie Abbildung 4 zeigt.

Abbildung 70, wo der Vergleich sowohl für niedrigste als auch für höhere Ordnung Störungstheorie gezeigt ist, bestätigt diese Erwartung. So zeigt sich im Bereich $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ eine deutliche Diskrepanz zwischen den Daten und der QCD-Vorhersage, wenn der Gluon-Anteil der Photonstruktur vernachlässigt wird. Da der Wirkungsquerschnitt wegen des steil abfallenden p_T -Spektrums von den niedrigen p_T dominiert wird, haben die Prozesse mit einem Gluon aus dem Photon folglich einen hohen Anteil am Wirkungsquerschnitt. Aus Abbildung 71 liest man ab, daß diese Prozesse insgesamt mit etwa 50% beitragen.

Man beachte, daß aus Abbildung 81 folgt, daß es trotz des fehlenden Gluonbeitrags möglich wäre, den Wirkungsquerschnitt mit PYTHIA zu beschreiben, indem ein kleinerer Wert für \hat{p}_T^{min} gewählt wird. Die oben gemachten Aussagen haben nur deshalb Bestand, weil in den Rechnungen höherer Ordnung Störungstheorie diese Freiheit entfällt. Die Übereinstimmung dieser Rechnung mit den Ergebnissen des PYTHIA-Generators fixiert daher gewissermaßen \hat{p}_T^{min} .

Genau wie sich ausschließen läßt, daß die Gluonen nicht zur Struktur des Photons beitragen, lassen sich auch Ansätze mit einem sehr hohen Gluonanteil verwerfen. So liefert die Rechnung bei Verwendung der Parametrisierung LAC3 [Abr91] (Abb.

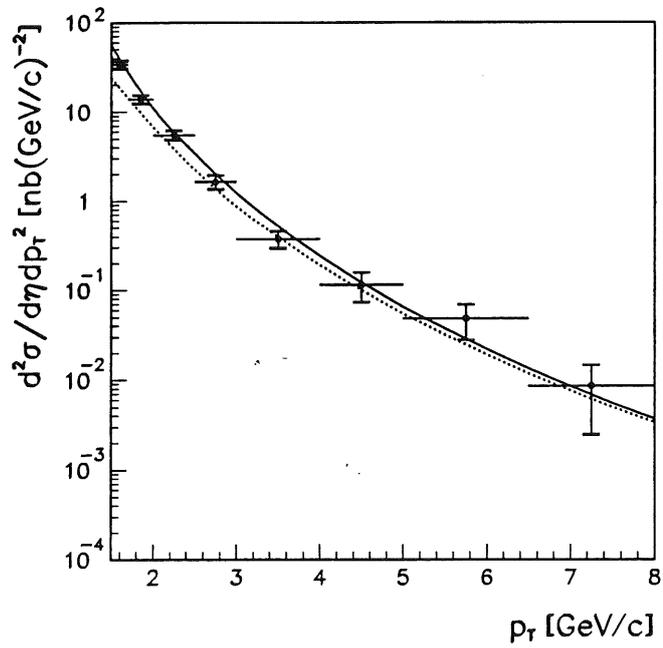
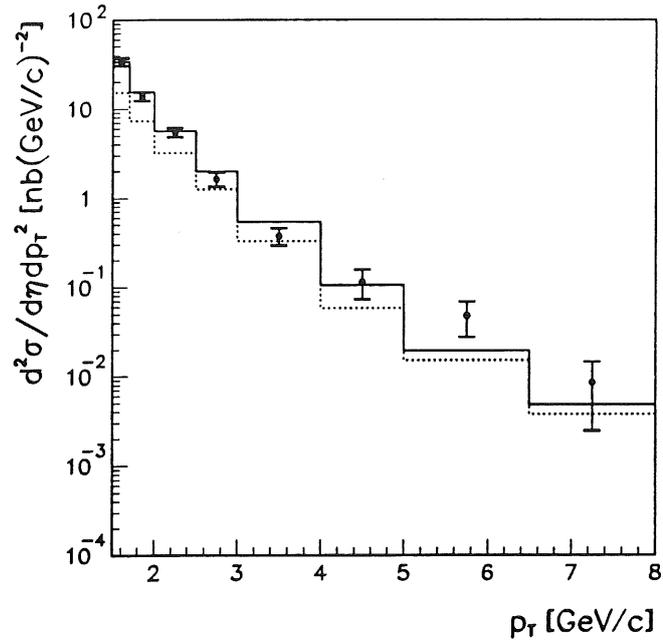


Abbildung 70: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T gemittelt über $|\eta| < 1$ und integriert über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (\bullet) verglichen mit QCD-Rechnungen niedrigster Ordnung Störungstheorie im Rahmen des PYTHIA-Generators [Sjo87] [oben] und höherer Ordnung Störungrechnung [Kni94] [unten]; jeweils gezeigt ist die volle Rechnung bei Verwendung der Parametrisierung der Photonstrukturfunktion GRV (durchgezogen) und bei Unterdrückung der Gluonen im Photon (gepunktet).

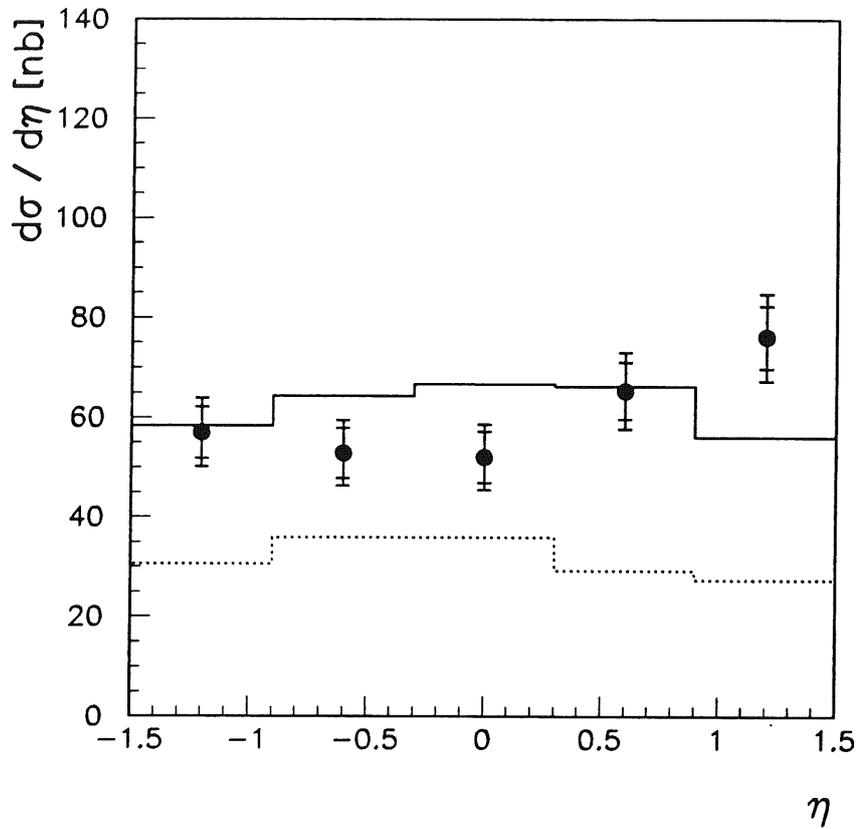


Abbildung 71: Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von η integriert über $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ und $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (\bullet) verglichen mit QCD-Rechnungen niedrigster Ordnung Störungstheorie im Rahmen des PYTHIA-Generators [Sjo87]; gezeigt ist die volle Rechnung bei Verwendung der Parametrisierung der Photonstrukturfunktion GRV (durchgezogen) und bei Unterdrückung der Gluonen im Photon (gepunktet).

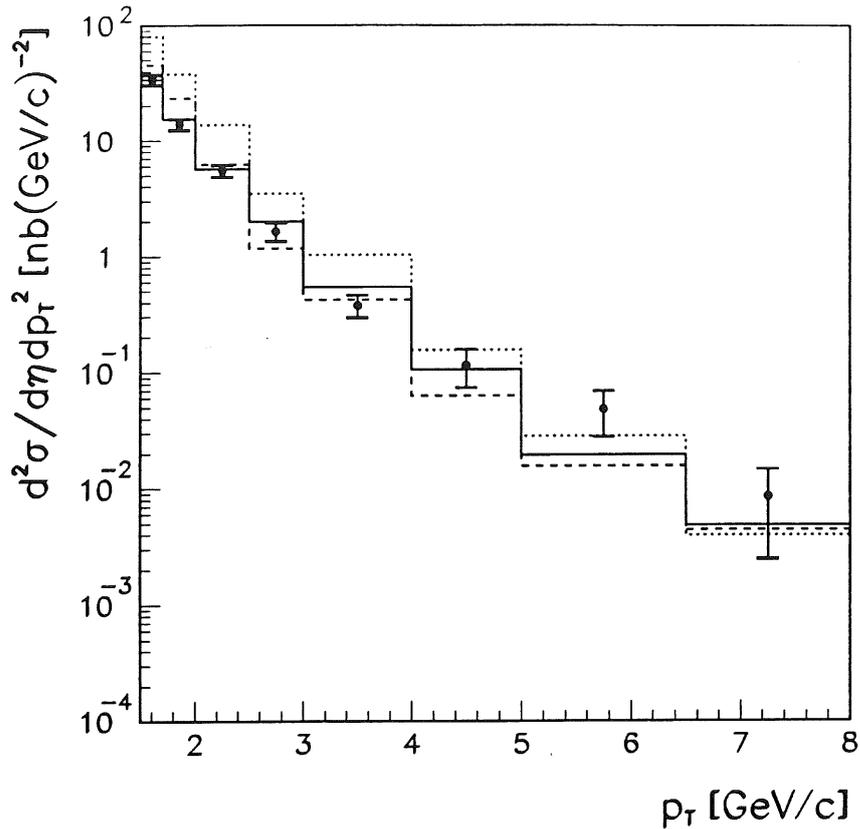


Abbildung 72: *Einteilchen-Wirkungsquerschnitt gemittelt über $|\eta| < 1$ und integriert über $3 \cdot 10^{-8} (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ und $0.3 < y < 0.7$ (\bullet) verglichen mit QCD-Rechnungen niedrigster Ordnung Störungstheorie im Rahmen des PYTHIA-Generators [Sjo87] bei Verwendung der verschiedener Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion: GRV [Glü92b] (durchgezogen), LAC-2 (gestrichelt) und LAC-3 (gepunktet) [Abr91].*

4) einen zu hohen Wirkungsquerschnitt, wie in Abbildung 72 deutlich zu erkennen ist. Der entsprechende Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\eta$ beträgt im Mittel mehr als $130 \text{ nb}/\text{GeV}$ und würde daher in Abbildung 71 am obersten Rand der Darstellung liegen.

Es soll angemerkt werden, daß der der Gluon-Anteil, trotz der fehlenden Summenregel, nicht durch einen geänderten Quarkanteil kompensiert werden kann, da dieser aus den tiefinelastischen Elektron-Photon Streuungen gut bekannt ist. Moderate Unterschiede in der Gluonverteilung, etwa zwischen der Parametrisierung LAC2 [Abr91] und GRV in Abbildung 72, lassen sich hingegen mit dieser Methode nicht unterscheiden.

7.5 Jets

Aus den Wirkungsquerschnitten geladener Teilchen ist geschlossen worden, daß harte Streuungen in der Photoproduktion zu beobachten sind. In niedrigster Ordnung Störungstheorie erwartet man bei diesen Prozessen zwei Partonen, die unter großen Winkeln gestreut werden. Die Partonen sind nicht frei beobachtbar sondern fragmentieren in Jets vieler Teilchen.

In der Hadron-Hadron Streuung ist dieses Verhalten am p_T -Fluß der geladenen Teilchen demonstriert worden [Gei90]. Geht man davon aus, daß das Teilchen mit dem höchsten p_T in einem Ereignis, das sogenannte führende Teilchen, mit großer Wahrscheinlichkeit eines der gestreuten Partonen enthält [Gei90], sollte eine gute Korrelation zwischen der Flugrichtung dieses Teilchens und des gestreuten Partons bestehen. Stimmt die Jet-Hypothese, so muß um diese Richtung ein erhöhter Teilchenfluß beobachtbar sein, der mit zunehmender Härte der Streuung an Ausprägung zunimmt. Die Härte der Streuung wird dabei durch den Transversalimpuls p_T^q der gestreuten Partonen gekennzeichnet, der in erster Näherung die Hälfte der totalen transversalen Energie E_T^{ev} eines Ereignisses ist und gemäß

$$E_T^{ev} = \sum_j E_j \sin \theta_j$$

über alle Kalorimeterzellen j mit der Energie E_j und dem Winkel θ_j berechnet wird. Hat ein Teilchen die Pseudorapidität η und das führende Teilchen die Pseudorapidität η^l , dann ist der Pseudorapiditätsabstand definiert als

$$\Delta\eta = \eta - \eta^l.$$

Abbildung 73 zeigt den mittleren p_T -Fluß abhängig von $\Delta\eta$, wobei das führende Teilchen nicht berücksichtigt ist. Während bei weichen Ereignissen, gemäß Anhang B.2 mit $E_T^{ev} < 5 \text{ GeV}$ selektiert, eine annähernd flache Verteilung beobachtet wird, zeigt sich mit zunehmender Härte der Streuung ein deutlich erhöhter Energiefluß um die Richtung des führenden Teilchens. Dies beweist die Ausbildung von Jets, um eine Achse, die in guter Näherung durch die Richtung des führenden Teilchens gegeben ist. Da das Parton-Parton Schwerpunktsystem im Labor nicht ruht, sind die Richtungen η der zwei gestreuten Partonen nicht korreliert, so daß der zweite Jet in Abbildung 73 nicht beobachtet werden kann. In azimuthaler Richtung hingegen fliegen die gestreuten Partonen entgegengesetzt auseinander. Demnach erwartet man in der zu Abbildung 73 analogen Darstellung des azimuthalen p_T -Flusses, nicht nur eine Erhöhung um das führende Teilchen bei $\Delta\phi = 0^\circ$, sondern auch bei $\Delta\phi = 180^\circ$. Abbildung 74 zeigt, daß dies tatsächlich der Fall ist.

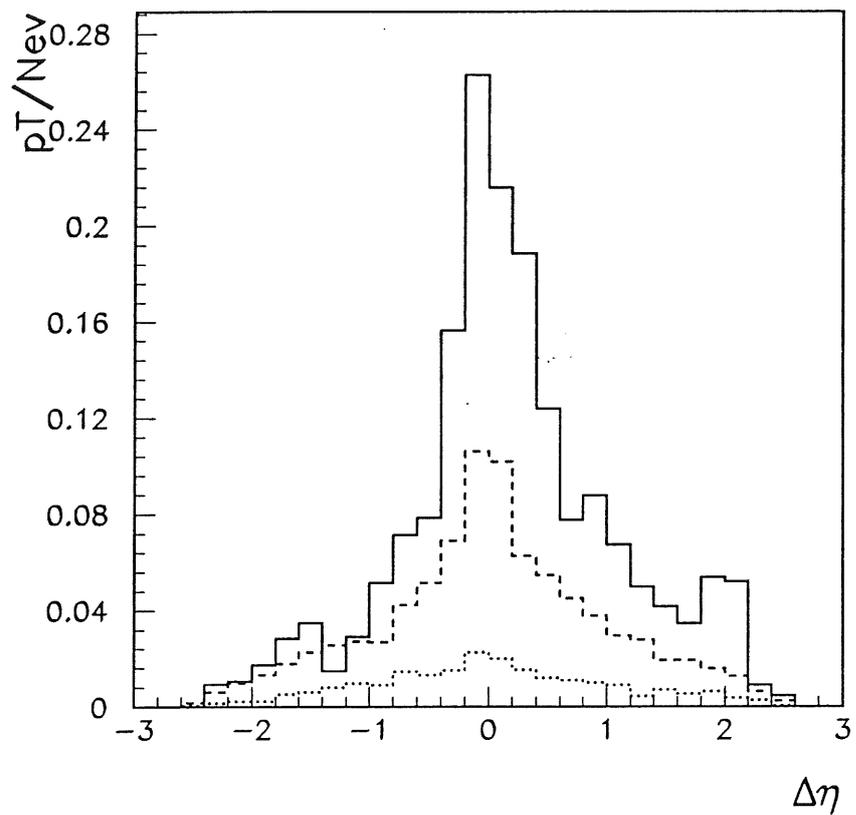


Abbildung 73: Mittlerer p_T -Fluß der Spuren in Abhängigkeit des Abstandes in Pseudorapidität von dem führenden Teilchen für $E_T^{ev} < 5$ GeV (gepunktet), $E_T^{ev} > 10$ GeV (gestrichelt), $E_T^{ev} > 20$ GeV (durchgezogen).

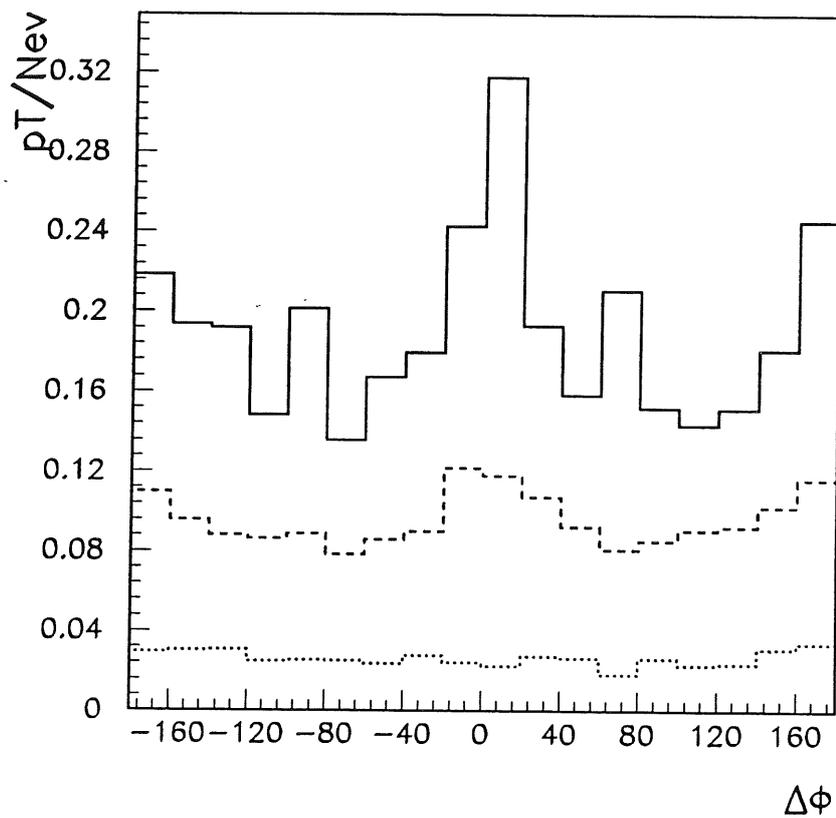


Abbildung 74: Mittlerer p_T -Fluß der Spuren im Azimuth um das Teilchen mit dem höchsten p_T für $E_T^{ev} < 5 \text{ GeV}$ (gepunktet), $E_T^{ev} > 10 \text{ GeV}$ (gestrichelt), $E_T^{ev} > 20 \text{ GeV}$ (durchgezogen).

Somit ist anschaulich gezeigt, daß sich wie erwartet Jets ausbilden. Aus den zwei Abbildungen kann man weiterhin schließen, daß die Anwendung eines Jet-Algorithmus, der auf der Maximierung des transversalen Energieflusses in einem Kegel des Radius $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ beruht [Hut90], prinzipiell auch in der Photoproduktion geeignet ist, die Eigenschaften der gestreuten Partonen zu rekonstruieren.

Abschließend soll in Abbildung 75 beispielhaft ein typisches Jet-Ereignis gezeigt werden. In dem dargestellten Ereignis wird eine Energie von 17.7 GeV im Elektronendetektor nachgewiesen, was $y = 0.33$ entspricht. In der r - z -Ansicht sind die zwei Jets deutlich zu erkennen. Zur Illustration ist die zweidimensionale Projektion eines Kegels mit der Breite $\Delta\eta = 1$ um die wahrscheinliche Jetachse zusätzlich eingezeichnet. Es handelt sich mit hoher Sicherheit um ein Ereignis mit einem aufgelösten Photon, da in der Rückwärtsrichtung nahe der Strahlröhre hadronische Aktivität nachgewiesen wird, die den Zuschauern im Photon zugeschrieben werden kann.

In der $r - \varphi$ - bzw. x - y -Ansicht des Ereignisses ist darüberhinaus zu erkennen, daß die zwei Jets wie erwartet in entgegengesetzter Richtung auseinanderfliegen.

8 Zusammenfassung

Elektron-Proton-Kollisionen am HERA Speicherring sind in den meisten Fällen Streuungen quasireeler Photonen an den Protonen, weil das Elektron nur unter kleinen Winkeln abgelenkt wird. Die mittlere Schwerpunktsenergie dieser Photon-Proton-Wechselwirkungen beträgt etwa 200 GeV . Dies ist eine Größenordnung mehr als bei bisherigen Experimenten und bietet vollkommen neue Möglichkeiten des Studiums der hadronischen Natur des Photons.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß es mit dem H1-Detektor, trotz des hohen maschineninduzierten Untergrundes, mit hoher Effizienz möglich ist, diese Ereignisse zu selektieren, wobei der verbleibende Untergrund vernachlässigbar ist. Als wesentlich erweist sich dabei der Nachweis des gestreuten Elektrons unter kleinen Winkeln.

Die Rekonstruktion von Spuren in der zentralen Driftkammer des H1-Detektors ist die Grundlage für die Messung der Einteilchen-Wirkungsquerschnitte als Funktion ihres transversalen Impulses p_T und ihrer Pseudorapidität η . Besondere Sorgfalt wird darauf verwandt, für die selektierten Spuren zu belegen, daß das p_T der Spuren korrekt gemessen worden ist. Insbesondere für hohe Werte von p_T ist dies eine unerläßliche Bedingung, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten.

Der p_T -Wirkungsquerschnitt zeigt nicht das bei niedrigeren Schwerpunktsenergien beobachtete exponentiell abfallende Spektrum, sondern ein Potenzverhalten. Das bedeutet, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt bei $p_T = 3.5 \text{ GeV}/c$ um 3 Größenordnungen, bei $p_T = 7 \text{ GeV}/c$ sogar um 10 Größenordnungen höher ist, als es die Extrapolation des exponentiell abfallenden Wirkungsquerschnitts erwarten ließe. Dieses, auch in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen vorzufindende Verhalten, ist ein deutliches Anzeichen harter Parton-Parton-Streuungen in den Photon-Proton-Wechselwirkungen. Dieses ist das erste wichtige Ergebnis im Rahmen dieser Analyse.

Details der hadronischen Natur des Photons zeigen sich zunächst im Vergleich des Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts mit dem Antiproton-Proton-Wirkungsquerschnitt bei der gleichen Schwerpunktsenergie. Im Bereich $p_T < 1 \text{ GeV}/c$, wo weiche hadronische Reaktionen dominieren und die Struktur der Hadronen nicht aufgelöst wird, unterscheidet sich ein Meson von einem Proton nur in seiner Ausdehnung. Die Übereinstimmung des Photon-Proton und des Antiproton-Wirkungsquerschnitts in diesem Bereich kann daher als eine Bestätigung des VMD-Modells bei einer bislang nicht zugänglichen Schwerpunktsenergie gewertet werden.

Im Bereich $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ wird hingegen ein großer Unterschied der zwei Wirkungsquerschnitte beobachtet der qualitativ auf Abweichungen vom VMD-Modell hinweist.

Weitergehende Aufschlüsse über die hadronische Natur des Photons lassen sich durch den Vergleich mit Vorhersagen der QCD gewinnen. Diese Rechnungen, die zum ersten Mal eine absolute Vorhersage über den zu erwartenden Wirkungsquerschnitt machen, sind in sehr guter quantitativer Übereinstimmung mit den Daten, was eine wichtige Bestätigung der Theorie ist. Entscheidend bei der Erklärung der beobachteten Unterschiede in der Struktur von Photon und Meson ist dabei, daß das Photon zusätzlich als punktförmiges Teilchen in Erscheinung tritt.

Frühere Experimente konnten keine Aussagen über den Beitrag der Gluonen zur Photonstruktur machen. Es ist daher ein wichtiges Ergebnis dieser Analyse, daß die Übereinstimmung der Daten mit den Rechnungen impliziert, daß Gluonen zur Photonstruktur beitragen. Insbesondere läßt sich der Schluß ziehen, daß sie etwa 50% des hier gemessenen Wirkungsquerschnitt für $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ ausmachen. Modelle, die einen extrem hohen Gluonanteil an der Photonstruktur annehmen, werden ausgeschlossen.

Die festzuhaltenden Resultate dieser Arbeit sind demnach, daß harte Streuungen in Photon-Proton-Wechselwirkungen beobachtet werden [Ahm92a], und daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte quantitativ durch QCD-Rechnungen beschrieben werden [Abt94], was eine Eingrenzung des Beitrags der Gluonen zur Photonstruktur zuläßt.

A Kontrollverteilungen

Um die Trennung von Untergrund und Signal zu kontrollieren, können zusätzlich zum Elektron-Tagger-Spektrum auch andere Verteilungen verwendet werden, die sich für Photoproduktions- und Untergrundereignisse unterscheiden. Hier sollen zwei Verteilungen diskutiert werden, die auf den Spuren basieren, die in der zentralen Driftkammer gemessen werden. Das Ziel ist es, qualitativ zu zeigen, daß die in der Selektion verworfenen Ereignisse die Eigenschaften von Untergrundereignissen haben, während die selektierten Ereignisse frei von Untergrund sind. Die zum Vergleich herangezogenen Ereignisse stammen aus Wechselwirkungen der in in Abschnitt 3 beschriebenen freien Proton-Pakete.

Ereignis-Vertex: Die Position des Ereignis-Vertex entlang der Strahlachse z_{vtx} wird aus den Spuren rekonstruiert, wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben wird. Für Elektron-Proton-Kollisionen, d.h. auch für Photoproduktionsereignisse, sollte er gemäß Kapitel 3 gaußförmig mit einer Breite von etwa 25cm um den nominalen Wechselwirkungspunkt verteilt sein. Die z-Koordinate von Untergrundereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen hingegen sollte hingegen unabhängig vom nominalen Wechselwirkungspunkt sein. Abbildung 76 zeigt zunächst die Verteilung des rekonstruierten Ereignis-Vertex für freie Proton-Pakete. Man erkennt, daß sie tatsächlich sehr breit ist, zu den Rändern jedoch abfällt. Letzteres kann damit erklärt werden, daß die auf den Spuren basierenden Trigger nur für Ereignisse aus der engeren Wechselwirkungsregion effizient sind. Damit wird auch die im Gegensatz zu hinteren Region kleinere Anzahl von Ereignissen im vorderen Teil des Detektors verständlich. Da wegen des großen Lorentz-Boosts der protoninduzierten Untergrundereignisse die Teilchen im Labor-System unter kleinen Winkeln abgestrahlt werden, ist die Wahrscheinlichkeit, daß diese die zentrale Kammer durchlaufen, und damit das Ereignis getriggert wird, für Ereignisse im hinteren Teil des Detektors größer als im vorderen Teil.

Die z_{vtx} -Verteilung der verworfenen Ereignisse stimmt sehr gut mit jener der Untergrundereignisse überein, wie man ebenfalls in Abbildung 76 erkennt. Damit ist bestätigt, daß durch die Selektion im wesentlichen Untergrundereignisse verworfen werden.

Die Verteilung des Ereignis-Vertex für die selektierten Ereignisse ist im Gegensatz dazu wie erwartet gaußförmig. Eine Anpassung ergibt einen Mittelwert von $-3 \pm 1\text{cm}$ mit einer Breite von $24.98 \pm 1\text{cm}$.

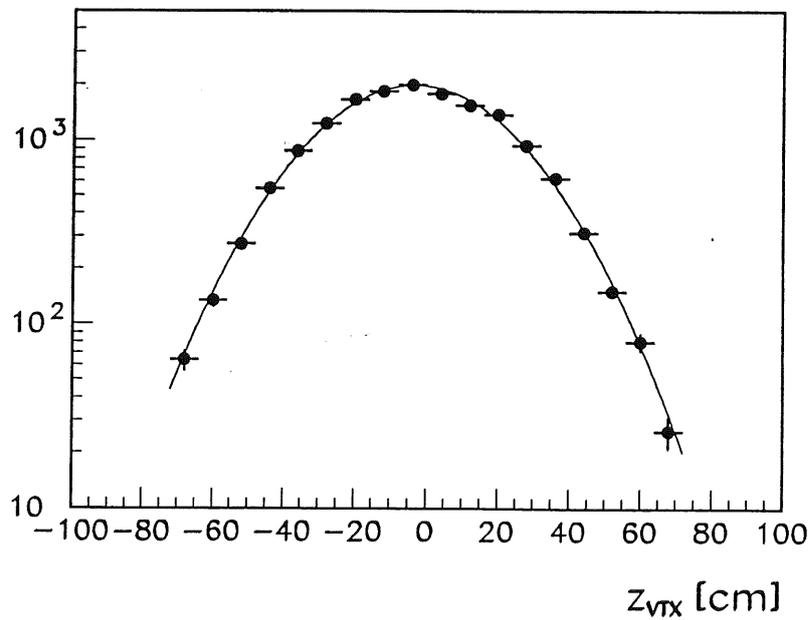
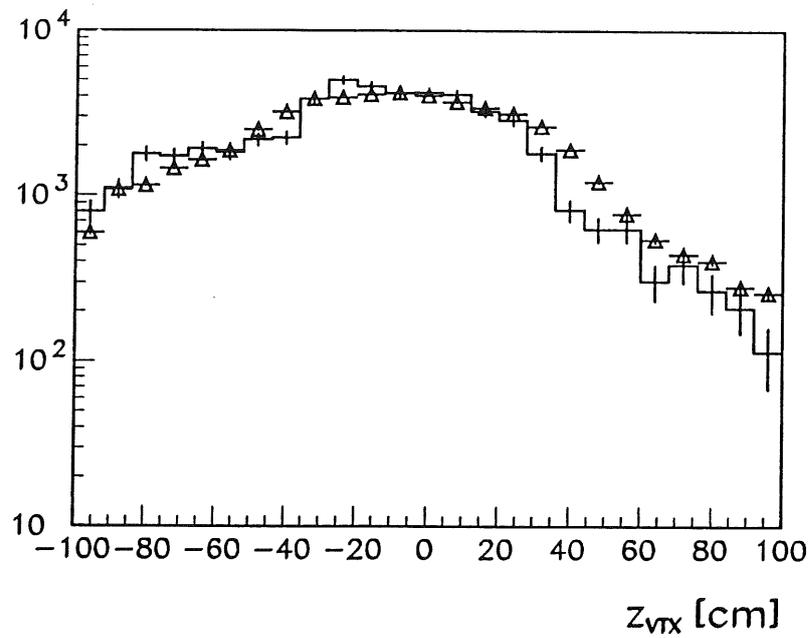


Abbildung 76: Verteilung des rekonstruierten Ereignis-Vertex z_{vtx} entlang der Strahlachse; [oben:] Untergrundereignisse (Histogramm) und in der Selektion verworfene Ereignisse (Δ) bei -10cm aufeinander normiert; [unten:] selektierte Ereignisse (\bullet) mit einer angepassten Gaußfunktion (Linie).

Energieverlust pro Weglänge: Die folgenden Verteilungen basieren auf Spuren, die gemäß der Vorschriften des Abschnitts 4.1.4 ausgewählt sind. Ein Schnitt in den Größen Pseudorapidität und Transversalimpuls unterbleibt, da Effizienzen bei diesen qualitativen Betrachtungen unberücksichtigt bleiben können.

Bei protoninduziertem Untergrund handelt es sich um Kernreaktionen, bei denen in erhöhtem Maß auch Protonen und Deuteronen erzeugt werden. Diese wiederum lassen sich durch ihre Ionisation und den damit verbundenen hohen Energieverlust pro Weglänge $\frac{dE}{dx}$ in der Spurkammer erkennen, wie man aus Abbildung 14 schließen kann. In Abbildung 77 ist dieser Energieverlust normiert auf jenen eines minimal ionisierenden Teilchens, getrennt für positive und negative Teilchen gezeigt. In den Untergrundereignissen, wiederum gewonnen aus Kollisionen freier Proton-Pakete, erkennt man für positive Spuren deutlich die zwei Bänder der Protonen und Deuteronen. Für negative Spuren sieht man diese Bänder nicht, übereinstimmend mit der Tatsache, daß Anti-Protonen bzw. -Deuteronen als Kernfragmente nicht auftreten. Die in der Selektion verworfenen Ereignisse zeigen ebenfalls ein Proton und Deuteron-Signal, wobei die zwei Bänder jedoch nicht getrennt werden, weil sich die Ausläufer der Verteilungen überlagern. Genau wie bei den reinen Untergrundereignissen fehlt auch hier das entsprechende Signal der Anti-Protonen.

Die Verteilung der selektierten Ereignisse hingegen ist für positive und negative Spuren gleich. Insbesondere ist in der Verteilung der positiven Spuren das breite Band der Protonen und Deuteronen verschwunden. Die verbleibenden Protonen stammen aus der Fragmentation, denn sie werden durch die Anti-Protonen ausgeglichen. Eine möglicherweise höhere Zahl von Protonen als Anti-Protonen, könnte darauf beruhen, daß im Eingangszustand der Photoproduktionsereignisse die Gesamtbaryonzahl 1 ist. Dieser Effekt ist an den Verteilungen jedoch nicht erkennbar, wenn man die Zahl der Protonen und Anti-Protonen jeweils mit der Anzahl der ausgeglichen produzierten positiven und negativen Kaonen vergleicht.

Abschließend ist festzuhalten, daß an den Kontrollverteilungen abgelesen werden kann, daß die verworfenen Ereignisse kompatibel mit Untergrund sind. In den selektierten Ereignisse weist jedoch nichts auf verbliebenen Untergrund hin, was in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus Abschnitt 5.4 ist.

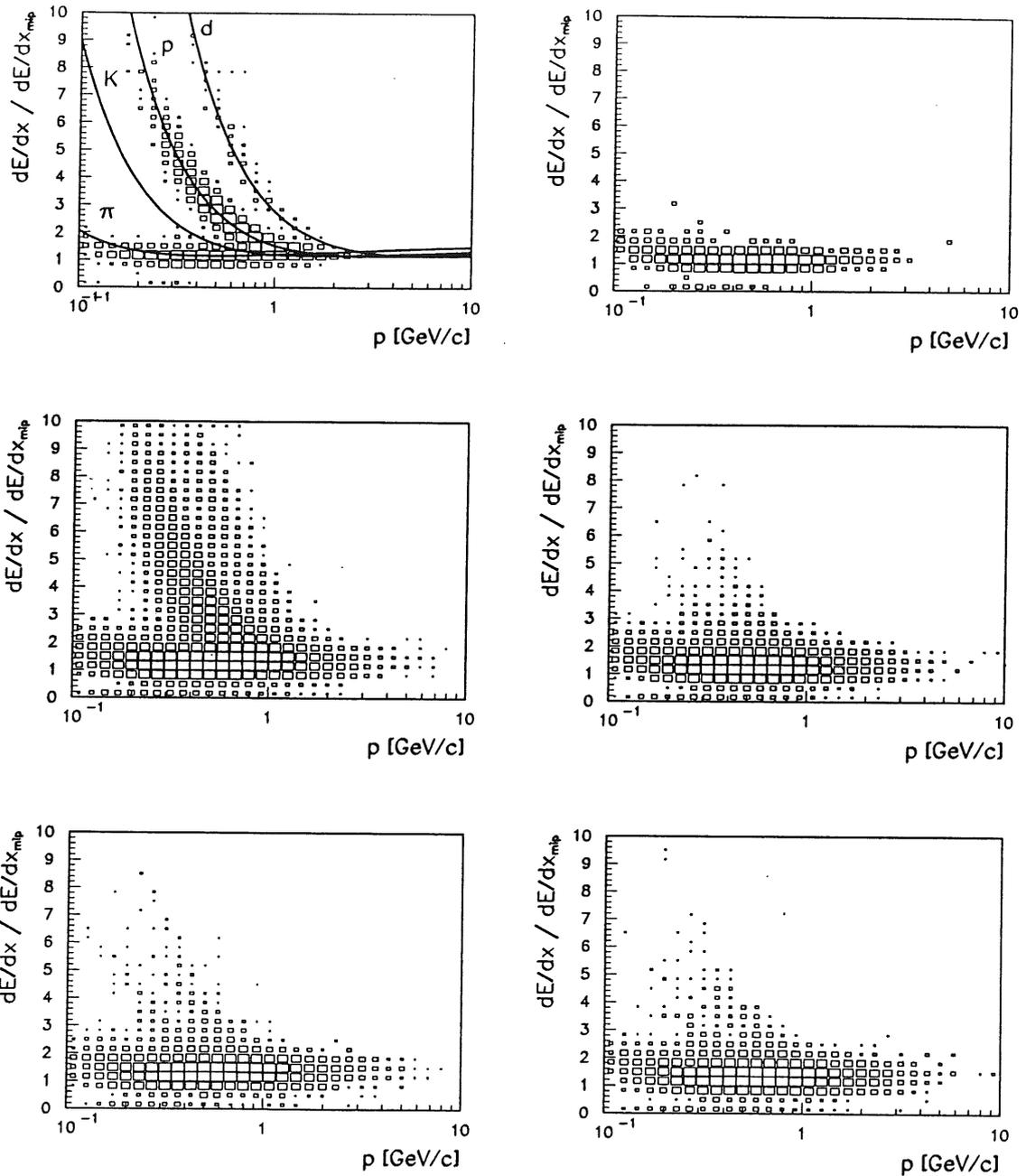


Abbildung 77: Energieverlust pro Weglänge normiert auf jene von minimal ionisierenden Teilchen $\frac{dE}{dx} / \frac{dE}{dx}_{mip}$ in Abhängigkeit vom Impuls p für positive (links) und negative Spuren (rechts); [oben:] Untergrundereignisse, [mitte:] während der Selektion verworfene Ereignisse, [unten:] selektierte Ereignisse; die Größe der Kästchen ist jeweils proportional zum Logarithmus der Zahl der Spuren.

B Simulation

Die Akzeptanz des Detektors und die Effizienz der Selektionsschnitte lassen sich nur mit einem detaillierten Modell des H1-Detektors basierend auf dem Monte-Carlo Simulationspaket GEANT [Bru87] studieren. Ausgehend von den Vierervektoren der Teilchen in einem künstlich generierten Ereignis simuliert dieses Programm das Antwortverhalten der einzelnen Detektorkomponenten auf die einfallenden Teilchen und produziert Signale, die den Rohdaten des Detektors entsprechen und in demselben Datenformat abgelegt sind. Die simulierten Daten können daher die gleiche Programmkette von Rekonstruktion, Selektion und Analyse durchlaufen.

Entscheidend für diese Vorgehensweise ist, daß die simulierten und gemessenen Ereignisse tatsächlich vergleichbar sind. In diesem Zusammenhang ist zunächst zu überprüfen, ob das simulierte Antwortverhalten der verschiedenen Komponenten dem wahren entspricht. Diese Aufgabe ist unabhängig von der bearbeiteten physikalischen Fragestellung und wird hier nicht weiter verfolgt. Für Details sei auf [Abt93b] verwiesen. Hier soll vielmehr auf die Frage eingegangen werden, ob die künstlich generierten Ereignisse die physikalischen Prozesse wiedergeben, die den analysierten Daten zugrundeliegen. Dazu werden zunächst in Abschnitt B.1 die benutzten Generatoren beschrieben, bevor in Abschnitt B.2 gezeigt wird, daß sie wichtige Eigenschaften der Daten beschreiben.

B.1 Ereignis-Generatoren

Die Grundlage für die Produktion künstlicher Ereignisse mit einem Generator ist die Auswertung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mittels eines Monte-Carlo Mechanismus. Im Gegensatz zu den Berechnungen einer speziellen physikalischen Größe, wie etwa dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_T , produziert ein Generator vollständige Ereignisse, also eine Liste der Vierervektoren aller in der gedachten Kollision produzierten Teilchen.

Leider steht für diese Analyse kein Generator zur Verfügung, der die gesamte hier betrachtete Photoproduktionsphysik abdeckt. Deshalb werden hier zwei Generatoren benutzt, die sich ergänzen. Mit RAYPHOTON [Bro91b] werden Ereignisse erzeugt, die weich sind in dem Sinne, daß keine Streuung der Partonen unter großem Winkel erfolgt. Parton-Parton-Streuungen hingegen sollen durch PYTHIA [Sjo87] beschrieben werden. Neben PYTHIA gibt es noch diverse andere Generatoren zur Beschreibung der harten Prozessen, die sich in den Modellannahmen unterscheiden. In vergleichenden Studien konnte jedoch gezeigt werden, daß sich die Eigenschaften der generierten Ereignisse nur in Details unterscheiden [Bro91a]. Die anderen Gene-

ratoren werden daher bei der Berechnung der Akzeptanzen nicht benutzt, da nicht zu erwarten ist, daß die beobachteten kleinen Unterschiede andere Resultate liefern. Sowohl in RAYPHOTON als auch in PYTHIA wird die Fragmentation des generierten farbgeladenen Endzustandes in beobachtbare Hadronen mit dem Programm JETSET durch geführt. Es wird deshalb ebenfalls kurz beschrieben.

B.1.1 RAYPHOTON mit LUCVDM

Weiche hadronische Photon-Proton-Wechselwirkungen bei einer festen Photonenergie werden durch das LUCVDM-Programm [Ing87] generiert. Dazu wird das Photon gemäß des VMD-Modells als ρ^0 -Meson betrachtet, das seinerseits gemäß des LUND *low- p_T* Modells [And81] mit dem Proton wechselwirkt.

RAYPHOTON [Bro91b] ist ein Programm, das Generatoren von Photon-Proton-Streuungen bei fester Photonenergie vorgeschaltet wird, um die Elektron-Proton-Streuungen bei niedrigem Impulsübertrag beschreiben zu können. Seine wesentliche Aufgabe besteht dabei in der Generierung eines Spektrums von Photonen gemäß der Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34].

B.1.2 PYTHIA

PYTHIA [Sjo87] ist ein auf den QCD Parton-Parton-Wirkungsquerschnitten basierendes Modell zur Beschreibung von Hadron-Hadron Kollisionen. Für die Anwendung zur Beschreibung von Elektron-Hadron-Kollisionen kann eine der zwei Hadron-Strukturfunktionen durch eine effektive Strukturfunktion eines Elektrons ersetzt werden. Diese Elektron-Strukturfunktion ist eine Faltung des bremsstrahlungsartigen Photon-Spektrums gemäß der Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34] mit der Photon-Strukturfunktion. In der dabei verwendeten Photon-Strukturfunktion wird zusätzlich zu der konventionellen Definition eine δ -Funktion absorbiert, die der direkten Kopplung des Photons an die Partonen des Protons entspricht.

Die Generierung eines Ereignisses selbst erfolgt unter der Annahme eines Faktorisierungsansatzes in mehreren separaten Schritten. Dabei wird zunächst der harte Parton-Parton-Streuprozess erzeugt, so daß die generelle Kinematik des Prozesses in Form der Mandelstam-Variablen und der longitudinalen Impulsanteile der kollidierenden Partonen festgelegt ist. Die Basis hierfür sind Matrixelemente der verschiedenen Parton-Parton-Streuprozesse und die Strukturfunktionen der einlaufenden Teilchen.

Die verwendeten Matrixelemente sind lediglich in niedrigster Ordnung berechnet. Sie divergieren daher, wenn der bei der Streuung produzierte Transversalimpuls \hat{p}_T gegen Null geht. Aus diesem Grund muß ein künstlicher Abschneideparameter \hat{p}_T^{min}

gewählt werden, der a priori nicht festgelegt ist. In Abschnitt B.2 wird er für die Beschreibung des vorliegenden Datensatzes optimiert.

Der Beitrag der höheren Ordnungen, der sich beispielsweise in der Abstrahlung zusätzlicher Gluonen zeigt, wird phänomenologisch berücksichtigt. Dieser Partonschauer genannte Ansatz beruht dabei auf der probabilistischen Abstrahlung von Partonen basierend auf den Verzweigungswahrscheinlichkeiten von $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$. Obwohl streng genommen nicht ermittelt werden kann, ob die abstrahlenden Partonen einlaufen oder auslaufen, werden diese zwei Fälle dennoch getrennt gehandhabt.

Die einlaufenden Teilchen werden durch Strukturfunktionen beschrieben, wie in Abschnitt 2.2 erklärt worden ist. Für die Strukturfunktion des Protons wird die Parametrisierung MRSD0 [Mar93] verwendet, weil sie die vorhandenen Daten am besten beschreibt, wie Abbildung 78 zeigt. Die Skala Q'^2 , bei der die Strukturfunktion ausgewertet wird, ist dabei nicht mit dem $Q^2 \approx 0$ in der Elektron-Proton-Kollision zu verwechseln. Relevant ist hier vielmehr der auf dem Niveau des harten Parton-Streuprozesses generierte Transversalimpuls \hat{p}_T . In Abschnitt B.2 wird gezeigt werden, daß hier nur Prozesse mit $\hat{p}_T > 2.2 \text{ GeV}/c$ generiert werden. Da das \hat{p}_T -Spektrum steil abfällt, wird es durch den minimalen Wert bestimmt, so daß der in Abbildung 78 verwendete Wert von $Q'^2 = 5 (\text{GeV}/c)^2$ für den vorliegenden Datensatz angemessen ist.

Da ein Ziel dieser Analyse ist, Aussagen über die Strukturfunktion des Photons zu machen, ist zu untersuchen, ob die Wahl einer speziellen Parametrisierung der Protonstrukturfunktion die Ergebnisse beeinflußt. Dazu ist in Abbildung 79 die Verteilung des Impulsanteils x_P der Partonen aus dem Proton gezeigt, wie man sie für die Prozesse generiert, die in dem analysierten kinematischen Bereich liegen. Der Vergleich mit Abbildung 78 zeigt, daß die x_P Werte in einem Bereich liegen, der gut durch Daten bestimmt ist, so daß von der Wahl der Protonstrukturfunktion keine Unsicherheiten ausgehen.

B.1.3 JETSET

Der letzte Schritt bei der Generation des Ereignisses ist der Übergang von farbgeladenen Quarks, Diquarks und Gluonen zu farbneutralen, und damit beobachtbaren, Hadronen. Diese Aufgabe wird bei den zwei verwendeten Generatoren mit Hilfe des Programms JETSET [Sjo86] bewerkstelligt, das auf dem String-Fragmentationsmodell beruht. Die Idee dieses Modells besteht darin, farbgeladene Objekte durch sogenannte Strings zu verbinden, um die erforderliche Farbneutralität zu gewährleisten. Der Abstand der farbgeladenen Objekte voneinander definiert dabei die im

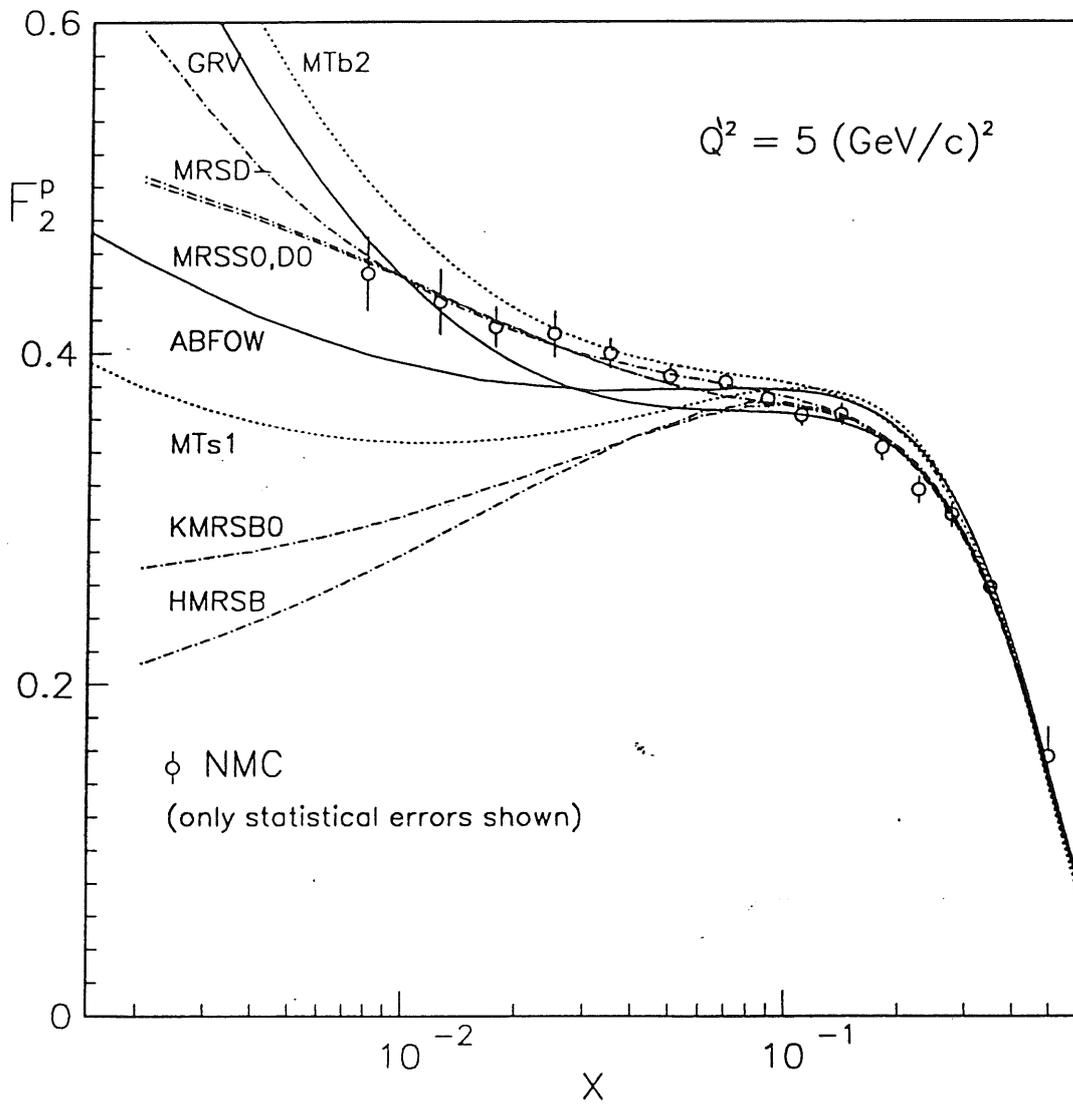


Abbildung 78: Verschiedene Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion verglichen mit Daten [Plo93]

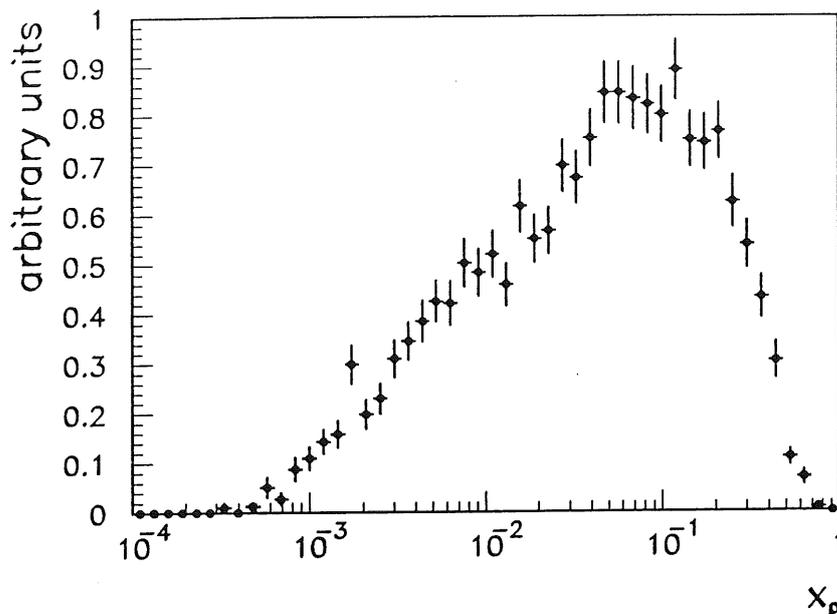


Abbildung 79: Verteilung des generierten longitudinalen Impulsanteils der Partonen aus dem Proton für Ereignisse mit $0.3 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01 \text{ (GeV/c)}^2$.

String gespeicherte Energie. Wird dieser Abstand zu groß, ‘reißt’ der String, indem sich ein Quark-Antiquarkpaar aus dem Vakuum bildet und zwei Strings zurückbleiben. Dieser Vorgang wiederholt sich solange bis keiner der produzierten Strings, die nötige Energie besitzt, um zu zerreißen. Entsprechend den Partonen, die an den Enden der Strings sitzen, werden sie mit Hadronen identifiziert.

Die so produzierten Hadronen können instabil sein und zerfallen gemäß der gemessenen Verzweigungsverhältnisse.

B.2 Vergleich mit den Daten

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß die zwei beschriebenen Generatoren geeignet sind, die Daten in ihrer Gesamtheit zu beschreiben. Als freie Parameter sind der Abschneideparameter \hat{p}_T^{min} in PYTHIA und das erforderliche Mischungsverhältnis von PYTHIA- und RAYPHOTON-Ereignissen zu bestimmen.

Charakteristisch für die zwei betrachteten Klassen von Ereignissen ist die in Abbildung 80 gezeigte Verteilung der totalen transversalen Energie des Ereignisses E_T^{ev} , die gemäß

$$E_T^{ev} = \sum_j E_j \sin \theta_j$$

durch eine Summe über die Kalorimeterzellen j berechnet wird. Der Vergleich mit

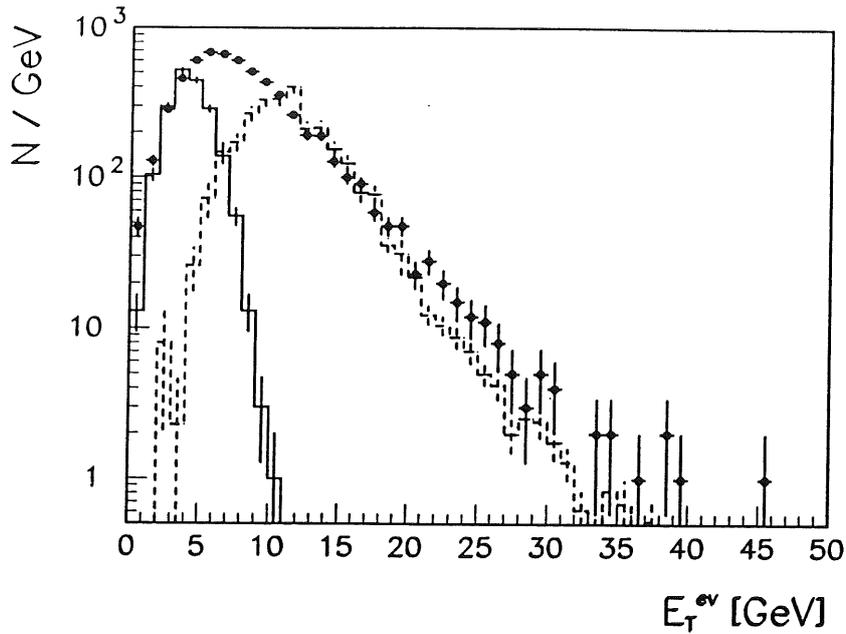


Abbildung 80: *Unkorrigierte Verteilung der totalen transversalen Energie eines Ereignisses für Daten (•) verglichen mit weichen (durchgezogen) und harten (gestrichelt) simulierten Ereignissen.*

den simulierten Ereignissen zeigt, daß RAYPHOTON die Ereignisse mit einer niedrigen transversalen Energie beschreibt, während der Bereich hoher transversaler durch PYTHIA abgedeckt wird. Die transversale Energie wird dabei im wesentlichen durch die zwei unter großen Winkeln gestreuten Partonen verursacht und hängt damit direkt von dem \hat{p}_T der Parton-Parton Streuung ab. Wegen des verwendeten Abschneideparameters \hat{p}_T^{min} knickt die exponentielle Verteilung mit kleiner werdendem E_T^{ev} daher bei ungefähr 15 GeV ab.

Das Ziel bei der Optimierung des Abschneideparameters ist nun, den Bereich der Beschreibung der Daten durch PYTHIA so weit es geht zu kleinen E_T^{ev} auszudehnen, d.h. also \hat{p}_T^{min} so klein wie möglich zu wählen. Dazu wird die Verteilung der simulierten Ereignissen bei großen E_T^{ev} auf die Daten normiert, also in einem Bereich der Verteilung, der nicht sensitiv auf die Wahl des Abschneideparameters ist. Es zeigt sich, daß mit $\hat{p}_T^{min} = 2.2 \text{ GeV}/c$ ein optimaler Wert gefunden ist, denn wird er unterschritten, überschießt die simulierte Verteilung die Daten.

In diesem Zusammenhang soll die Wirkung der Variation von \hat{p}_T^{min} auf die p_T -Verteilung der Spuren in Abbildung 81 gezeigt werden. Da die Transversalimpulse von Spur und Parton korreliert sind, wirkt sich der Schnitt in \hat{p}_T bei kleinen Werten in der Verteilung des p_T der Spuren aus. In Abschnitt 7.3 wird gezeigt, daß der

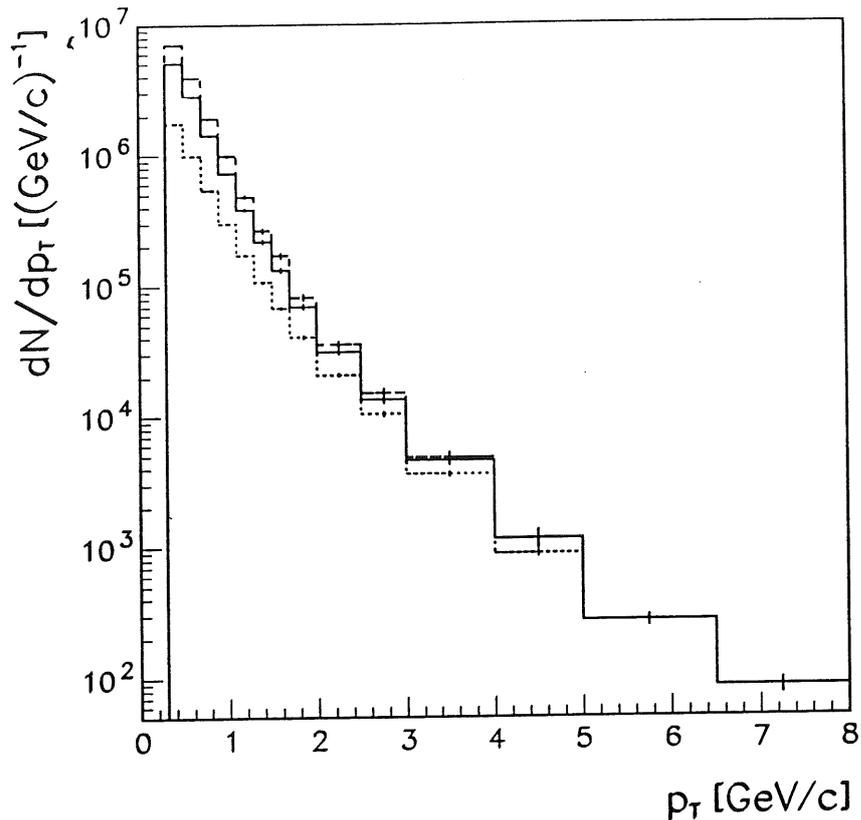


Abbildung 81: Generierte p_T Verteilung für $\hat{p}_T^{min} = 2.2 \text{ GeV}/c$ (durchgezogen), $\hat{p}_T^{min} = 3 \text{ GeV}/c$ (gepunktet) und $\hat{p}_T^{min} = 2 \text{ GeV}/c$ (gestrichelt).

gewählte Wert des Abschneideparameters zu einer guten Beschreibung der Daten führt. Es sei jedoch abschließend angemerkt, daß auf diese Weise der Wirkungsquerschnitt nicht vorhergesagt wird, da die E_T^{ev} -Verteilung und die p_T -Verteilung eng korreliert sind, d.h. prinzipiell könnte der Wert des Parameters auch an der korrigierten Verteilung des Spur- p_T bestimmt werden. Der Vorteil des hier verwendeten Verfahrens besteht jedoch darin, daß bei der Berechnung der Akzeptanzen und Effizienzen mittels der simulierten Ereignisse bereits der optimierte Wert verwendet wird.

Im folgenden soll die relative Zusammensetzung der Daten aus harten und weichen Ereignissen abgeschätzt werden. Die oben gemachte Unterscheidung, nachdem eine Streuung hart ist, wenn die Partonen wechselwirken, kann für die Daten aus naheliegenden Gründen nicht verwendet werden. Hier soll daher der Anteil harter Ereignisse durch die Anzahl der mit PYTHIA generierten Ereignisse festgelegt sein. Die Differenz aller Ereignisse und der somit definierten Zahl harter Ereignisse wird

dann als die Zahl weicher Ereignisse betrachtet. Auf diese Weise wird die relative Zusammensetzung des Datensatzes zu 45% weich und 55% hart bestimmt werden. Berücksichtigt man ferner die Trigger- und Selektionseffizienzen der zwei Klassen von Ereignissen, gelangt man zu einem Verhältnis von 75% weich zu 25% hart als ursprünglicher Zusammensetzung. Wegen des vergleichsweise großen Übergangsbereichs zwischen den Generatoren, wird eine Unsicherheit von 10% für dieses Mischungsverhältnis angenommen.

Es soll nun gezeigt werden, daß die p_T -Spektren durch die zwei Generatoren beschrieben werden. Dazu wird aus der E_T^{ev} -Verteilung abgelesen, daß mit $E_T^{ev} < 5 \text{ GeV}$ weiche, und mit $E_T^{ev} > 10 \text{ GeV}$ harte Ereignisse in den Daten selektiert werden können. In Abbildung 82 erkennt man, daß die Ereignisse mit $E_T^{ev} < 5 \text{ GeV}$ den erwarteten steilen Abfall aufweisen und durch die entsprechende Verteilung der weichen simulierten Ereignisse gut beschrieben wird, während die Ereignisse mit $E_T^{ev} > 10 \text{ GeV}$ den harten simulierten Ereignissen entsprechen. Als Fazit läßt sich daher aus Abbildung 82 ablesen, daß die mittlere Multiplizität in Abhängigkeit von p_T in den beiden Klassen getrennt richtig beschrieben wird. Darüberhinaus kann mit Hilfe der Abbildung 83 demonstriert werden, daß sich auch die Gesamtheit der Ereignisse beschreiben läßt, wenn die Beiträge der zwei Generatoren gemäß des oben bestimmten Mischungsverhältnisses addiert werden.

Schließlich folgt aus Abbildung 83, daß harte Ereignisse an Stelle des Schnitts $E_T^{ev} > 10 \text{ GeV}$ auch dadurch selektiert werden können, daß mindestens eine Spur mit $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ gefordert wird. Mit anderen Worten sollten diese Ereignisse alleine durch harte Streuprozesse im Rahmen der QCD erklärt werden können. Diese Art der Selektion von harten Ereignissen hat den Vorteil, daß sie in theoretischen Rechnungen leicht und sicher reproduziert werden kann. Dieses gilt wiederum nicht für die Größe E_T^{ev} , die gegebenenfalls auch durch nichtperturbative Effekte, wie etwa der Fragmentation und der unbeteiligten Zuschauerpartonen, beeinflußt wird.

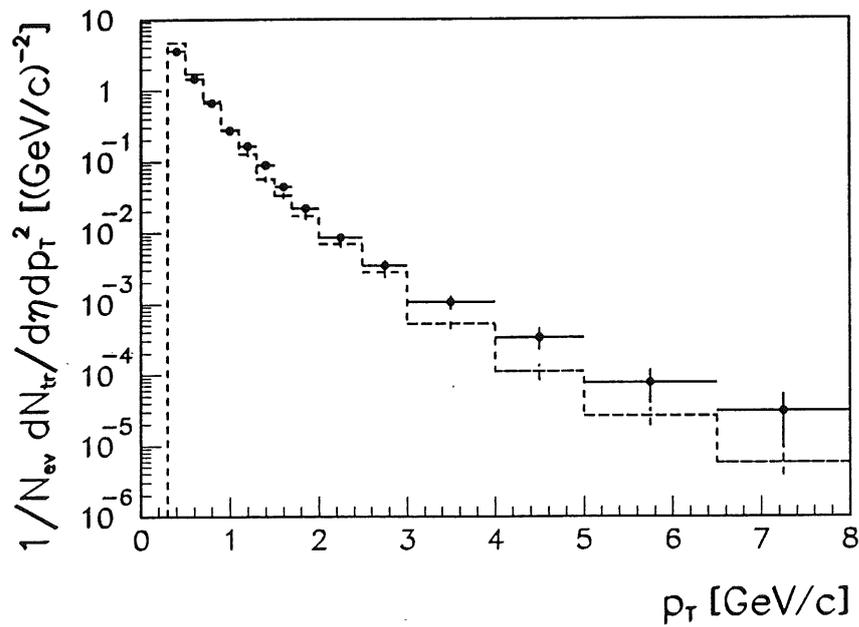
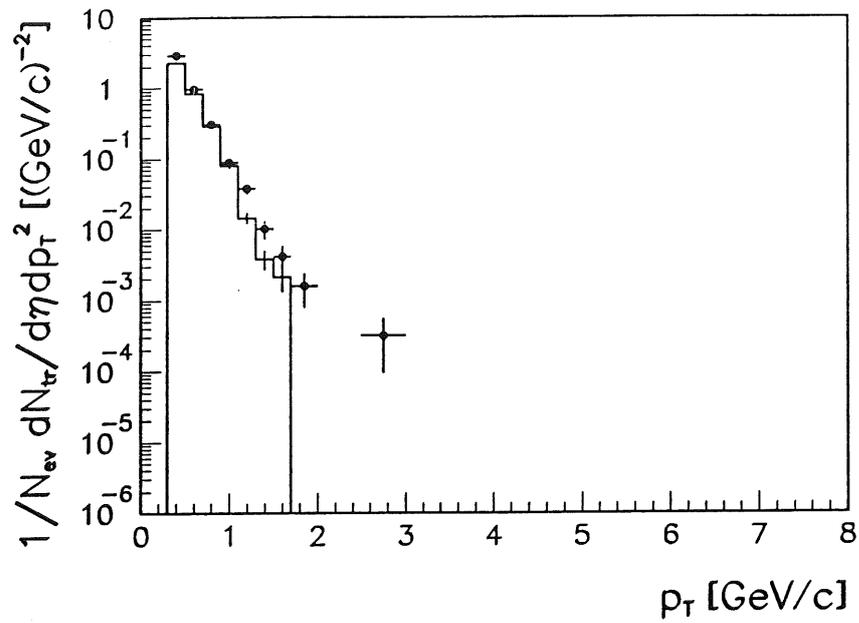


Abbildung 82: *Unkorrigierte Spurdichte im Bereich $|\eta| < 1$ [oben:] Daten (\bullet) mit $E_T^{ev} < 5 \text{ GeV}$ im verglichen mit simulierten weichen Ereignissen (Histogramm) [un-ten:] Daten (\bullet) mit $E_T^{ev} > 10 \text{ GeV}$ im verglichen mit simulierten harten Ereignissen (Histogramm).*

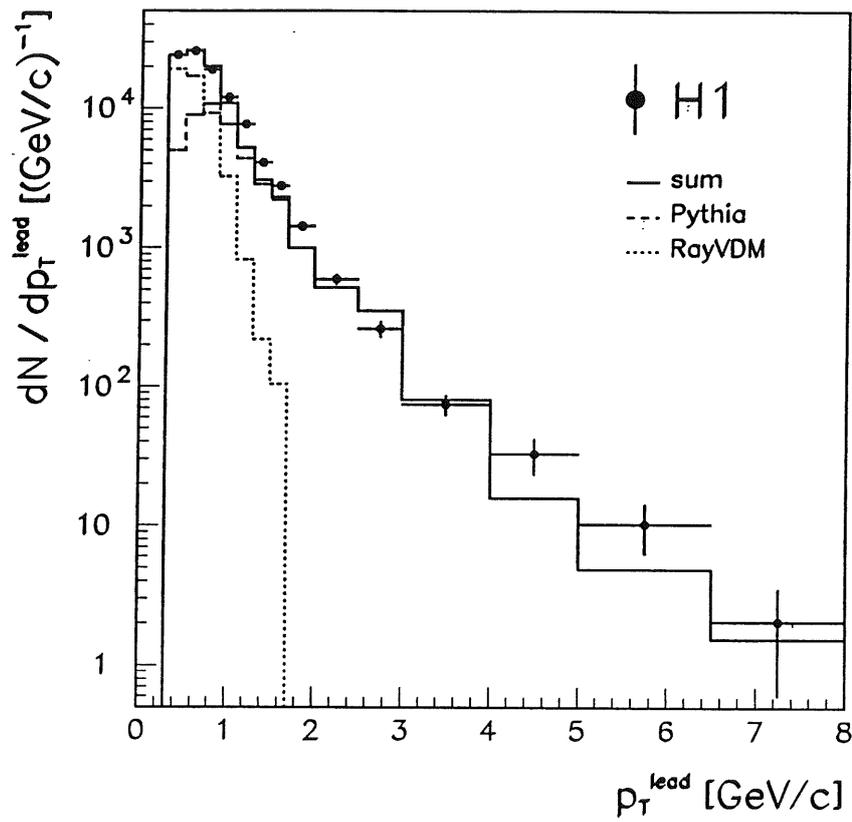


Abbildung 83: Unkorrigierte Verteilung des p_T des führenden Teilchens in einem Ereignis, verglichen mit den entsprechenden Verteilungen simulierter Ereignisse.

C Migrationen

Die begrenzte p_T -Auflösung der Driftkammer bedingt, daß wahres und gemessenes p_T einer Spur nicht gleich sind, so daß Spuren eventuell einem falschen p_T -Intervall zugeordnet werden. Da das zu messende Spektrum sehr steil abfällt, könnte dies zu einem Problem werden, wenn systematisch Spuren niedrigerer Intervalle höheren zugeordnet werden, da dadurch das gemessene Spektrum flacher wird als das wahre. Üblicherweise wird eine derartige Studie mittels simulierter Ereignisse durchgeführt, für die wahres und gemessenes p_T verglichen werden, um die Größe des Effekts abzuschätzen. Im vorliegenden Fall ist dies jedoch nicht möglich, da die simulierte Auflösung deutlich besser als in den Daten ist. Dies ist in Abbildung 84 zu sehen, wo der aus der Güte der Spuranpassung bestimmte relative Fehler der p_T -Messung für Daten und Simulation verglichen ist. Leider ist es nicht möglich die in der Realität auftretenden Effekte, wie z.B. eine schlechte Kalibration, Vielfachstreuung, Energieverlust durch Ionisation und Randeffekte an den Zellgrenzen, in der Detektor-simulation zu berücksichtigen. Andererseits zeigt ein Blick auf die Verteilung des χ^2 pro Freiheitsgrad in Abbildung 84 unten, daß es sich bei dem Unterschied zwischen Simulation nicht um systematische Effekte handelt. Dies rechtfertigt die folgende Vorgehensweise.

In der Folge soll deshalb das p_T Spektrum des Generators mit der gemessenen Impulsauflösung verschmiert werden. Für jede Spur im relevanten Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1$ wird eine Zufallszahl $z < 0.1$ gemäß der Verteilung von $\delta p_T/p_T^2$ gewürfelt. Der Impulsfehler der Spur ergibt sich dann zu

$$\Delta p_T = z(p_T^{true})^2.$$

Das verschmierte Impuls p_T^{smear} wird dann als Zufallszahl gemäß einer Gaußverteilung $N(p_T^{true}, \Delta p_T)$ mit Mittelwert p_T^{true} und Standardabweichung Δp_T bestimmt. Zur Kontrolle des Mechanismus wird für Daten und Simulation in den Abbildungen 85 und 86 gezeigt, daß die Verteilung des Fehlers als Funktion von p_T sich jeweils in Rekonstruktion und dem veränderten Generator entsprechen.

Aus dem Vergleich des mit der Datenauflösung verschmierten und des originalen p_T -Spektrums kann man den effektiven Zufluß von Spuren aus anderen Intervallen bestimmen. Abbildung 87 zeigt, daß der Effekt insgesamt in der Größenordnung von 10% liegt. Wichtiger dabei ist die Tatsache, daß es sich nicht um eine systematische Verschiebung zu höheren p_T handelt, sondern um Einflüsse der Intervallgrenzen. Aus diesen Gründen kann auf eine Korrektur verzichtet werden.

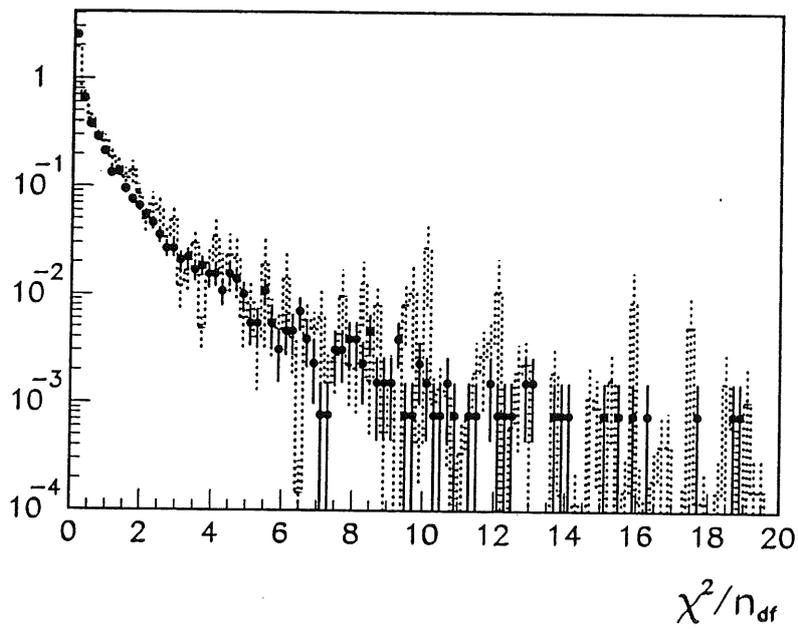
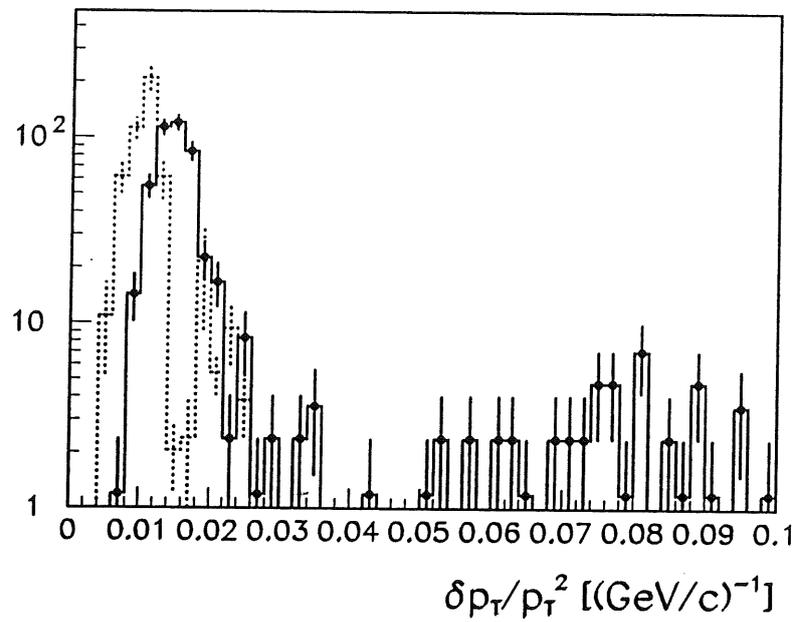


Abbildung 84: Spurauflösung $\delta p_T/p_T^2$ [oben] und χ^2 pro Freiheitsgrad der Spuranpassung [unten] für Daten (\bullet) und Simulation (Histogramm).

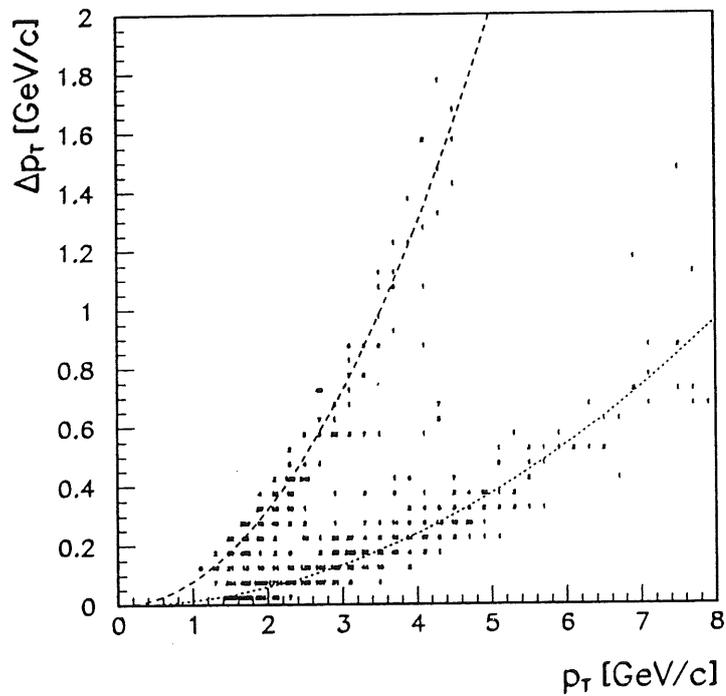
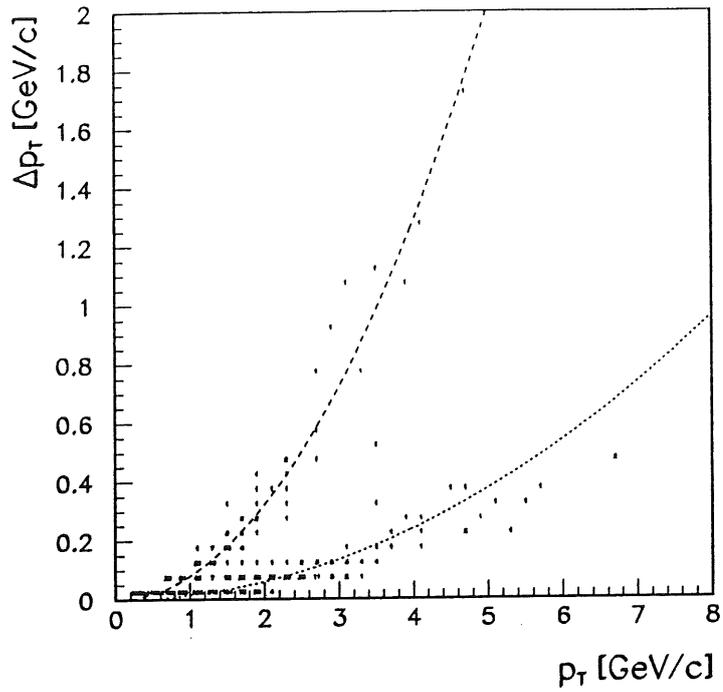


Abbildung 85: Verteilung des Fehlers Δp_T als Funktion von p_T für rekonstruierte Daten [oben] und mit der Datenaufösung verschmierte Generator-Spuren [unten]; die Linien dienen der Orientierung und entsprechen $\delta p_T/p_T^2 = 0.08$ (gestrichelt) bzw. $\delta p_T/p_T^2 = 0.015$ (gepunktet).

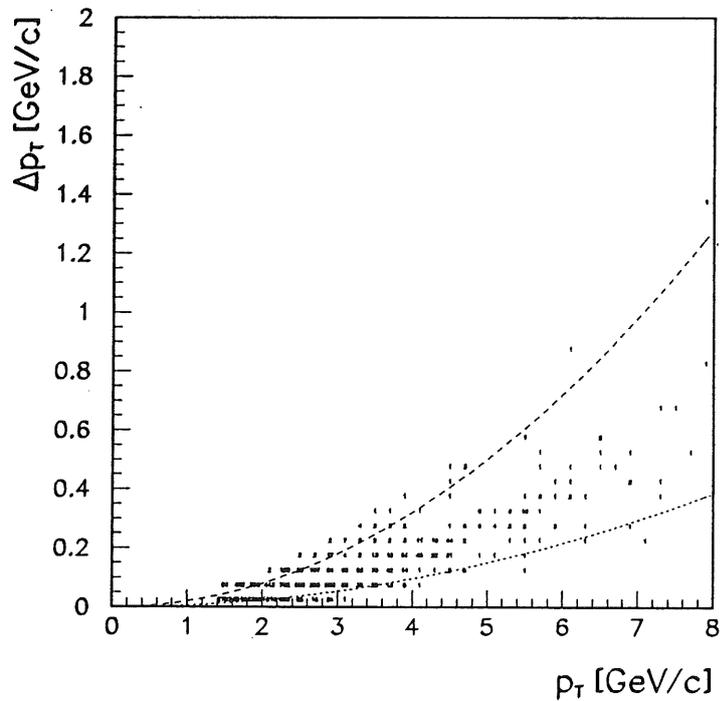
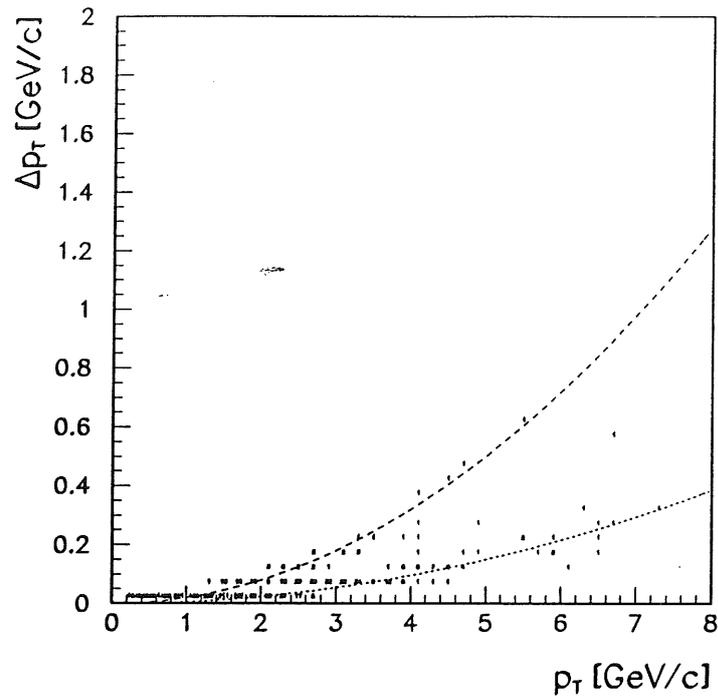


Abbildung 86: Verteilung des Fehlers Δp_T als Funktion von p_T für rekonstruierte Simulation [oben] und mit Simulationsauflösung verschmierte Generator-spuren [unten]; die Linien dienen der Orientierung und entsprechen $\delta p_T/p_T^2 = 0.02$ (gestrichelt) bzw. $\delta p_T/p_T^2 = 0.006$ (gepunktet).

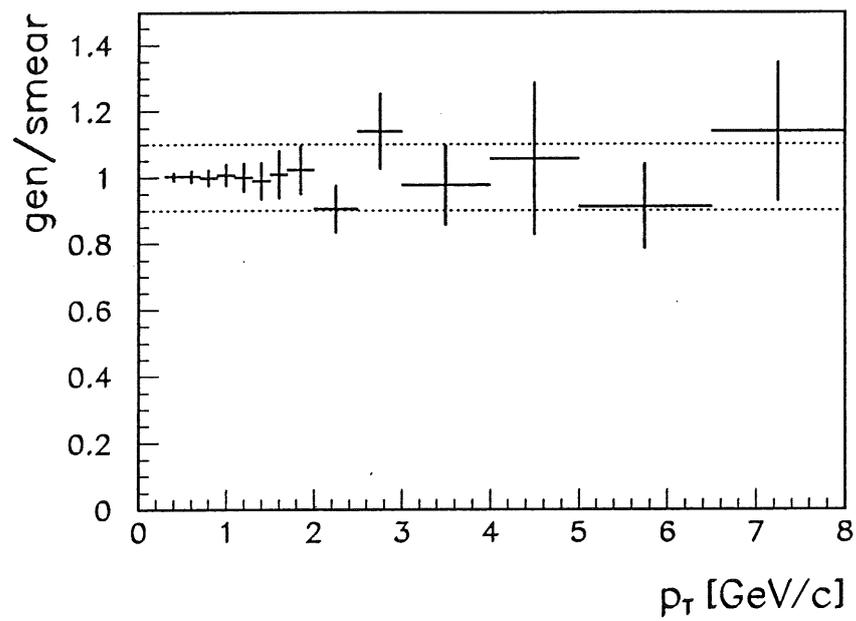


Abbildung 87: Effektiver, relativer Zufluß von Spuren aus anderen p_T Intervallen nach Impulsverschmierung mit der Datenauflösung in generierten Ereignissen ; die gepunkteten Linien entsprechen $\pm 10\%$.

Literatur

- [Abr91] H.Abramowicz, K.Charchula und A.Levy, Phys.Lett. B269(1991) 458
- [Abt93a] I. Abt et al., H1-Collaboration, Phys.Lett. B314(1993)436
- [Abt93b] I. Abt et al., H1-Collaboration, DESY 93-103, 1993
- [Abt94] I. Abt et al., H1-Collaboration, DESY 94-030, 1994
- [Ahm92a] T.Ahmed et al., H1-Collaboration, Phys.Lett. B297(1992)205
- [Ahm92b] T.Ahmed et al., H1-Collaboration, Phys.Lett. B299(1992)374
- [Alb90] C.Albajar et al., UA1-Collaboration, Nucl.Phys. B335(1990) 261
- [Alt77] G. Altarelli und G.Parisi, Nucl.Phys. B126(1977) 298
- [Alt86] M.Althoff et al., TASSO-Collaboration, Z.Phys.C 31(1986) 527
- [And81] B. Andersson et al., Nucl.Phys. B178(1981) 242
- [And93a] B. Andrieu et al., H1-Calorimeter-Group, NIM A336(1993)460
- [And93b] B. Andrieu et al., H1-Calorimeter-Group, NIM A336(1993)499
- [And94] B. Andrieu et al., H1-Calorimeter-Group, " Beam test results and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter by Electrons", in Vorbereitung
- [Aps89] R.J. Apsimon et al., OMEGA-Photon-Kollaboration, Z.Phys.C 43(1989) 63
- [Ban85] M. Banner et al., UA2-Kollaboration, Z.Phys.C 27(1985) 329
- [Bat70] G.Bathow et al., Nucl.phys. B20(1970) 592
- [Bau78] T.H. Bauer et al., Rev.Mod.Phys. 50(1978) 261
- [Ber71] S.M. Berman, J.D. Bjorken und J.B. Kogut, Phys.Rev. D4(1971) 3388
- [Ber82] V.B. Berestetskii, E.N. Lifshitz, L.P. Pitaevvski, Quantum Electrodynamics, Pergamon Press, Oxford, 1982
- [Bet30] H. Bethe, Ann.Phys. 5(1930)325
F. Bloch, Z.Phys. 81(1932)363
- [Bet34] H. Bethe und W. Heitler, Proc.Roy.Soc. A146(1934) 83

- [Bia93] W.Bialowons und R.Brinkmann, *Ein Jahr HERA-Luminositätsbetrieb*, erweiterter Auszug aus dem wissenschaftlichen Jahresbericht 1992 von DESY, 1993
- [Bla78] R.Blankenbecler, S.J.Brodsky und J.I.Gunion, Phys.Rev. D18(1978) 900
- [Bor93a] F.M.Borzumati, B.A.Kniehl und G.Kramer, Z.Phys. C57(1993)595
- [Bor93b] F.M.Borzumati, B.A.Kniehl und G.Kramer, Z.Phys. C59(1993)341
- [Bre84] A.Breakstone et al., Z.Phys.C 23(1984) 9
- [Bro93] R.Brock et al., CTEQ-Collaboration, *Handbook of perturbative QCD, Version 1.0*, FERMILAB-PUB-93-094
- [Bro91a] N.H.Brook et al., Proc. of the workshop Physics at HERA, DESY, Hamburg 1991, Vol.3 p 1221
- [Bro91b] N.H. Brook, A. DeRoeck und A.T. Doyle, Proc. of the workshop Physics at HERA, DESY, Hamburg 1991, Vol.3 p 1453
- [Bru87] R.Brun et al., *GEANT 3 manual*, CERN DD/EE/84-1, 1987
- [Bür89] J. Bürger et al., NIM A279(1989) 217
- [Cha72] G. Charpak, *Découverte*, Février 1972, p. 9
- [Cin92] V.Cindro et al., NIM A309(1992) 411
- [Com23] A.H.Compton, Phys.Rev. 21(1923) 483
- [DeR93] A. DeRoeck, persönliche Mitteilung, 1993
- [Den90] D. Denegri, Proc. of the ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen 1990, Hrsg. G. Jarlskog und D. Rein, CERN 90-10, Vol. I, p. 56
- [Don92] A. Donnachie und P.V.Landshoff, Phys.Lett. B296(1992)227
- [Egl93] S. Egli, persönliche Mitteilung, 1993
- [Eic92] S. Eichenberger et al., Proc. of the Wirechamber Conference, Wien, 1992
- [Ein05] A. Einstein, Ann. Phys. 17(1905) 132
- [Eis92] F.Eisele, Invited talk given at the XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas, 1992, DESY 92-140, 1992

- [Ell74] S.D. Ellis und M.B. Kislinger, Phys.Rev. D9(1974) 2027
- [Fey63] R.P.Feynman, *Quantum Electrodynamics*, Benjamin, New York, 1963
- [Fie78] R.D. Field, Phys.Rev.Lett. 40(1978) 997
- [Gay92] J.Gayler, persönliche Mitteilung, 1992
- [Gel64] M.Gell-Mann, Phys.Lett. 8(1964) 214 G.Zweig, CERN TH-401 und TH-412, 1964
- [Gei84] W.M. Geist, Proc. 4th Topological Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Bern 1984
- [Gei90] W.M. Geist et al., Phys.Rep. 197(1990) 263
- [Glu63] R.L.Gluckstern, NIM 24(1963) 381
- [Glü92a] M.Glück, E.Reya und A.Vogt, Z.Phys. C53(1992) 651
- [Glü92b] M.Glück, E.Reya und A.Vogt, Phys.Rev. D46(1992) 1973
- [Hik92] K. Hikasa et al., Particle Data Group, Phys.Rev. D45(1992)
- [Hof84] G.'tHooft, in *Teilchen, Felder, Symmetrien*, Spektrum-der-Wissenschaft-Verlagsges., Heidelberg, 1984
- [Hut90] J.E.Huth, et al., Proc. Research directions for the decade, Snowmass 1990 134-136
- [Ing87] G. Ingelman und A. Weigend, Comput.Phys.Commun.46(1987) 241
- [Jac79] F. Jacquet und A. Blondel, Proc. of the study for an ep facility for Europe, Ed. U. Amaldi, DESY 79-84, p. 391, 1979
- [Kle84] K.Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G.Teubner, Stuttgart 1984
- [Kni94] B.A.Kniehl und G.Kramer, DESY 94-009, 1994 und persönliche Mitteilung
- [Kol84] H. Kolanoski, *Two Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*, Springer Verlag, Berlin, 1984
- [Kor94] M. Korn, Dissertation Universität Dortmund, in Vorbereitung

- [Leh82] I.Lehrhaus et al., NIM A200(1982)
- [Leo87] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics: A How-to-approach*, Springer Verlag, Berlin 1987
- [Ler86] C.Leroy et al., NIM A252(1986) 4
- [Lev92] S. Levonian, H1-04/93-287, unveröffentlicht
- [Lev93] S. Levonian, persönliche Mitteilung, 1993
- [Mar93] A.D.Martin, W.J.Stirling und R.G.Roberts, Phys.Lett. B306(1993) 145, erratum B309(1993) 492
- [Mül92] K. Müller et al., NIM A312(1992) 457
- [Owe84] J.F.Owens, Phys.Rev. D30(1984)943
- [Pau92] E.Paul, DESY 92-026, 1992
- [Plo93] H.Plochow-Besch, Comp.Phys.Comm. 75(1993) 396
- [Pre92] S.Prell, Diplomarbeit Universität Hamburg, DESY FH1T-92-04, 1992
- [Ros52] B.Rossi, *High Energy Physics*, Prentice Hall, 1952
- [Ros92] A. Rostovtsev, persönliche Mitteilung
- [Sak60] J.J. Sakurai, Ann.Phys. 11, 1(1960)
- [Sau77] F. Sauli, CERN 77-09, 1977
- [Sch93] M.W. Schulz, Dissertation Universität Hamburg, DESY FH1T-93-01, 1993
- [Siv76] D.Sivers, S.J.Brodsky, und R.Blankenbecler, Phys.Rep. 23C(1976) 1
- [Sjo86] T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. 39(1986)347
T.Sjöstrand und M.Bengtsson, Comp.Phys.Comm. 43(1987)367
- [Sjo87] H.U. Bengtsson und T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. 46(1987)43
T.Sjöstrand, CERN TH-6488, 1992
- [Vog92] A. Vogt, Dissertation Universität Dortmund, DO-TH 92/15, 1992
- [Weg89] D.Wegener, Phys.Bl. 45(1989) Nr.9 358

- [Wei34] C.F.Weiszäcker, Z.Phys. 88(1934) 612
E.J. Williams, Phys.Rev. 45(1934) 729
- [Wii91] B.Wiik, Proc. of the workshop Physics at HERA, DESY, Hamburg 1991,
Vol.1 p 1
- [Wol78] G.Wolf und P.Söding in *Electromagnetic Interactions of Hadrons Vol. 2*,
Hrsg. A. Donnachie und G. Shaw, Plenum Press, London 1978

Danksagung

Überaus großer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener, der genug Vertrauen in mich hatte, mir alle forschersichen Freiheiten zu lassen. Seinen Rat habe ich immer gerne angenommen und von seinem reichhaltigen Erfahrungsschatz habe ich in unschätzbbarer Weise profitiert.

Herr Prof. Dr. Hermann Kolanoski fand sich zu zahlreichen Diskussionen bereit, die mir geholfen haben, die Natur des Photons aufzulösen.

Frau Dr. Kerstin Borrás hat maßgeblichen Anteil an den Bemühungen eine H1-Dortmund-Gruppe zu formieren und zusammenzuhalten.

Es ist nicht möglich, alle Mitgliedern der H1-Kollaboration namentlich zu erwähnen, von deren Kenntnissen und Hilfsbereitschaft ich während meiner Arbeit profitiert habe. Herausheben möchte ich jedoch Herrn Andreas Gellrich für die Beantwortung zahlreicher Fragen rund um die CJC, sowie die Herren Drs. Martin Erdmann und Michael Kuhlen für die große Unterstützung bei der Anfertigung der abschließenden Publikation.

Ferner danke ich Herrn Dr. Bernd Kniehl für die interessanten Diskussionen und die Bereitschaft, die Rechnungen den experimentellen Gegebenheiten anzupassen.

Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls danke ich für eine gute Zusammenarbeit, insbesondere Herrn Joachim Kurzhöfer, der mir alle Rechnerprobleme abgenommen hat.

Im Zeitraum 1.2.1992-1.5.1994 erhielt ich ein Stipendium im Rahmen des Graduiertenkollegs "Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen".

Das Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 6DO57I gefördert.