Tiefunelastische *ep*–Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
BENNO LIST
aus Berlin

Hamburg
1997

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Bartel Prof. Dr. E. Lohrmann Prof. Dr. N. Wermes
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Bartel Prof. Dr. B. Naroska
Datum der Disputation:	10.4.1997
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

Das Vorwärts–Proton–Spektrometer von H1 mit zwei Stationen in 81 und 90 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt wurde 1995 erstmals mit seiner vollen Instrumentierung betrieben. Dabei wurde eine integrierte Luminosität von $2.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ gesammelt.

Die Messung der Flugrichtung eines gestreuten Protons relativ zur Strahlachse ermöglicht aufgrund der bekannten Ablenkung durch die Magnete der HERA–Maschine die Rekonstruktion von Energie E'_p und Streuwinkel θ des Protons am Wechselwirkungspunkt. Dabei wurde eine Auflösung von $\Delta E'_p = 6\,\mathrm{GeV}$ bei $E'_p = 700\,\mathrm{GeV}$ und $\Delta\theta_x = 5\,\mu\mathrm{rad}$ in der horizontalen und $\Delta\theta_y < 100\,\mu\mathrm{rad}$ in der vertikalen Ebene erreicht. Die globale Unsicherheit der Energiemessung beträgt 8 GeV. Die Lage und Neigung des Strahls wird bei der Eichung aus den Daten ermittelt.

In dieser Arbeit wurde mit dem FPS zum ersten Mal bei H1 tiefunelastische *ep*–Streuung mit vorwärts gestreuten Protonen im Energiebereich von 580 bis 740 GeV mit einem Transversalimpuls $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ untersucht. Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt wurde $\frac{\mathrm{d}^3\sigma\,(ep\to e'p'X)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}}$ gemessen und mit der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ parametrisiert ($x_{\mathbb{P}} = 1 - E'_p/E_p$ ist der Impulsbruchteil des Protons, der in den *ep*–Streuprozeß eingeht).

Im betrachteten Bereich $0.1 < x_{\mathbb{P}} < 0.3$ kann man die untersuchten Ereignisse als Streuung des Elektrons an der Pionwolke des Protons interpretieren. Man erwartet eine Faktorisierung der Form $F_2^{LP(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}) = f_{\pi^0/p}(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2^{\pi^0}(\beta,\, Q^2)$, wobei $f_{\pi^0/p}$ dem Fluß virtueller Pionen und $F_2^{\pi^0}$ deren Struktur beschreiben; $\beta = x/x_{\mathbb{P}}$ ist der Impulsbruchteil des wechselwirkenden Quarks aus dem Pion. Die Daten werden durch diesen Ansatz gut beschrieben und sind mit der Parametrisierung der Pionstrukturfunktion von Glück, Reya und Vogt verträglich. Sie zeigen im untersuchten Bereich $3.7\cdot10^{-4} < \beta < 2.7\cdot10^{-2}$ und $2.6\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 28.6\,\mathrm{GeV}^2$ einen Anstieg von $F_2^{LP(3)}$ mit $\log Q^2$ sowie einen Anstieg zu kleinem β. Im Monte–Carlo–Generator RAPGAP ist ein Modell mit π^0–Austausch implementiert; er beschreibt die $x, Q^2, x_{\mathbb{P}}$–Abhängigkeit der Daten gut, der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt ist jedoch um einen Faktor 1.85 zu niedrig.

In Modellen, die nicht auf Mesonaustausch basieren, wie dem Modell der weichen Farbwechselwirkungen ist β nicht zwingend die angemessene Skalenvariable. Es zeigt sich, daß auch eine Faktorisierung der Form $F_2^{LP(3)}(x,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}) = f(x_{\mathbb{P}}) \cdot F(x,\, Q^2)$ mit den Daten kompatibel ist (x ist der Impulsbruchteil des Quarks im Proton). Eine Proportionalität zwischen $F_2^{LP(3)}(x,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}})$ und der Protonstrukturfunktion $F_2(x,\, Q^2)$ ist jedoch mit 99 % Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen.

Das Modell der weichen Farbwechselwirkungen, wie es im Monte–Carlo–Generator LEPTO implementiert ist, sagt die Größe des Wirkungsquerschnittes bei kleinem Q^2 richtig voraus, der Anstieg von $F_2^{LP(3)}$ mit Q^2 wird dagegen unterschätzt.

Abstract

The forward proton spectrometer of H1, comprising two stations 81 and 90 m downstream the interaction point, was operated for the first time in 1995 with full instrumentation. An integrated luminosity of $2.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ has been collected.

Due to the known deflection in the magnets of the HERA machine a measurement of a scattered proton's trajectory with respect to the circulating beam allows to reconstruct its energy E'_p and scattering angle θ at the interaction point. The global uncertainty of the energy measurement amounts to 8 GeV. Offset and tilt of the beam are derived from the data by a calibration procedure.

In this thesis deep inelastic ep–scattering with forward scattered protons in the energy range between 580 and 740 GeV and transverse momenta $p_\perp < 200\,MeV$ has been studied for the first time in H1. The triple differential cross section $\frac{\mathrm{d}^3\sigma\,(ep\to e'p'X)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_\mathbb{P}}$ has been measured and parametrized with the structure function $F_2^{LP\,(3)}$ ($x_\mathbb{P} = 1 - E'_p/E_p$ is the fraction of the proton's momentum that enters the ep scattering process).

In the region $0.1 < x_\mathbb{P} < 0.3$ covered by the measurement the events under study can be interpreted as electron scattering off the proton's pion cloud. A factorisation of the form $F_2^{LP(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_\mathbb{P}) = f_{\pi^0/p}\,(x_\mathbb{P})\cdot F_2^{\pi^0}\,(\beta,\,Q^2)$ is expected to hold, where $f_{\pi^0/p}$ describes the flux of virtual pions and $F_2^{\pi^0}\,(\beta,\,Q^2)$ their structure; $\beta = x/x_\mathbb{P}$ is the momentum fraction carried by the interacting quark in the pion. The data are well described by this ansatz and are compatible with the parametrization of the pion structure function by Glück, Reya, and Vogt. In the region $3.7\cdot10^{-4} < \beta < 2.7\cdot10^{-2}$ and $2.6\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 28.6\,\mathrm{GeV}^2$ covered by this analysis a rise of $F_2^{LP\,(3)}$ with $\log Q^2$ and towards low β is observed. The Monte Carlo generator RAPGAP implements a π^0 exchange model; it describes the shape of $x, Q^2, x_\mathbb{P}$–distribution of the data well, the pedicted cross section is, however, low by a factor of 1.85.

In models not based on meson exchange like the soft colour interaction model β is not necessarily the appropriate scaling variable. It is observed that a factorization of the form $F_2^{LP(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_\mathbb{P}) = f\,(x_\mathbb{P})\cdot F\,(x,\,Q^2)$ is compatible with the data as well (x being the proton's momentum fraction carried by the quark). A proportionality of $F_2^{LP(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_\mathbb{P})$ with the proton structure function $F_2\,(x,\,Q^2)$ is, however, excluded at 99 % confidence level.

The soft colour interaction model as implemented in the Monte Carlo generator LEPTO predicts the size of the cross section at small Q^2 correctly but underestimates the rise of $F_2^{LP\,(3)}$ with Q^2.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Tiefunelastische Elektron–Proton–Streuung ist einer der wichtigsten Prozesse, um die Struktur des Protons zu erforschen. Dabei wird ein hochenergetisches Elektron als Sonde benutzt (Abb. 1.1a), deren Auflösungsvermögen durch die Virtualität $Q^2 = -q^2$ des ausgetauschten Photons bestimmt wird; es beträgt etwa[1] $\lambda = 1/Q$. Für hinreichend großes Q^2 ($Q^2 \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}^2$) setzt ein Skalenverhalten des Streuwirkungsquerschnittes ein, wie man es bei der Streuung an geladenen, punktförmigen Konstituenten des Protons—den Quarks—erwartet. Die Abweichungen von einem exakten Skalenverhalten ist eine Folge der Farbkräfte zwischen den Quarks und wird von der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), quantitativ vorhergesagt.

Der Elektron–Proton–Speicherring HERA macht es möglich, *ep*–Streuexperimente bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ durchzuführen, die mit $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ eine Größenordnung über der bei *fixed target*–Experimenten erreichten Schwerpunktsenergie liegt. Damit sind Q^2–Werte bis $10^5\,\mathrm{GeV}^2$ und Werte von x, des Impulsbruchteils des Quarks am Protonimpuls, bis hinunter zu $5 \cdot 10^{-6}$ erreichbar.

Neben der Messung des inklusiven *ep*–Streuwirkungsquerschnittes, parametrisiert durch die Protonstrukturfunktion, ermöglicht bei HERA die im Vergleich zu *fixed target*–Experimenten günstigere Kinematik eine genauere Untersuchung des hadronischen Endzustan-

[1] In dieser Arbeit wird $\hbar = c = 1$ gesetzt.

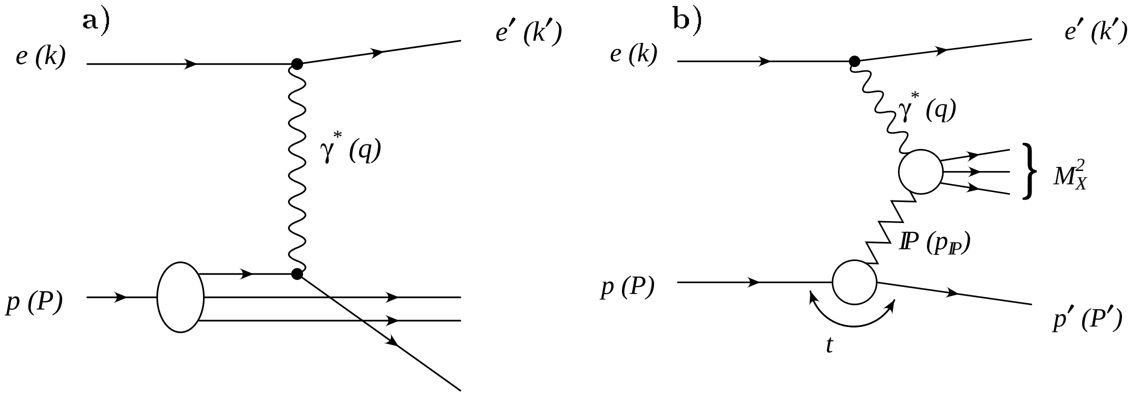


Abbildung 1.1: Tiefunelastische *ep*–Streuung
a) Allgemeiner Streuprozeß $ep \to e'X$ b) Diffraktive *ep*–Streuung $ep \to e'p'X$

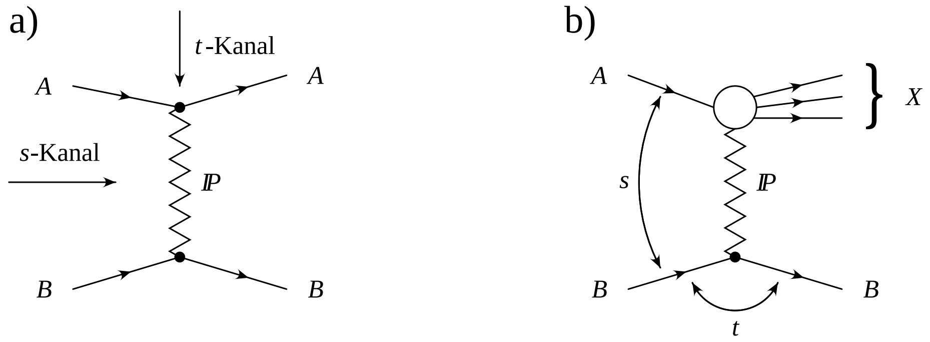


Abbildung 1.2: Diffraktive Streuprozesse
a) Elastische Streuung $AB \to AB$ b) Streuung mit diffraktiver Dissoziation $AB \to XB$

des. Dabei wurde 1993 eine Klasse von Ereignissen gefunden [ZEU93a, H1C94], bei der keinerlei Teilchen beobachtet werden zwischen den Hadronen, die aus der Fragmentation des getroffenen Partons hervorgehen und im Zentralteil des Detektors nachgewiesen werden (*current jet*), und dem Protonrest, der den Detektor durch das Strahlrohr verläßt. Diese Ereignisse werden nicht erwartet, wenn man annimmt, daß zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest ein Farbfeld besteht, das bei der Fragmentation zur Produktion von Hadronen führt, die den Bereich zwischen Protonrest und *current jet* ausfüllen.

Diese Lücke in der Pseudorapiditätsverteilung[2] tritt bei etwa 10 % der Ereignisse auf und zeigt, daß die Streuung an einem farbneutralen Teil des Protons stattfindet, so daß kein Farbfeld zwischen Protonrest und *current jet* besteht. Dieses farbneutrale System wird mit dem Pomeron identifiziert, da diese Klasse von Ereignissen alle Eigenschaften diffraktiver Streuung aufweist (Abb. 1.1b).

Diffraktive Streuprozesse sind aus der Hadron–Hadron–Streuung bekannt. Zu ihnen zählt die elastische Streuung zweier Teilchen unter kleinen Winkeln sowie Prozesse, bei denen einer oder beide Streupartner in ein System von niedriger Masse dissoziieren (Abb. 1.2). Kennzeichen diffraktiver Prozesse sind ein exponentieller Abfall des Impulsübertrags t, ein sich mit der Schwerpunktsenergie nur schwach ändernder Wirkungsquerschnitt und im Falle der diffraktiven Dissoziation ein Massenspektrum $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}M^2\,\mathrm{d}t \propto \exp(bt)/M^2$. Ein weiteres Charakteristikum ist die Faktorisierbarkeit des Wirkungsquerschnittes in Terme, die nur von je einem der Stoßpartner abhängen.

Aus den kleinen Massen der hadronischen Systeme folgt zwangsläufig eine Lücke in der Pseudorapiditätsverteilung der Hadronen im Endzustand. Die Größe dieser Lücke hängt eng mit dem Anteil $x_{\mathbb{P}}$ am Longitudinalimpuls des Protons zusammen, der von dem farblosen System getragen wird.

Diffraktive Streuung ist ein Prozeß, bei dem die Stoßpartner peripher kollidieren. Die Kopplungskonstante g_s der starken Wechselwirkung ist dabei groß, daher sind störungstheoretische Methoden bei der Berechnung der Streuwirkungsquerschnitte im allgemeinen nicht anwendbar. Als sehr fruchtbar bei ihrer Beschreibung hat sich die Regge–Theorie erwiesen; diffraktive Prozesse werden darin durch den Austausch einer Regge–Trajektorie, der Pomerontrajektorie, beschrieben, die den Wirkungsquerschnitt bei kleinen Impuls-

[2]Die Pseudorapidität η eines Teilchens ist definiert als $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$, wobei θ der Polarwinkel ist, der bei HERA bezüglich der Richtung des auslaufenden Protons gemessen wird.

bruchteilen $x_{\mathbb{P}} \ll 0.1$ dominiert.

Geht man zu höherem $x_{\mathbb{P}}$, so tragen weitere REGGEtrajektorien zur Erzeugung von Rapiditätslücken bei. Aus der Hadronstreuung weiß man, daß dies bei $x_{\mathbb{P}} \approx 0.05$ die f–Trajektorie ist und bei noch größerem $x_{\mathbb{P}} \approx 0.1$ die π–Trajektorie. In diesem kinematischen Bereich trägt das ausgetauschte Teilchen einen so hohen Longitudinalimpuls, daß die Rapiditätslücke schwer oder gar nicht mehr nachweisbar ist, weil sie außerhalb der Detektorakzeptanz liegt.

Solche Ereignisse zeichnen sich jedoch durch die Existenz eines hochenergetischen Protons (oder, bei π^+–Austausch, eines Neutrons) aus, das unter kleinem Winkel ($\theta \lesssim 1\,\mathrm{mrad}$) erzeugt wird. Solche Protonen verlassen den Detektor durch das Strahlrohr, können aber in einiger Entfernung (50 bis 100 m) vom Zentraldetektor in einem Abstand von einigen Millimetern zum Protonstrahl nachgewiesen werden.

Um Detektoren in so geringer Entfernung vom umlaufenden Protonstrahl zu betreiben, müssen sie beweglich sein, um die zur Strahlinjektion erforderliche Apertur sicherzustellen. Daher befinden sich die Detektoren in beweglichen Tauchgefäßen ("Römischen Töpfen"[3]). Das Innere der Tauchgefäße steht unter Atmosphärendruck und enthält die Instrumentierung, getrennt vom Strahlrohrvakuum. Die Tauchgefäße werden während der Injektion des Protonstrahles zurückgezogen, und bei stabilen Bedingungen an den Strahl herangefahren.

Zwei Stationen mit Römischen Töpfen in 81 und 90 m Entfernung vom H1–Wechselwirkungspunkt bilden das Vorwärts–Proton–Spektrometer (FPS). Der Nachweis der Protonen erfolgt mit Hodoskopen aus szintillierenden Fasern, die mit ortsempfindlichen Vielkanalphotomultipliern ausgelesen werden. Die Römischen Töpfe des H1–FPS wurden 1994 getestet und 1995 mit einer vollständigen Instrumentierung ausgestattet.

Um die Energie des gestreuten Protons zu messen und den Transversalimpuls im Wechselwirkungspunkt zu rekonstruieren, wird die Ablenkung der Protonen im Feld der Ablenk– und Fokussierungsmagnete des Speicherringes genutzt, die ein magnetisches Spektrometer bilden. Die Ablenkungen in horizontaler und vertikaler Richtung erlauben zwei getrennte Energiemessungen.

Der Nachweis hochenergetischer Protonen in tiefunelastischer ep–Streuung und die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{\mathrm{d}^3\sigma(ep \to e'p'X)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}}$ für Protonen mit einem Transversalimpuls $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ und Energien von $580\,\mathrm{GeV} < E'_p < 740\,\mathrm{GeV}$ ist Ziel der vorliegenden Arbeit.

[3]Solche Tauchgefäße wurden zuerst an den *Intersecting Storage Rings* (ISR) am CERN von einer Kollaboration benutzt, an der eine Gruppe des *Institutio Superiore di Sanità* in Rom maßgeblich beteiligt war.

Kapitel 2

Tiefunelastische *ep*–Streuung

In diesem Kapitel werden zunächst die kinematischen Größen definiert, die zur Beschreibung der tiefunelastischen *ep*–Streuung (DIS) im allgemeinen und der diffraktiven *ep*–Streuung im besonderen benötigt werden. Da die Produktion hochenergetischer Protonen in *ep*–Stößen bei HERA bisher nur im Zusammenhang mit diffraktiven Prozessen untersucht wurde, wird zunächst auf diffraktive *ep*–Streuung eingegangen, anschließend wird der Pion–Austausch betrachtet. Andere Modelle, die Vorhersagen für die Produktion hochenergetischer Protonen und Neutronen in DIS machen, wurden ebenfalls zunächst im Zusammenhang mit diffraktiven Ereignissen entwickelt; sie werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels besprochen.

2.1 Kinematik

Bei der tiefunelastischen *ep*–Streuung (Abb. 2.1) kollidiert ein hochenergetisches Elektron[1] mit einem Proton. Der Viererimpulsübertrag $Q^2 = -q^2$ bestimmt das Auflösungsvermögen der Streuung, das etwa $\lambda = 1/Q$ beträgt. Im Zusammenhang mit dem Partonmodell ist es nützlich, zwei weitere Größen einzuführen (Tabelle 2.1), die BJORKENsche Skalenvariable $x = Q^2/(2q \cdot P)$ und die Inelastizität $y = (q \cdot P)/(k \cdot P)$, die mit Q^2 durch den

[1]1995 wurde HERA mit Positronen betrieben; im folgenden wird zwischen Positronen und Elektronen nicht unterschieden.

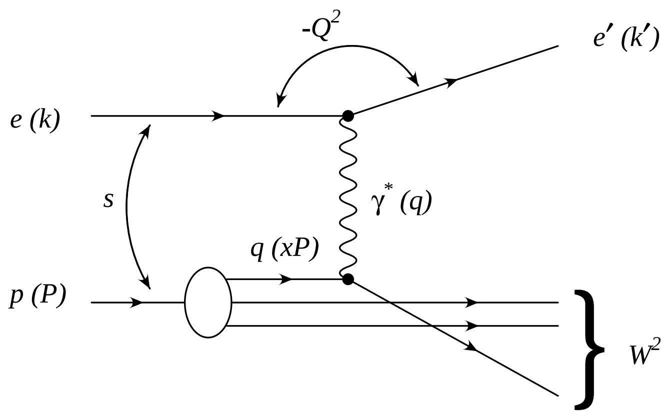


Abbildung 2.1: Tiefunelastische *ep*–Streuung.

Zusammenhang

$$Q^2 = xys \tag{2.1}$$

verbunden sind.

Im Quark–Parton–Modell kann man die ep–Streuung bei hinreichend großem $Q^2 \gg m_p^2$ als elastische Streuung des Elektrons an einem Parton auffassen, dabei ist x der Bruchteil des Protonimpulses, den das Parton trägt.

Der differentielle Streuwirkungsquerschnitt wird durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 parametrisiert[2]:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} &= \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left\{\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)2xF_1\,(x,\,Q^2)+(1-y)\left[F_2\,(x,\,Q^2)-2xF_1\,(x,\,Q^2)\right]\right\}\\
&= \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left[\left(1-y+\frac{y^2}{2[1+R\,(x,\,Q^2)]}\right)F_2\,(x,\,Q^2)\right]
\end{aligned}$$

(α ist die elektromagnetische Kopplungskonstante).

Dabei parametrisiert $2xF_1$ den Teil des Wirkungsquerschnittes, der durch den Austausch transversal polarisierter Photonen vermittelt wird (σ^T), und F_2 parametrisiert die Summe von transversalem und longitudinalem Wirkungsquerschnitt ($\sigma^T + \sigma^L$). R ist das

[2] Die dritte Strukturfunktion F_3 steht im Zusammenhang mit $W^\pm$– und Z^0–Austausch und ist nur bei großem $Q^2 \gtrsim m_W^2 \approx 6400\,\mathrm{GeV}^2$ wichtig; sie, wird hier vernachlässigt.

Größe	**Benennung**
k, k'	Viererimpuls des einlaufenden, auslaufenden Elektrons
E_e, E'_e, θ_e	Energie des einlaufenden und auslaufenden Elektrons im Laborsystem, Streuwinkel des Elektrons
P	Viererimpuls des einlaufenden Protons
E_p	Energie des einlaufenden Protons im Laborsystem
$q = k - k'$	Viererimpuls des Photons
$Q^2 = -q^2 = 4E_eE'_e\cos^2\frac{\theta_e}{2}$	Virtualität des Photons
$s = (k+P)^2 = 4E_eE_p$	Quadrat der Schwerpunktsenergie
$y = \frac{q\cdot P}{k\cdot P} = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_e}{2}$	Inelastizität
$W = \sqrt{(q+P)^2} = ys - Q^2$	Photon–Proton–Schwerpunktsenergie, Masse des hadronischen Endzustandes
$x = \frac{Q^2}{2q\cdot P} = \frac{Q^2}{ys}$	BJORKENsche Skalenvariable

Tabelle 2.1: Kinematische Größen bei tiefunelastischer ep–Streuung
Mit Laborsystem ist das Laborsystem bei HERA gemeint, in dem die Energien der einlaufenden Teilchen groß gegen ihre Massen sind und in dem der Elektronstreuwinkel bezüglich der Protonrichtung gemessen wird. Die Beziehungen zwischen x, y, Q^2 und Energie und Winkel des gestreuten Elektrons gelten nur in Abwesenheit von Photonabstrahlung.

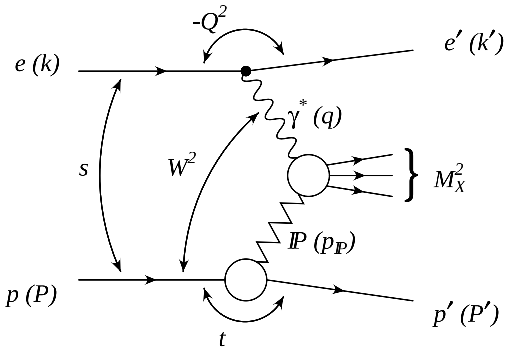


Abbildung 2.2: Diffraktive ep–Streuung.

Verhältnis beider Wirkungsquerschnitte:

$$R = \frac{\sigma^L}{\sigma^T} = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1}. \tag{2.2}$$

Im naiven Quark–Parton–Modell gilt für Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ die Callan–Gross–Relation [Cal69] $R = 0$, d. h. nur transversal polarisierte Photonen tragen zum Wirkungsquerschnitt bei. Die QCD sagt für R Abweichungen von 0 voraus, die proportional zu α_s/π (α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung) sind, in Übereinstimmung mit den bisherigen experimentellen Resultaten [BCD89, Whi90, NMC97, You96]. Bei $Q^2 = 10\,\text{GeV}^2$ und $x = 0.01$ wird $R \approx 0.25$ vorausgesagt [You96].

2.1.1 Kinematik der diffraktiven ep–Streuung

Im folgenden wird auf die kinematischen Größen eingegangen, die bei der Untersuchung diffraktiver Prozesse eine Rolle spielen. Im Rahmen Regge–orientierter Modelle werden diese Ereignisse durch Pomeron–Austausch beschrieben. Neben dem Pomeron werden noch weitere Trajektorien ausgetauscht, insbesondere die f– und die π–Trajektorien, die bei Protonenergien $E'_p < 780\,\text{GeV}$ ($x_{\mathbb{P}} > 0.05$) wichtig werden. Die Kinematik ist in allen

Größe	Benennung
$P', E'_p, P'_\perp$	Viererimpuls, Energie und Transversalimpuls des auslaufenden Protons
$p_{\mathbb{P}} = P - P'$	Viererimpuls des Pomerons
$t = p_{\mathbb{P}}^2$ $\approx t_{\text{min}} - P'^2_\perp/(1 - x_{\mathbb{P}})$	Impulsübertrag des Pomerons
$M_X = \sqrt{(q + p_{\mathbb{P}})^2}$	Schwerpunktsenergie des Photon–Pomeron–Systems
$x_{\mathbb{P}} = \frac{p_{\mathbb{P}} \cdot q}{P \cdot q} = 1 - \frac{E'_p}{E_p}$	Impulsbruchteil des Pomerons vom Protonimpuls
$\beta = \frac{Q^2}{2p_{\mathbb{P}} \cdot q} = x/x_{\mathbb{P}}$	Impulsbruchteil des Partons im Pomeron

Tabelle 2.2: Kinematische Größen bei diffraktiver ep–Streuung

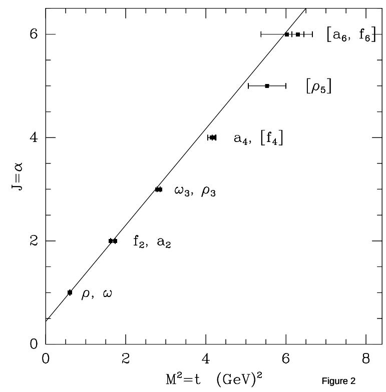


Abbildung 2.3: REGGE–Trajektorie (Abb. aus [Lan96].)

Fällen die gleiche, so daß in diesem Abschnitt „Pomeron" durch jede andere Trajektorie ersetzt werden kann.

Die diffraktive ep–Streuung (Abb. 2.2) wird neben x, y und Q^2 durch weitere kinematische Größen gekennzeichnet (Tab. 2.2): Die Größe $x_{\mathbb{P}}$ bezeichnet den Bruchteil des Protonimpulses, den das Proton bei der Streuung verliert und t ist der Impulsübertrag. Es gilt $t \approx t_{\min} - P_{\perp}'^2/(1 - x_{\mathbb{P}})$, wobei $t_{\min}$ der betragsmäßig minimale Impulsübertrag ist, der für die Reaktion notwendig ist:

$$t_{\min} = -\frac{x_{\mathbb{P}}^2 \mathrm{m}_p^2}{1 - x_{\mathbb{P}}}. \tag{2.3}$$

Betrachtet man das Pomeron als Teil des Protons, das seinerseits eine Substruktur besitzt, die in der tiefunelastischen Streuung aufgelöst wird, so ist es zweckmäßig, neben $x_{\mathbb{P}}$ noch β einzuführen; β kann man als Impulsbruchteil eines Partons i im Pomeron verstehen: $\beta = x_{i/\mathbb{P}}$. Man erhält den Zusammenhang

$$x = \beta \cdot x_{\mathbb{P}}. \tag{2.4}$$

2.1.2 Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt σ^D für den semiinklusiven Prozeß $ep \to e'p'X$ wird in Analogie zum inklusiven ep–Streuwirkungsquerschnitt durch eine Strukturfunktion F_2^D und das Verhältnis R^D parametrisiert:

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma^D}{\mathrm{d}\beta\, \mathrm{d}Q^2\, \mathrm{d}x_{\mathbb{P}}\, \mathrm{d}t} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left[1 - y + \frac{y^2}{2(1 + R_2^{D\,(4)})}\right] F_2^{D\,(4)}\,(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}},\, t). \tag{2.5}$$

$R_2^{D\,(4)}$ kann von allen vier kinematischen Größen abhängen. Die bisherigen Messungen bei HERA wurden im Bereich $y \lesssim 0.5$ durchgeführt, wo R nur geringen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt hat.

Da t ohne den Nachweis des gestreuten Protons in der Regel nicht meßbar ist (eine Ausnahme bilden Prozesse, bei denen ein einzelnes Vektormeson erzeugt wird), wird bei der Messung implizit über t integriert, man kommt zu dem dreifach differentiellen

Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D}{\mathrm{d}\beta\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} = \int\limits_{t_{\max}}^{t_{\min}} \frac{\mathrm{d}^4\sigma^D}{\mathrm{d}\beta\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}\,\mathrm{d}t}\mathrm{d}t. \tag{2.6}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt wird durch die Strukturfunktion $F_2^{D\,(3)}$ parametrisiert:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D}{\mathrm{d}\beta\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}\left[1 - y + \frac{y^2}{2(1+R_2^{D\,(3)})}\right] F_2^{D\,(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}). \tag{2.7}$$

Diese Strukturfunktion wurde von H1 [H1C95c] und ZEUS [ZEU95b] gemessen. Die bisherigen Messungen von $F_2^{D\,(3)}$ enthalten noch einen unbekannten Anteil von Ereignissen, bei denen das Proton dissoziiert; die Masse des dissoziierenden Systems Y ist dabei durch die Detektorakzeptanz auf relativ kleine Werte $M_Y \lesssim 4\,\mathrm{GeV}$ begrenzt.

Es ist möglich, diese Parametrisierung auf beliebige Prozesse $ep \to e'p'X$ auszudehnen, unabhängig vom Vorliegen einer Rapiditätslücke: In der vorliegenden Arbeit wird eine Strukturfunktion $F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2\,x_{\mathbb{P}})$ eingeführt, die den Wirkungsquerschnitt $\sigma\,(ep \to e'p'X)$ für die Erzeugung führender Protonen mit einem Transversalimpuls $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ parametrisiert.

Die beiden Strukturfunktionen$F_2^{D\,(3)}$ und $F_2^{LP\,(3)}$ unterscheiden sich dadurch, daß bei der Messung von $F_2^{LP\,(3)}$ nur über einen Teil des t–Spektrums integriert wird ($t_{\max} \approx -\frac{p_{\perp,\max} - x_{\mathbb{P}}^2 \cdot m_p^2}{1-x_{\mathbb{P}}}$), und daß $F_2^{D\,(3)}$ auch Ereignisse einschließt, bei denen ein Neutron entsteht (π^+–Austausch) oder das Proton dissoziiert.

2.2 Regge–Theorie

Die Regge–Theorie [Reg59, Reg60, Gou83] bildet die Grundlage einer phänomenologischen Beschreibung, mit der sich die Wirkungsquerschnitte einer Vielzahl hadronischer Reaktionen parametrisieren lassen. Der Streuprozeß $AB \to XY$ wird in diesem Bild durch den Austausch einer Regge–Trajektorie beschrieben.

Eine Regge–Trajektorie ist charakterisiert durch eine Funktion von t (Abb. 2.3):

$$\alpha_R\,(t) = \alpha_R\,(0) + \alpha'_R \cdot t. \tag{2.8}$$

Beim Austausch der Trajektorie im t–Kanal bezeichnet t den Viererimpulsübertrag bei der Streuung und ist negativ. Im Fall der t–Kanal–Reaktion, wenn $t > 0$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist, entsprechen ganzzahlige Werte von α dann dem Spin eines reellen Teilchens der Masse $\sqrt{t}$. Jede Trajektorie besitzt definierte Quantenzahlen, insbesondere Parität P, Ladungskonjugationsparität C und Isospin I. Das Pomeron trägt die Vakuumquantenzahlen $I = 0$, $P = C = +1$, während die Piontrajektorie den Isospin 1, die Parität $P = -1$ und, im Fall der π^0–Trajektorie, die Ladungskonjugationsparität $C = +1$ besitzt.

Der Wirkungsquerschnitt für den elastischen Streuprozeß $AB \to AB$ (Abb. 2.4a) ist im Reggebild:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta_{AR}^2\,(t)\,\beta_{BR}^2\,(t)}{16\pi s^2}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_R(t)}. \tag{2.9}$$

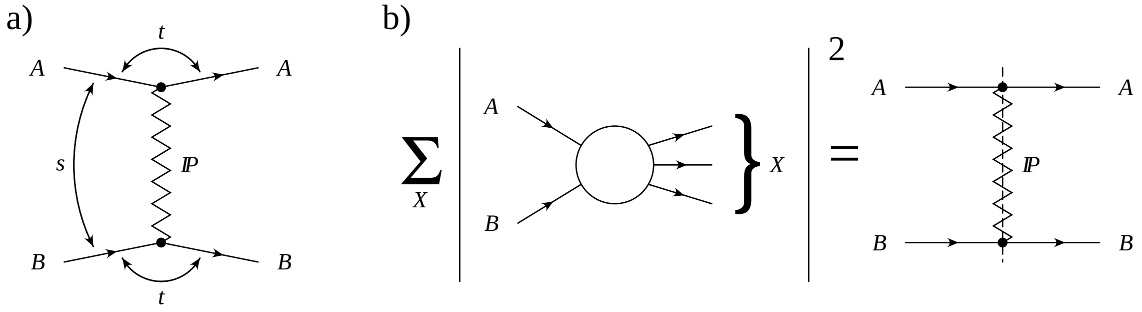


Abbildung 2.4: Elastische Streuung (a) und totaler Wirkungsquerschnitt (b) im REGGE–Bild.
In (b) wird die Quadratur der Streuamplitude und die Summation über alle Endzustände der Reaktion $AB \to X$ durch die Amplitude für den Austausch eines Pomerons bei $t = 0$ ersetzt (siehe z. B. [Gou83]).

Dabei sind $\beta_{AR}(t)$ und $\beta_{BR}(t)$ Formfaktoren für die Kopplung der beiden Streupartner an die Trajektorie R.

Der Wirkungsquerschnitt 2.9 ist das Produkt von Faktoren, die nur von der Kopplung je eines der Streupartner A und B an die Trajektorie R abhängen. Dies wird als Faktorisierung bezeichnet. s_0 ist eine Skala von der Größenordnung des Quadrats der Protonmasse, oft wird $s_0 = \alpha_{\mathbb{P}}'^{-1}$ gesetzt.

Experimentelle Resultate zeigen, daß sich die Vertexfaktoren gut durch eine Exponentialfunktion annähern lassen:

$$\beta_{AR}(t) \approx \beta_{AR}(0) \exp(B_{AR}t).$$

Damit und mit der linearen Näherung (Gl. 2.8) der Trajektorie erhält man den Ausdruck

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} = \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}\right|_{\substack{t=0\\ s=s_0}} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2[\alpha_R(0)-1]} \exp(bt) \tag{2.10}$$

mit

$$b = b(s_0) + 2\alpha_R' \ln(s/s_0). \tag{2.11}$$

Das Anwachsen von b mit s wird als *shrinkage* bezeichnet, weil die t–Verteilung mit wachsender Schwerpunktsenergie immer enger wird. Die *shrinkage* wird bestimmt durch den Anstieg α_R' der REGGE–Trajektorie; für die Pomerontrajektorie wurde aus Daten der elastischen pp– und $\bar{p}p$–Streuung [Amo85] $\alpha_{\mathbb{P}}' = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bestimmt [Don86]. Übliche Werte für b liegen zwischen 4 und $10\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt (Abb. 2.4b) erhält man

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{\beta_{AR}(0)\,\beta_{BR}(0)}{s}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(0)}.$$

Für $\alpha_R(0) < 1$ fällt der Wirkungsquerschnitt mit wachsender Schwerpunktsenergie. Daher wird bei hohem s der Wirkungsquerschnitt durch den Pomeronaustausch dominiert, da das Pomeron die einzige Trajektorie mit einem Achsenabschnitt $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \epsilon > 1$ ist.

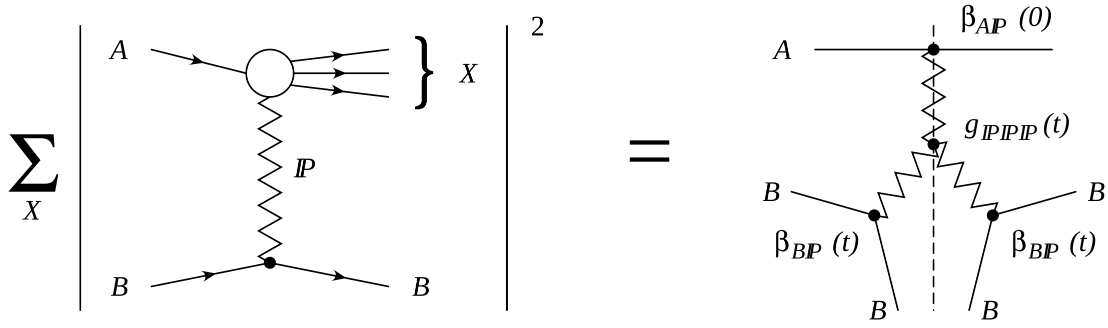


Abbildung 2.5: Diffraktive Dissoziation und Drei–Pomeron–Kopplung
Bei großen Schwerpunktsenergien $s \gg M_X^2$ kann die Quadratur der Streuamplitude und Summation über alle Endzustände X durch die Amplitude für den Austausch eines Pomerons ersetzt werden.

Eine Anpassung an die totalen Wirkungsquerschnitte einer Anzahl von Hadron–Hadron–Streuprozesse ergibt einen Wert $\epsilon = 0.0808$ [Don92].

Für den Prozeß $AB \to XB$, bei dem Teilchen A diffraktiv dissoziiert (Abb. 2.5), ergibt sich im Falle des Pomeronaustausches mit $\epsilon = \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1$ folgende Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2} &= \frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\,\beta_{B\mathbb{P}}^2(t)\,g_{\mathbb{PPP}}}{16\pi s^2}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}\left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \\ &\approx \left.\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2}\right|_{\substack{s=s_0\\ t=0\\ M_X=M_0}}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\epsilon}\left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{-(1+\epsilon)}\exp(bt), \end{aligned} \tag{2.12}$$

wobei $g_{\mathbb{PPP}}$ die Drei–Pomeron–Kopplungskonstante ist (Abb. 2.5), die in guter Näherung von t unabhängig ist. Ihr Wert wurde zu $g_{\mathbb{PPP}} = 0.364\mathrm{mb}^{\frac{1}{2}}$ bestimmt [Coo81]. Für b ergibt sich

$$b\,(s,\,M_X^2) = b\,(s_0,\,M_0^2) + 2\alpha'_{\mathbb{P}}\ln\left(\frac{s}{s_0}\frac{M_0^2}{M_X^2}\right).$$

Die für b gemessenen Werte, die in der Regel über den ganzen M_X–Bereich gemittelt sind, sind typischerweise etwa halb so groß wie die b–Werte der entsprechenden elastischen Reaktion.

Die Parametrisierung 2.12 gibt das t– und M_X–Spektrum bei Protondissoziation im Bereich $4\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim M_X^2 \lesssim 0.1\,s$ gut wieder [Alb81, Gou83]. Bei kleineren Massen variiert b stark mit M_X^2, so daß sich resonanzartige Überhöhungen im M_X–Spektrum bei festem t ergeben; diese Überhöhungen finden sich bei den Massen der Nukleonresonanzen, die durch Pomeronaustausch angeregt werden können.

Mit der Phänomenologie des Pomerons lassen sich bei Hinzunahme einer weiteren Trajektorie, des Reggeons (Abb. 2.3), eine Vielzahl von Daten der Hadron–Hadron–Streuung sehr gut parametrisieren, so der Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte für pp–, πp–, Kp–Streuung [Don92] und der totale γp–Wirkungsquerschnitt [H1C95d, ZEU94]. Diese Reggeon–Trajektorie ist als effektive Trajektorie zu sehen, die die Beiträge aller nichtführenden Trajektorien zusammenfaßt, die zur Streuung beitragen. Dies sind vor allem die nahezu entarteten ρ–, ω–, f– und a–Trajektorien, die sich durch Isospin und Parität unterscheiden.

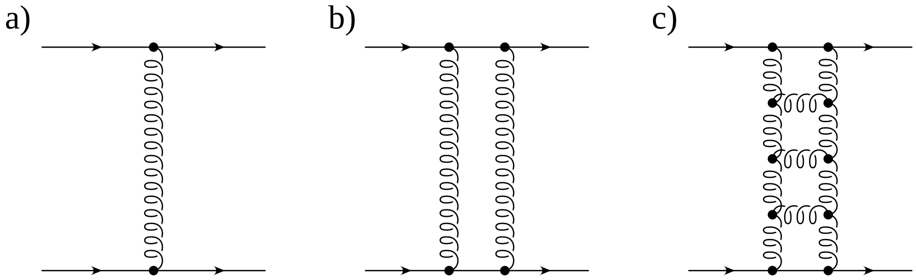


Abbildung 2.6: Austausch eines Gluons (a), zweier Gluonen (b) und einer Gluonleiter (c) zwischen zwei Quarks.

Der Anstieg der elastischen Photoproduktionswirkungsquerschnitte der leichten Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ mit $s_{\gamma p}$ wird gut durch Formel 2.10 wiedergegeben [ZEU96b, ZEU95e, ZEU96d, ZEU97, H1C96a, Don92]. Dagegen wird der Anstieg des Wirkungsquerschnittes für elastische J/ψ–Photoproduktion drastisch unterschätzt [ZEU95a, H1C96c]. Hier sind Werte für ϵ von etwa 0.225 nötig, um den Verlauf des Wirkungsquerschnittes zu beschreiben. Ebenfalls nicht im Einklang mit Vorhersagen des Modells des Pomeronaustausches [Don94] stehen die HERA–Messungen der Protonstrukturfunktion F_2 [ZEU96a, H1C96d], die bei kleinem x einen starken Anstieg von F_2 zeigen, der im REGGE–Modell nicht erwartet wird.

Insgesamt zeigt sich, daß der phänomenologische Ansatz von DONNACHIE und LANDSHOFF eine Fülle von Daten gut beschreibt, daß aber Reaktionen, bei denen eine harte Skala involviert ist wie Q^2, die Masse des *charm*–Quarks oder große Transversalimpulse von Teilchen im Endzustand [H1C97c] eine Tendenz zu einem steileren Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie zeigen. Dieser steilere Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei Prozessen mit einer harten Skala erfordert zu seiner Beschreibung ein Pomeron mit einem größeren Achsenabschnitt $\alpha_{\mathbb{P}}(0) \approx 1.2 - 1.5$ als dem des „weichen“ Pomerons mit $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.08$. Ein solches Pomeron wird als „hartes“ Pomeron bezeichnet.

Das harte Pomeron

Da die Pomerontrajektorie nicht mit bekannten $q\bar{q}$–Zuständen in Verbindung steht, keine *flavor*–Quantenzahlen wie Isospin, *strangeness, charm* etc. trägt, ist es natürlich, sie im Rahmen der QCD als Gluonaustausch zu beschreiben. Bereits der Austausch eines Gluons zwischen zwei Quarks (Abb. 2.6a) ergibt einen von der Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ unabhängigen Wirkungsquerschnitt (bis auf Terme der Ordnung $\hat{t}/\hat{s}$) [Del95]:

$$\frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}}{\mathrm{d}\hat{t}} = \frac{9}{2}\pi\alpha_s^2\frac{1}{\hat{t}^2}, \tag{2.13}$$

wobei $\hat{t}$ der Impulsübertrag bei der Quark–Quark–Streuung ist. Da das Pomeron farbneutral ist und eine positive Eigenparität besitzt, ist zur Beschreibung diffraktiver Prozesse der Austausch von mindestens zwei Gluonen nötig [Low75, Nus75] (Abb. 2.6b). Ein derartiges Modell [Lan87] ergibt einen totalen Quark–Quark–Wirkungsquerschnitt, der unabhängig von der Schwerpunktsenergie ist, ein Hinweis darauf, daß man hiermit bei Berücksichtigung des Austausches weiterer Gluonen die für diffraktive Prozesse charakteristische schwache Energieabhängigkeit erklären könnte.

Die Verallgemeinerung des Zwei–Gluon–Austausches ist die Berechnung von Leitergraphen (Abb. 2.6c), bei der eine beliebige Anzahl von Gluonen zwischen den beiden Gluonen ausgetauscht wird. Diese Berechnungen wurden zuerst in [Lip76, Kur76] für Yang–Mills–Theorien mit gebrochener $SU(2)$–Symmetrie und in [Kur77, Bal78] für die QCD durchgeführt. Das Ergebnis ist, daß sich eine solche Gluonleiter effektiv wie ein Pomeron verhält mit einem Achsenabschnitt [Lan94]

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \frac{12\alpha_s \ln 2}{\pi}.$$

Dieses Pomeron wird als "hartes" oder "BFKL"–Pomeron bezeichnet. Setzt man im nichtpertubativen Bereich $\alpha_s \approx 0.2$ [Lan94], so erhält man $\alpha_{\mathbb{P}}(0) \approx 1.5$, ein Wert, der viel höher ist als der Wert von 1.08, der sich aus den Hadron–Experimenten für das weiche Pomeron ergibt. Rechnungen mit weiteren Annahmen liefern einen kleineren Wert von $\alpha_{\mathbb{P}}(0) \approx 1.4$ [Lan94].

Allerdings ergeben sich aus den Daten der J/ψ–Photo– und Elektroproduktion [ZEU95a, H1C96c, H1C96b] sowie aus den F_2–Messungen [ZEU96a, H1C96d] Werte für $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, die mit 1.225 bis 1.3 deutlich über 1.08 liegen, was ein Hinweis darauf sein könnte, daß das harte Pomeron in diesen Reaktionen eine Rolle spielt. Es ist unklar, ob es einen kontinuierlichen Übergang zwischen weichem und hartem Pomeron gibt, wenn eine harte Skala wie z. B. Q^2 in der tiefunelastischen ep–Streuung ins Spiel kommt, oder ob das harte Pomeron einen Beitrag zum Streuquerschnitt liefert, der zu dem des weichen Pomerons addiert werden muß [Lan94].

2.3 Der diffraktive Beitrag zu F_2

Schon 1985 wurde in [Ing85] das Konzept einer Pomeron–Strukturfunktion vorgeschlagen. Aufgrund der Faktorisierung, die allgemein bei diffraktiven Prozessen beobachtet wird, wird der Hadron–Hadron–Wirkungsquerschnitt aufgeteilt in das Produkt aus einem Pomeron–Flußfaktor und dem Pomeron–Hadron–Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{AB\to XB}}{\mathrm{d}t\ M_X^2} = \mathcal{F}_{\mathbb{P}/B}(x_{\mathbb{P}/B}, t)\sigma^{A\mathbb{P}\to X}(x_{\mathbb{P}}s).$$

Dies ist analog zur Situation in der Photoproduktion, wo ein Photonflußfaktor eingeführt wird, der den ep–Wirkungsquerschnitt mit dem γp-Wirkungsquerschnitt verbindet [Wei34, Wil34, Bud75].

Der Unterschied zur Photoproduktion besteht darin, daß es sich beim Pomeronaustausch nicht um den Austausch eines virtuellen Teilchens mit einem einzelnen Pol bei $t = M^2$ handelt ($t = 0$ im Falle der Photoproduktion). Es gibt keinen Wirkungsquerschnitt für die Streuung reeller „Pomeronen“ an Hadronen, daher ist die Normierung von Pomeron–Fluß und Pomeron–Hadron–Wirkungsquerschnitt willkürlich, nur das Produkt beider Faktoren ist meßbar. Es wird daher bezweifelt, ob für die Partondichten im Pomeron Summenregeln wie bei reellen Hadronen gelten [Lan95].

Im Fall harter, diffraktiver Prozesse, wie der Produktion von zwei *jets* in diffraktiven Hadron–Hadron–Stößen, kann man den Pomeron–Hadron–Wirkungsquerschnitt durch

Partondichten und Parton–Parton–Wirkungsquerschnitte ausdrücken:

$$\sigma\,(\mathbb{P}A \to jj) = \sum_i \sum_k \int\limits_{x_{i/\mathbb{P}}} \int\limits_{x_{k/A}} i_{\mathbb{P}}\,(x_{i/\mathbb{P}}) k_A\,(x_{k/A}) \hat{\sigma}\,(ik \to jj)$$

($i_{\mathbb{P}}$ sind die Partondichten der Partonen i im Pomeron, k_A die Partondichten im Hadron A). Für die diffraktive ep–Streuung ergibt sich mit diesem Ansatz

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^4\sigma^D}{\mathrm{d}\beta\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}\,\mathrm{d}t} &= \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t) \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{e\mathbb{P}}}{\mathrm{d}\beta\,\mathrm{d}Q^2} && (2.14)\\ &= \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t) \frac{4\pi\alpha^2}{\beta\,Q^4}\left[1 - \tilde{y} + \frac{\tilde{y}^2}{2(1+R^{\mathbb{P}})}\right] F_2^{\mathbb{P}}\,(\beta,\,Q^2) && (2.15) \end{aligned}$$

mit $\tilde{y} = (q \cdot p_{\mathbb{P}})/(k \cdot p_{\mathbb{P}})$. Berücksichtigt man, daß wegen $P_{\mathbb{P}} \approx x_{\mathbb{P}} P$ auch $\tilde{y} \approx y$ gilt, so ergibt der Vergleich von 2.15 mit 2.5 den Zusammenhang

$$F_2^{D\,(4)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}},\,t) = \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t)\, F_2^{\mathbb{P}}\,(\beta,\,Q^2)$$

und damit

$$F_2^{D\,(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = F_2^{\mathbb{P}}\,(\beta,\,Q^2) \int\limits_t \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t)\mathrm{d}t.$$

Zur Bestimmung des Flußfaktors $\mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t)$ betrachtet man den Streuprozeß $Ap \to Xp$. Mit der Definition

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{p_A \cdot p_{\mathbb{P}}}{p_A \cdot p_B} \approx \frac{M_X^2}{s}$$

erhält man aus

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2} = \frac{\beta_{A\mathbb{P}}\,(0)\,\beta_{p\mathbb{P}}^2\,(t)\,g_{\mathbb{PPP}}}{16\pi s^2}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)} \left(\frac{M_X^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}\,(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)}$$

den Ausdruck

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} &= s\frac{\beta_{A\mathbb{P}}\,(0)\,\beta_{p\mathbb{P}}^2\,(t)\,g_{\mathbb{PPP}}}{16\pi s^2}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)} \left(\frac{x_{\mathbb{P}}s}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}\,(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)}\\ &= \frac{\beta_{A\mathbb{P}}\,(0)\,\beta_{p\mathbb{P}}^2\,(t)\,g_{\mathbb{PPP}}}{16\pi s_0^2}\left(\frac{x_{\mathbb{P}}s}{s_0}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}\,(0)-1} \left(\frac{s_0}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}\,(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)}. \end{aligned}$$

Dies kann man aufspalten in den Pomeron–Fluß

$$\mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t) = \frac{\beta_{p\mathbb{P}}^2\,(t)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)} \approx \frac{\beta_{p\mathbb{P}}^2\,(0)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{-(1+2\epsilon)} \exp\,(bt) \qquad (2.16)$$

(dabei ist $b = b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln x_{\mathbb{P}}$) und den $\mathbb{P}A$–Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{\mathbb{P}A}\,(x_{\mathbb{P}}s,\,t) = \frac{\pi\beta_{A\mathbb{P}}\,(0)\,g_{\mathbb{PPP}}\,(t)}{4s_0^2}\left(\frac{x_{\mathbb{P}}s}{s_0}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}\,(0)-1} \left(\frac{s_0}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}\,(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}\,(t)}.$$

Sind die Massenskalen M_0^2 und s_0 gleich und vernachlässigt man eine t–Abhängigkeit von $g_{\mathbb{PPP}}$, so ist $\sigma^{\mathbb{P}A}$ unabhängig von t. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die relative

Normierung von Fluß und Wirkungsquerschnitt im Prinzip beliebig ist; die verwendete Konvention ist die von DONNACHIE und LANDSHOFF [Lan95].

Integriert man $\mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ über t, so erhält man die Beziehung

$$\int\limits_{t=t_{\max}}^{t_{\min}} \mathcal{F}_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)\mathrm{d}t = \frac{\beta_{p\mathbb{P}}^2(0)}{4\pi^2}\frac{x_{\mathbb{P}}^{-(1+2\epsilon)}}{b(x_{\mathbb{P}})}[\exp(bt_{\min}) - \exp(bt_{\max})],$$

und damit für den Fall $|t_{\min}| \ll 1/b$ und $|t_{\max}| \gg 1/b$ die Vorhersage

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) \propto x_{\mathbb{P}}^{-a} F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2).$$

Der Exponent a hat den Wert

$$a \approx 1 + 2\epsilon - 2\alpha'_{\mathbb{P}}/\langle b\rangle,$$

wobei $\langle b\rangle$ der über t gemittelte b–Wert ist (gleichzeitig ist $-1/\langle b\rangle$ der mittlere t–Wert). Der Term $-2\alpha'_{\mathbb{P}}/\langle b\rangle$ resultiert daraus, daß man bei endlichem, negativem t mißt, so daß $\alpha_{\mathbb{P}}(t) < \alpha_{\mathbb{P}}(0)$ ist. Für das weiche Pomeron ist $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$, und typische Werte für b sind $4\,\mathrm{GeV}^{-2} \leq b \leq 10\,\mathrm{GeV}^{-2}$, so daß man für $2\alpha'_{\mathbb{P}}/\langle b\rangle$ Werte zwischen 0.05 und 0.125 erwartet. Für das weiche Pomeron ergibt sich daraus $a = 1.04$ bis 1.11.

Die experimentellen Daten stützen diese Vermutung; die Ergebnisse der Messungen sind $a = 1.19 \pm 0.06 \pm 0.07$ [H1C95c] und $a = 1.30 \pm 0.08\,^{+0.08}_{-0.14}$ [ZEU95b]. Beide Werte sind mit der Erwartung $a \lesssim 1.16$ für das weiche Pomeron verträglich. Beide Messungen sind mit der Annahme der Faktorisierung des diffraktiven Wirkungsquerschnittes konsistent und setzen damit Grenzen für die Größe der Faktorisierungsverletzung, die von einigen QCD–inspirierten Modellen vorhergesagt [Gen95] oder erwartet [Col95] wird. Neuere Messungen [H1C96f] zeigen eine solche Faktorisierungsverletzung [H1C96f]. Sie können nur noch mit einem Exponenten a beschrieben werden, der von β [H1C96f] oder von $x_{\mathbb{P}}$ [Gol97] abhängt.

2.4 Pion–Austausch

Obwohl Pomeronaustausch bei hohen Energien den dominanten Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt darstellt, gibt es kinematische Bereiche, in denen andere REGGE–Trajektorien wesentliche Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. Bei hohem $x_{\mathbb{P}} \gtrsim 0.1$ ist besonders die Pion–Trajektorie wichtig mit [Alb81]

$$\alpha_\pi(t) \approx 0 + 0.8\,\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t.$$

Der Flußfaktor virtueller Pionen hat die Form (vergleiche Gl. 2.16; die Variable $x_{\mathbb{P}}$ wird beibehalten, sie bezeichnet jetzt den Impulsbruchteil des virtuellen Pions)

$$\mathcal{F}_{\pi/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{\beta_{p\pi}^2(t)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_\pi(t)} \approx \frac{\beta_{p\pi}^2(0)}{4\pi^2} x_{\mathbb{P}}^{-[1-2\alpha_\pi(t)]} \exp(bt).$$

Der Wirkungsquerschnitt ist

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} = s\frac{\beta_{A\mathbb{P}}(0)\,\beta_{p\pi}^2(t)\,g_{\mathbb{P}\pi\pi}}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} x_{\mathbb{P}}^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_\pi(t)},$$

skaliert also mit s und steigt bei kleinem $|t|$ etwa linear mit $x_{\mathbb{P}}$ an $(\alpha_{\mathbb{P}}(0) - 2\alpha_{\pi}(t) \approx 1)$. Messungen hadronischer Reaktionen zeigen, daß bei $x_{\mathbb{P}} \gtrsim 0.10$ Pion–Austausch über Pomeron– und f– Austausch dominiert [Alb81].

Dies ist der kinematische Bereich, in dem das H1–FPS in der 1995 vorhandenen Konfiguration mißt. Damit bietet sich die Möglichkeit, den Übergang zwischen Pomeron– und Pion–dominierten Prozessen zu beobachten.

Da das Pion ein isovektorielles Teilchen ist, gibt es neben der Streuung des γ^* am π^0 auch die Streuung an π^+–Mesonen (aus der Isospinsymmetrie folgt ein Verhältnis von 1/3 zu 2/3 für beide Prozesse). Durch den Nachweis des entstehenden Neutrons in Vorwärts–Neutron–Kalorimetern, wie sie 1995 von ZEUS [ZEU96c] und H1 [H1C96e] betrieben wurden, kann man diesen Prozeß nachweisen.

Überdies ist Pion–Austausch interessant, weil es zahlreiche Daten zur Streuung reeller Pionen an Nukleonen gibt, was zum einen die absolute Normierung des Flußfaktors erlaubt, zum anderen gibt es bereits Parametrisierungen der Partondichten im Pion [Glü92, Sut92], die mit den experimentellen Daten verglichen werden können.

2.5 Andere Modelle für diffraktive *ep*–Streuung

Das Pomeron als farbloser Teil des Protons ist nicht die einzige Möglichkeit, die beobachteten *ep*–Streuereignisse mit einer Rapiditätslücke zu beschreiben.

Ein Modell ist das der "Wee–Partonen" [Bjo71, Buc94, Buc95a]; darin wird angenommen, daß Partonen im Proton sich zu *clustern* zusammenfinden, die Spin 0 haben und die Vakuum–Quantenzahlen tragen; die Streuung des Elektrons an diesen *clustern* führt zu Ereignissen mit einer Rapiditätslücke. Die Vorhersage des Modells ist [Buc95a]

$$F_2^{D\,(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}) \propto g\,(x_{\mathbb{P}},\, Q^2),$$

d. h. $F_2^{D\,(3)}$ ist unabhängig von β und proportional zur Gluon–Dichte $g\,(x,\, Q^2)$ im Proton. Daraus ergibt sich die Vorhersage des "Buchmüller–Skalenverhaltens"

$$F_2^{D\,(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}) = \frac{D}{x_{\mathbb{P}}} F_2\,(x_{\mathbb{P}},\, Q^2) \tag{2.17}$$

mit dem freien Parameter D.

2.5.1 Weicher Farbaustausch

Ein anderes Modell ist das des weichen Farbaustausches (*soft color interactions*) [Buc95b]. Es wird davon ausgegangen, daß im Bereich $x < 10^{-3}$ der *ep*–Wirkungsquerschnitt durch die Photon–Gluon–Fusion (Abb. 2.7a) dominiert wird. Das dabei entstehende $q\bar{q}$–Paar übernimmt die Farbladung des Gluons, gehört also zu einem Farb–Oktett. Da sich das $q\bar{q}$–Paar im Farbfeld des Protons befindet, kann es noch weitere Gluonen mit dem Protonrest austauschen, die zu einer Rotation des Farbspins im Farbraum führen, der anschließend statistisch verteilt ist. Daher wird erwartet, daß sich das $q\bar{q}$–Paar mit einer Wahrscheinlichkeit von 8/9 in einem Oktett–Zustand und mit 1/9 Wahrscheinlichkeit in einem Singlett–Zustand befindet. Diese Vorhersage paßt gut zu dem experimentellen Ergebnis, daß etwa 10 % aller tiefunelastischen *ep*–Ereignisse eine Rapiditätslücke aufweisen

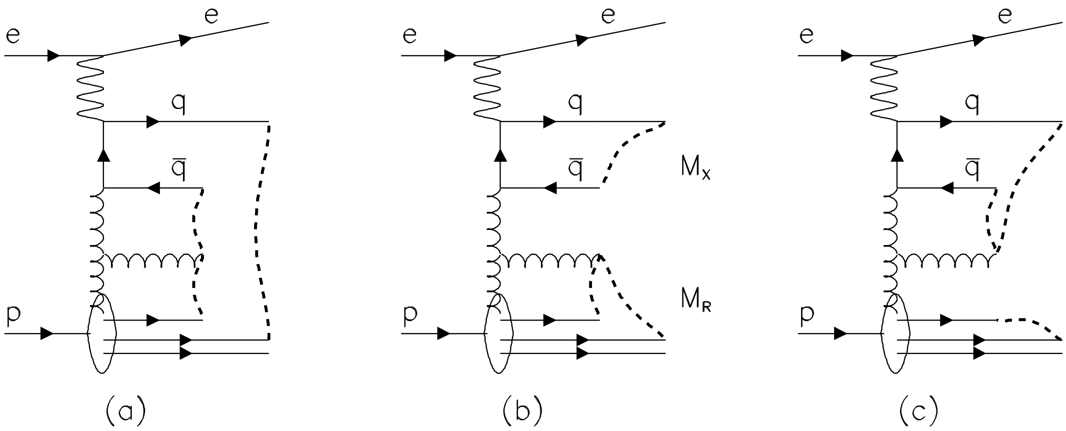


Abbildung 2.7: String–Anordnung ohne (a) und mit (b, c) weichem Farbaustausch. Aus [Edi96]

[H1C95c]. Für $F_2^{D\,(3)}$ erhält man die Vorhersage

$$F_2^{D\,(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = \frac{1}{9}\frac{\alpha_s}{2\pi}\sum_q e_q^2 g\,(x_{\mathbb{P}})\,\bar{F}_2^D\,(\beta,\,Q^2)$$

(q bezeichnet die leichten Quarks, mit der Ladung e_q) mit

$$\bar{F}_2^D\,(\beta,\,Q^2) = \beta\left([\beta^2+(1-\beta)^2]\ln\frac{Q^2}{m_g^2\,\beta^2} - 2 + 6\beta(1-\beta)\right),$$

wobei $m_g \approx 1\,\text{GeV}$ eine effektive Gluon–Masse darstellt, die aus einer Anpassung an die F_2–Daten bestimmt werden kann. Auch dieses Modell führt auf das Buchmüller–Skalenverhalten (Gl. 2.17), und es sagt die Proportionalitätskonstante $D \approx 0.04$ voraus.

Implementierung in LEPTO

Im Monte–Carlo–Generator LEPTO [Ing96] ist das Modells des weichen Farbaustausches in einer Form implementiert, die in [Edi96] genauer beschrieben ist. Die wesentliche Vorgehensweise illustriert Abbildung 2.7: In älteren Modellen wurde grundsätzlich angenommen, daß bei Photon–Gluon–Fusionsereignissen einerseits das erzeugte Quark mit dem Diquark des Protonrestes ein Farbsingulett bildet, andererseits das Antiquark mit dem verbleibenden Valenzquark (Abb. 2.7a). Dies ist naheliegend, da das Gluon Farbladung trägt, so daß es ein Farbfeld zwischen Protonrest und Quark–Antiquark–Paar geben sollte, und sich bei einer Aufteilung des Protonrestes in ein Quark–Diquark–System nur so zwei farbneutrale Systeme bilden lassen.

Bei einem weichen Farbaustausch gibt es weitere Möglichkeiten, Farbsinguletts zu bilden (Abb. 2.7b, c), und es ergeben sich Ereignisse mit Rapiditätslücke. Das Transversalimpulsspektrum der entstehenden Protonen (Abb. 2.8a) wird durch den primordialen Transversalimpuls der Partonen bestimmt, der etwa $1/R_p$ beträgt (R_p $\approx$0.8 fm ist der Protonradius), was zu einem e^{bt}–Spektrum führt.

Der Farbfluß im Fall der Streuung an See(anti)quarks wird so behandelt, als sei das See–Quark–Antiquark–Paar aus der Spaltung eines einzelnen Gluons entstanden. Dabei gibt es

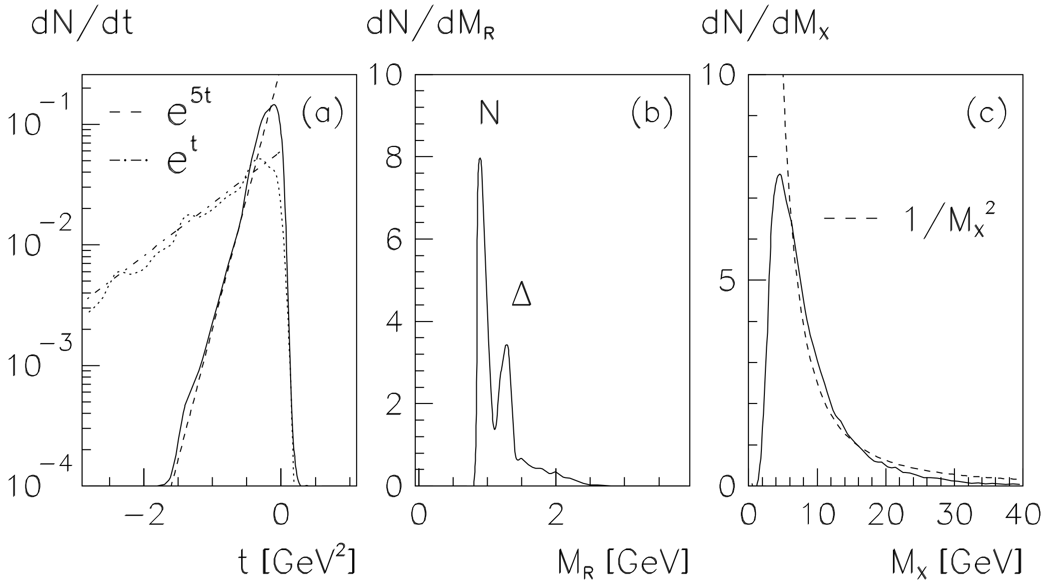


Abbildung 2.8: Eigenschaften von Ereignissen mit Rapiditätslücke im Monte–Carlo–Generator LEPTO.
a) t–Verteilung für verschiedene primordiale $p_\perp$–Verteilungen der Partonen: $\sigma = 0.44\,\mathrm{GeV}$ (durchgehende Linie) und $1\,\mathrm{GeV}$ (gepunktet).
b) Massenverteilung des Protonrestes.
c) Masse des zentralen farbneutralen Systems.
Abbildung aus [Edi96]

die zusätzliche Möglichkeit, daß ein See-Antiquark und ein Valenzquark ein farbneutrales System bilden, was einem Austausch von Quantenzahlen (speziell Isospin und Seltsamkeit) zwischen Protonrest und dem zweiten farbneutralen System entspricht. So lassen sich z. B. π^+– und K^+–Austausch beschreiben.

Der farbneutrale Protonrest kann auch angeregt sein (z. B. bei Vorliegen der Konfiguration in Abb. 2.7b), was Ereignisse ergibt, die im REGGE–Bild als diffraktive Dissoziation des Protons betrachtet werden, und die ein ähnliches Massenspektrum aufweisen (Abb. 2.8b). Eine Schwäche der Implementierung des Modells ist, daß die Erhaltung von Isospin und Parität „von Hand“ eingeführt werden muß, z. B. die Unterdrückung von Δ–Produktion, die man bei diffraktiver $p\bar{p}$–Streuung beobachtet.

Implementierung in Ariadne

Ein ähnlicher Mechanismus wie in LEPTO ist im Programm Ariadne [Lön92, Lön94] implementiert. Ariadne ist ein Programm zur Erzeugung von Gluonkaskaden nach dem Farbdipolmodell [Gus86]. In diesem Modell hat die Gluonemission andere Eigenschaften als im Partonschauermodell, was dazu führt, daß die einfache Umordnung des Farbflusses nicht ausreicht, um die beobachteten Rapiditätslücken in ep–Ereignissen zu erklären [Lön96]. Ein „Pomeron“ muß daher „von Hand“ eingeführt werden [Lön95]. Dazu wird unter Verwendung eines vorgegebenen Flußfaktors und von Pomeron–Partondichten bei jedem ep–Streuereignis eine Wahrscheinlichkeit ermittelt, daß das gestreute Parton Teil eines Pomerons war, und in diesen Fällen wird die Hadronisation anders gehandhabt als sonst.

Kapitel 3

HERA und H1

In diesem Kapitel werden der ep–Speicherring HERA und der Detektor H1 vorgestellt.

3.1 Der HERA–Speicherring

Der ep–Speicherring HERA (Abb. 3.1) am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg speichert Elektron– und Proton–Strahlen mit Energien von 27.55 und 820 GeV. Die Strahlen werden an zwei Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Detektoren ZEUS und H1 befinden, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300.6\,\mathrm{GeV}$ zur Kollision gebracht. In zwei weiteren Experimentierzonen stehen die Detektoren HERMES zur Messung von polarisierter Elektron–Nukleon–Streuung an einem Gastarget und das Experiment HERA–B, mit dem die CP–Verletzung im System der B–Mesonen nachgewiesen werden soll.

Die wichtigsten technischen Daten von HERA sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

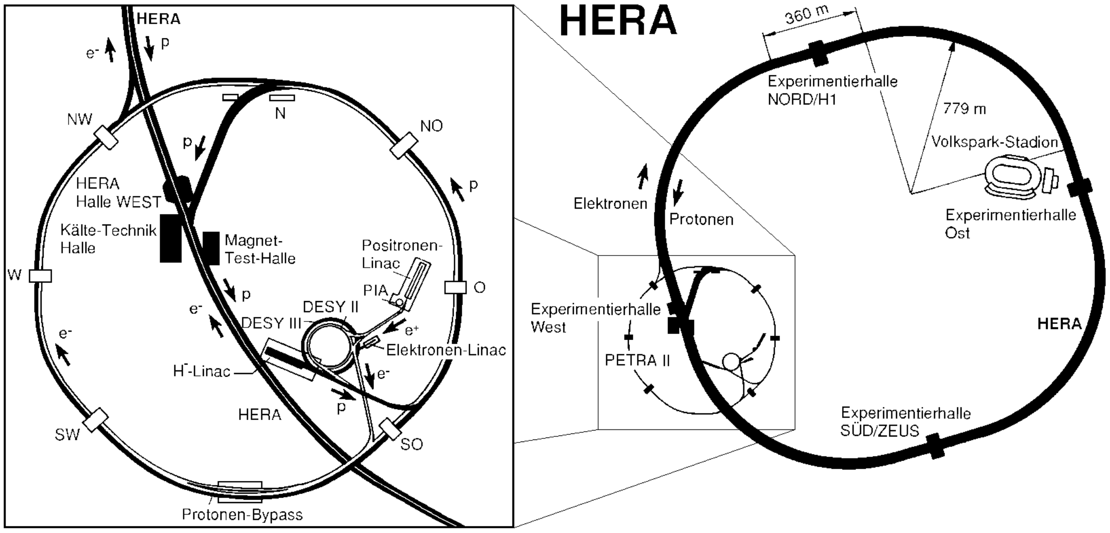


Abbildung 3.1: Der ep–Speicherring HERA

Parameter		Sollwerte HERA–p	Sollwerte HERA–e	Werte 1995 HERA–p	Werte 1995 HERA–e
Strahlenergie	[GeV]	820	30	820	27.55
Strahlstrom	[mA]	163	58	73 (54)	36 (18)
Strahllebensdauer	[h]	10	> 3	> 100	$5 - 10$
Teilchenpakete	koll.+ nicht–koll.	$210 + 0$	$210 + 0$	$174 + 6$	$174 + 15$
Schwerpunktsenergie	[GeV]	314		301	
Luminosität	$[10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}]$	16		5.9 (2.1)	
Spez. Luminosität	$[10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{mA}^{-2}]$	3.6		6.2 (4.1)	
Abstand der Pakete	[ns]	96		96	
Umfang	[m]	6336			

Tabelle 3.1: Technische Daten des ep–Speicherringes HERA
HERA–p bezeichnet den Proton–Speicherring, HERA–e den Elektron–Speicherring. Zahlen in Klammern bezeichnen Durchschnittswerte.

3.2 Der H1–Detektor

Der Detektor H1 (Abb. 3.2) dient dem Nachweis der Wechselwirkungsprodukte von ep–Streuprozessen [H1C97a, H1C97b]. Elektron– und Protonstrahl treffen sich im Wechselwirkungspunkt, der umgeben ist vom Silizium–Vertexdetektor, dem Spurkammersystem $\boxed{2}$, $\boxed{3}$, dem Kalorimeter $\boxed{4}$, $\boxed{5}$, $\boxed{12}$, $\boxed{13}$, der supraleitenden Spule $\boxed{6}$ und dem Rückflußjoch, das auch dem Myonnachweis dient $\boxed{10}$, ebenso wie das Vorwärts–Myon–Spektrometer $\boxed{11}$. Im HERA–Tunnel befindet sich in Rückwärtsrichtung[1] das Luminositätssystem mit drei Kalorimetern, die Photonen (bei $z = -103\,\mathrm{m}$) und unter kleinem Winkel gestreute Elektronen (bei $z = -33$ und $44\,\mathrm{m}$) nachweisen. Bei $z = 81$ und $90\,\mathrm{m}$ befinden sich die Stationen des FPS, und bei $z = 110\,\mathrm{m}$ ist ein Kalorimeter installiert, das Neutronen nachweist, die den Wechselwirkungspunkt unter kleinem Winkel ($\theta < 0.5\,\mathrm{mrad}$) und mit hoher Energie ($E \gtrsim 300\,\mathrm{GeV}$) verlassen.

Das Spurkammersystem ist unterteilt in das Vorwärts– und das zentrale Spurkammersystem. Im Zentralbereich werden geladene Teilchen vor allem durch die beiden Jetkammern (CJC1 und CJC2) nachgewiesen, deren Drähte parallel zur z–Achse verlaufen. Ergänzt wird die CJC durch zwei Driftkammern mit Drähten in azimutaler Richtung (CIZ und COZ) zur Messung der z–Koordinate, und zwei Proportionalkammern (CIP und COP), die Triggerzwecken dienen. Das Vorwärts–Spurkammersystem (FTD) besteht aus drei identischen Supermodulen. Diese enthalten planare Driftkammern mit parallelen Drähten in der $r\varphi$–Ebene, Proportionalkammern zu Triggerzwecken, Übergangsstrahlungsmodule sowie Driftkammern, deren Drähte radial verlaufen. Komplettiert wird das Spurkammersystem durch die Rückwärtsdriftkammer (BDC), die dem Rückwärtskalorimeter vorgelagert ist [H1C93c]. Die BDC besteht aus vier achteckigen Modulen, die jeweils zwei Drahtlagen enthalten.

[1]Bei H1 wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung im Wechselwirkungspunkt liegt (Abb. 3.2). Die z–Achse verläuft parallel zur Richtung des einfallenden Protonstrahles, die als Vorwärtsrichtung bezeichnet wird. Die x–Achse liegt horizontal und zeigt zur Mitte des HERA–Ringes, die y–Achse zeigt senkrecht nach oben. Der Polarwinkel θ bezeichnet den Winkel zur z–Achse, der Azimutwinkel φ den Winkel in der xy– bzw. $r\varphi$–Ebene zur x–Achse. Als Radius r wird die Länge des Radiusvektors in der xy–Ebene bezeichnet.

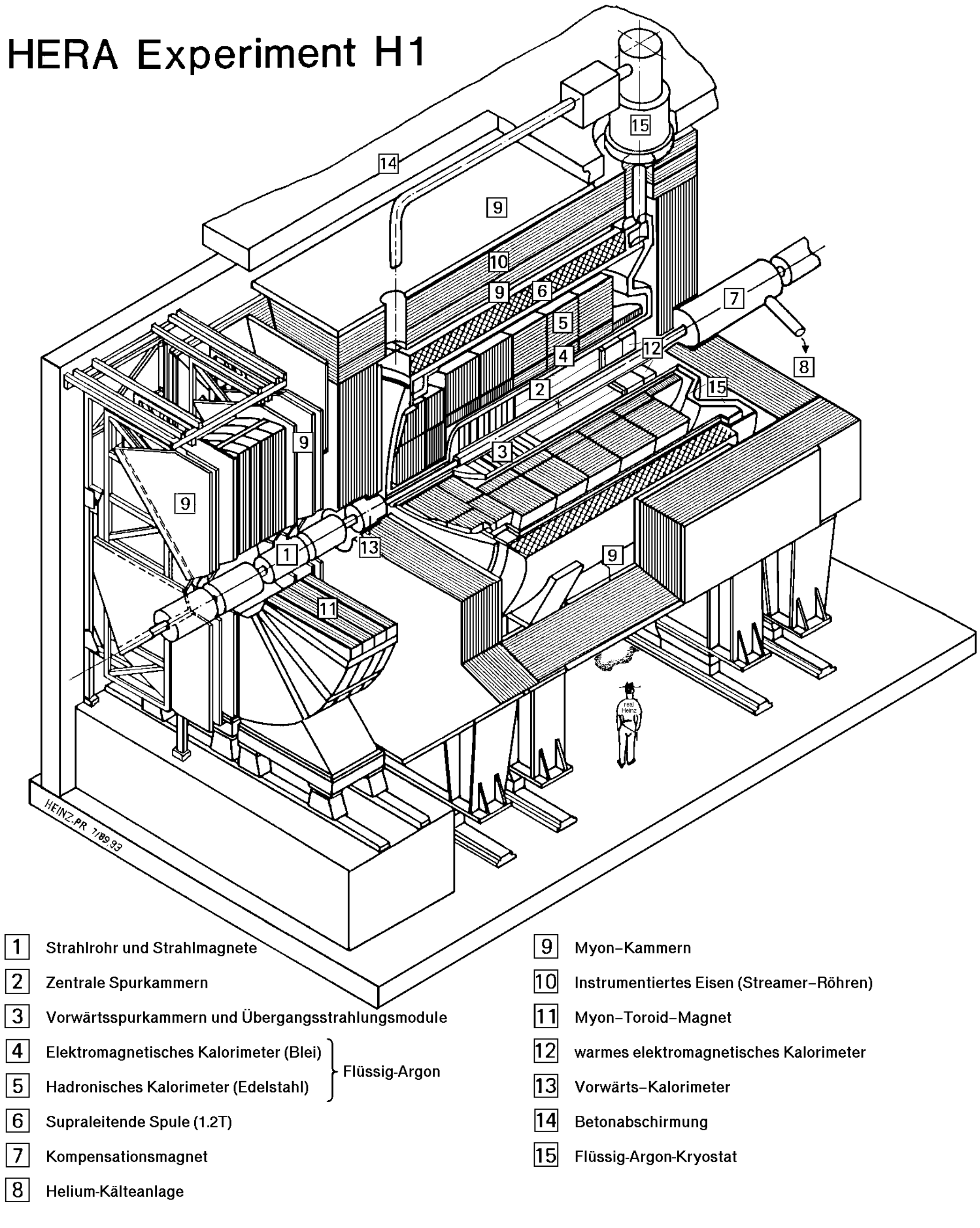


Abbildung 3.2: Der Detektor H1

Parameter			Sollwert	Wert 1995
Spurkammersystem				
Impulsauflösung $\delta p_\perp/p_\perp^2$	CJC	[%/GeV]	0.3	0.8
Winkelbereich	CJC		$20^\circ - 160^\circ$	
	FTD		$5^\circ - 25^\circ$	
	BDC		$155^\circ - 176^\circ$	
Kalorimeter				
Energieauflösung $\delta E/\sqrt{E}$	LAr (em)	$[\% \cdot \mathrm{GeV}^{-1/2}]$	10	11
	LAr (had)	$[\% \cdot \mathrm{GeV}^{-1/2}]$	55	50
	SpaCal (em)	$[\% \cdot \mathrm{GeV}^{-1/2}]$	7	7.8
Dicke	LAr (em)	$[X_0]$	$20 - 30$	
	LAr (had)	$[\lambda_I]$	$4.5 - 8$	
	SpaCal (em)	$[X_0]$	35	
	SpaCal (em+had)	$[\lambda_I]$	2	

Tabelle 3.2: Technische Daten von H1
Die Abkürzungen „em“ und „had“ bezeichnen den elektromagnetischen und hadronischen Teil des jeweiligen Kalorimeters.

Das Spurkammersystem wird von drei Kalorimetern umschlossen: dem Flüssig–Argon–Kalorimeter (LAr) $\boxed{4}$, $\boxed{5}$, dem Plug–Kalorimeter $\boxed{13}$ und dem Spaghetti–Kalorimeter (SpaCal) $\boxed{12}$. Das Flüssig–Argon–Kalorimeter ist unterteilt in einen elektromagnetischen Teil $\boxed{4}$ mit Bleiplatten als Absorber und einen hadronischen Teil $\boxed{5}$ mit Stahlplatten [H1C93a]. Das Plug–Kalorimeter benutzt Kupfer als Absorber und Siliziumdioden zur Auslese. Aufgrund der großen Menge vorgelagerten toten Materials ist seine Energieauflösung relativ schlecht. Das SpaCal $\boxed{12}$ benutzt szintillierende Fasern, die in eine Bleimatrix eingebettet sind, zur Energiemessung [H1C93c, H1S96, Gor96, H1S97]. Es besitzt einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil, die sich in Granularität und Faser–Blei–Mischungsverhältnis unterscheiden. Neben der Energie eines Teilchens mißt das SpaCal auch den Zeitpunkt der Energiedeposition mit einer Genauigkeit von etwa 1 ns, was die Identifikation von Ereignissen ermöglicht, bei denen die Produkte einer Strahl–Gas– oder Strahl–Wand–Reaktion von hinten in den Detektor eintreten.

Einige technische Daten von H1–Komponenten sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Kapitel 4

Das Vorwärts–Proton–Spektrometer

Protonen aus diffraktiven Prozessen verlassen den Detektor durch das Strahlrohr mit hohen Energien nahe der Strahlenergie und unter kleinen Polarwinkeln $\theta < 1\,\mathrm{mrad}$. Sie lassen sich daher erst in größerer Entfernung vom Wechselwirkungspunkt nachweisen, wenn ihr Abstand zum Protonstrahl groß genug ist, um dort Teilchendetektoren zu installieren.

Für diese Trennung gibt es zwei Mechanismen: Zum einen kann ein Proton aufgrund seines Transversalimpulses den Strahl verlassen; dies trifft insbesondere auf Protonen zu, die nahezu die volle Strahlenergie besitzen ($E_p' \gtrsim 0.99 \cdot E_p$). Eine geometrische Abschätzung ergibt, daß ein Proton mit einem Transversalimpuls $p_\perp = 0.4\,\mathrm{GeV}$ ($\theta \approx 0.5\,\mathrm{mrad}$) sich auf einer Strecke von $90\,\mathrm{m}$ etwa $45\,\mathrm{mm}$ von der Strahlachse entfernt. In Wirklichkeit ist die Situation komplexer, da die Strahlführungsquadrupole die Ablage vom Strahl verstärken oder vermindern. Dies wird noch ausführlich diskutiert werden. Zum anderen führt das Feld der horizontalen und vertikalen Ablenkmagnete dazu, daß Protonen, deren Energie deutlich geringer als die Strahlenergie ist, vom Strahl getrennt werden, da sie in den Magneten eine stärkere Ablenkung erfahren. Diese Dispersion kann auch zur Impulsmessung genutzt werden, so daß die Strahlführungsmagnete des HERA–Speicherringes ein magnetisches Spektrometer bilden. Diesen Weg beschreitet H1 mit dem Vorwärts–Proton–Spektrometer (FPS) in seiner derzeitigen Ausbaustufe, die zwei Stationen mit Faserhodoskopen in 81 und $90\,\mathrm{m}$ Entfernung vom Wechselwirkungspunkt umfaßt.

Im folgenden werden zunächst die Strahlführungsmagnete in der Nähe des H1–Wechselwirkungspunktes diskutiert, dann wird auf das Prinzip der Impulsrekonstruktion eingegangen, und abschließend wird der Einfluß diskutiert, den die endliche transversale Strahlgröße und eine eventuelle Verschiebung des Wechselwirkungspunktes von seiner nominellen Position haben.

4.1 Die HERA–Strahlführungsmagnete in der Umgebung von H1

HERA besteht aus zwei getrennten Speicherringen, HERA–e für Elektronen (bzw. Positronen) und HERA–p für Protonen, deren Strahlen an zwei Wechselwirkungspunkten frontal zu Kollision gebracht werden. Die Zusammenführung und Trennung der beiden Strahlen wird durch die unterschiedlichen Strahlenergien ermöglicht. In der unmittelbaren

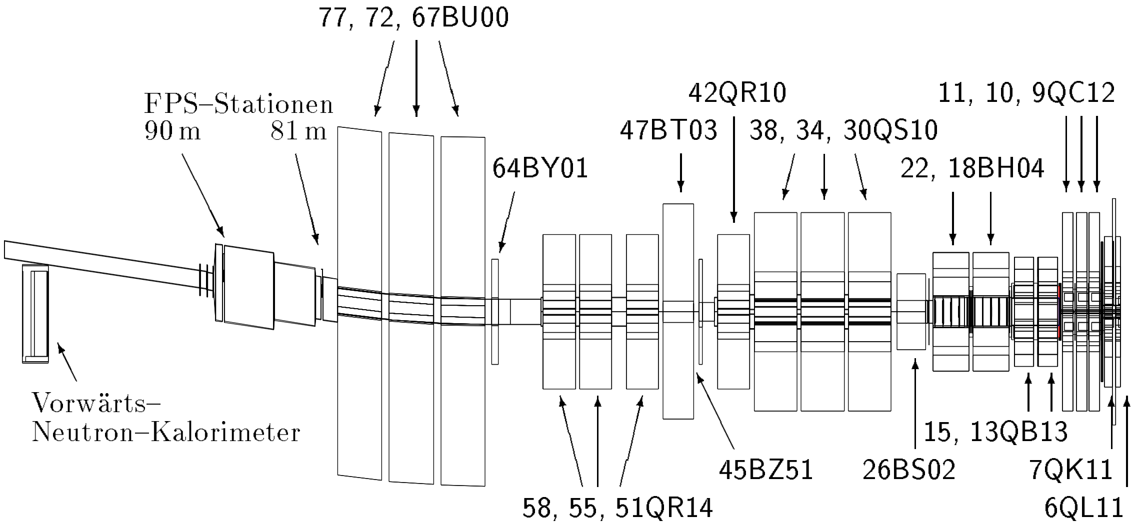


Abbildung 4.1: Die HERA–Strahlführungsmagnete in der Umgebung von H1
Dargestellt sind die Magnete in Vorwärtsrichtung mit ihren Bezeichnungen; die ersten beiden Ziffern des Magnetnamens geben die Distanz zum Wechselwirkungspunkt in Metern an, die Buchstaben „B“ und „Q“ stehen für *„Bending“* und *„Quadrupole“*. Die Anordnung der Magnete ist symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt.

Umgebung von H1, bis zu einer Entfernung von 24 m vom Wechselwirkungspunkt, verlaufen Elektron– und Protonstrahl in einem gemeinsamen Strahlrohr und passieren dieselben Magnete (Abb. 4.1). Diese gemeinsamen Magnete sind der Elektronmaschine zugeordnet.

Weiter entfernt vom Wechselwirkungspunkt verlaufen die Strahlen in getrennten Strahlrohren und passieren nur noch Magnete von HERA–e oder HERA–p. Der Einfluß der Elektronmagnete auf die Protonmaschine wird durch die Septummagnete 26BS02 und 47BT03 in 26 bzw. 47 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt kompensiert (Abb. 4.1). Diese Magnete werden in Abhängigkeit von der Energie und Polarität des Elektronstrahles so eingestellt, daß der Protonstrahl hinter dem 47BT03–Magneten immer der gleichen Bahn folgt.

Die Felder der Strahlführungsmagnete sind, bei gegebener Elektron– und Protonenergie, während des Luminositätsbetriebs festgelegt und variieren nur innerhalb der Grenzen, die durch die Genauigkeit der Stromversorgung gegeben sind. Daneben gibt es eine Reihe von Magneten, die zur Lagekorrektur von Elektron– und Protonstrahl benötigt werden und deren Feldstärken variieren; im Bereich der H1–Wechselwirkungszone sind dies die Korrekturspulen 45BZ51 und 64BY01 bei 45 und 64 m, die den Protonstrahl horizontal (45BZ51) und vertikal (64BY01) ablenken.

Der Protonstrahl wird in einer Entfernung zwischen 65 und 79 m vom Wechselwirkungspunkt durch drei Magnete BU00 vertikal um einen Winkel von 5.7 mrad abgelenkt.

Die Dispersion, die aus der vertikalen Ablenkung der BU00–Magnete resultiert, sowie die horizontale Dispersion aufgrund der Trennung von Elektron– und Protonstrahl werden vom FPS zur Impulsmessung benutzt. Die beiden Stationen des FPS befinden sich hinter dem letzten der drei BU00–Magnete, bei 81 und 90 m, und messen die Trajektorie eines gestreuten Protons an diesen zwei Stellen. Sie werden senkrecht von oben an den Strahl herangeführt.

4.2 Prinzip der Impulsmessung

Im folgenden Abschnitt wird dargelegt, wie die Ablenkung durch die Strahlführungsmagnete für die Messung des Impulses der gestreuten Protonen genutzt wird. Zunächst wird gezeigt, daß die Bewegung in der horizontalen und vertikalen Ebene in guter Näherung entkoppelt sind, so daß man zwei unabhängige Messungen durchführen kann, und es wird erläutert, wie die Funktionen $\alpha\,(s)$, $\beta\,(s)$ und $\Phi\,(s)$, die die Optik eines Speicherringes beschreiben, benutzt werden, um die Bahn eines Teilchens zu parametrisieren. Weiter wird die Impulsmessung in der horizontalen Koordinate erläutert. Im letzten Teil dieses Abschnittes wird auf die Mehrdeutigkeiten bei der Impulsmessung in der vertikalen Ebene eingegangen.

4.2.1 Beschreibung der Teilchenbewegung im Magnetfeld

Eine wichtige Eigenschaft der HERA–Strahlführung zwischen Wechselwirkungspunkt und FPS ist, daß sich dort nur Driftstrecken, Dipole und Quadrupole befinden. Für diese Magnettypen hängen die Komponenten B_x und B_y der magnetischen Feldstärke nur von z (bzw. s, der Bahnlänge[1]) und—im Fall der Quadrupole—von y bzw x ab:

$$B_x = B_x(s, y) \qquad\qquad B_y = B_y(s, x) \qquad\qquad B_s = 0.$$

Die Komponenten F_x und F_y der resultierenden LORENTZkraft $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$ sind daher nur Funktionen von x und y:

$$F_x = F_x(s, x) \qquad\qquad F_y = F_y(s, y) \qquad\qquad F_s = 0,$$

so daß die Bewegungsgleichungen geladener Teilchen in der horizontalen (x–) und vertikalen (y–) Ebene entkoppelt sind. Daher kann man in den folgenden Betrachtungen jeweils eine der Koordinaten x und y unabhängig von der anderen behandeln.

Die Bahn $X\,(s)$ eines Teilchens mit nomineller Strahlenergie relativ zur nominellen Bahn wird parametrisiert durch [Roß93, Wil92]

$$X\,(s) = \sqrt{\epsilon_x}\sqrt{\beta_x\,(s)}\cos[\varphi_x + \Phi_x\,(s)].$$

Dabei sind $\beta_x\,(s)$ und $\Phi_x\,(s)$ Funktionen, die die Form der Strahlfokussierung (die „Optik“) beschreiben; $\beta_x\,(s)$ heißt Betafunktion, $\Phi_x\,(s)$ wird als Phasenvorschub bezeichnet. $\beta_x\,(s)$ hat die Dimension einer Länge, $\Phi_x\,(s)$ ist dimensionslos. Beide hängen über die Differentialgleichung

$$\Phi_x'\,(s) \equiv \frac{\mathrm{d}\Phi_x}{\mathrm{d}s} = \frac{1}{\beta_x\,(s)}$$

zusammen. Damit und mit der zusätzlichen Definition der Alphafunktion

$$\alpha_x\,(s) = -\frac{\beta_x'\,(s)}{2}$$

[1] Im folgenden wird in der Regel nicht zwischen der Koordinate z im H1–Koordinatensystem und der Bahnlänge s unterschieden. Auch die Richtungen X und Y im H1–Koordinatensystem werden in der Regel nicht von den Richtungen x und y in einem bahngebundenen Koordinatensystem unterschieden, wie es in der Beschleunigerphysik üblich ist, da die Winkeldifferenzen im Bereich von wenigen mrad liegen. Wo eine solche Unterscheidung notwendig ist, werden Koordinaten in einem bahngebundenen System mit Großbuchstaben bezeichnet.

erhält man für den Winkel $X'(s)$ der Bahn eines beliebigen Teilchens zur nominellen Bahn den Ausdruck

$$X'(s) \equiv \frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}s} = -\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}}\left(\alpha_x(s)\,\cos[\varphi_x + \Phi_x(s)] + \sin[\varphi_x + \Phi_x(s)]\right).$$

ϵ_x und φ_x sind Parameter, die durch die Startbedingungen gegeben werden; ϵ_x heißt Emittanz des Teilchens; φ_x bezeichnet die Phase der Betratronschwingung, die das Teilchen um die Sollbahn ausführt. Setzt man[2] $\Phi_x(0) = 0$, so erhält man

$$\begin{aligned}
\tan\varphi_x &= \beta_x(0)\frac{X'(0)}{X(0)} + \alpha_x(0) \\
\epsilon_x &= \frac{X^2(0)}{\beta_x(0)\cdot\cos\varphi_x} = \frac{X'^2(0)\cdot\beta_x(0)}{\alpha_x(0)\cos\varphi_x + \sin\varphi_x}.
\end{aligned}$$

An Symmetriepunkten wie dem Wechselwirkungspunkt, um die herum die β–Funktion symmetrisch ist, gilt $\alpha_x(s) = -\frac{1}{2}\beta'_x(s) = 0$ (dies wird für alle folgenden Betrachtungen vorausgesetzt), und die vorstehenden Ausdrücke vereinfachen sich zu

$$\begin{aligned}
\tan\varphi_x &= \beta_x(0)\frac{X'(0)}{X(0)} \\
\epsilon_x &= \frac{X^2(0)}{\beta_x(0)\cdot\cos\varphi_x} = \frac{X'^2(0)\cdot\beta_x(0)}{\sin\varphi_x}.
\end{aligned}$$

Insbesondere gilt dann $\varphi_x = 0$ für ein Teilchen, das strahlparallel mit einer Ablage $\sqrt{\epsilon_x\beta_x(0)}$ in X vom nominellen Vertex wegfliegt, und $\varphi_x = \pm\frac{\pi}{2}$ für ein Teilchen, das im nominellen Vertex startet, aber einen Anfangswinkel $\sqrt{\epsilon_x/\beta_x(0)}$ besitzt.

Führt man zwei weitere Größen a und b ein:

$$\begin{aligned}
a &= \sqrt{\epsilon_x}\cdot\cos\varphi_x, \\
b &= \sqrt{\epsilon_x}\cdot\sin\varphi_x,
\end{aligned}$$

so ergibt sich

$$\begin{aligned}
X(s) &= a\sqrt{\beta_x(s)}\cos[\Phi_x(s)] - b\sqrt{\beta_x(s)}\sin[\Phi_x(s)] \\
X'(s) &= -\frac{a}{\sqrt{\beta_x(s)}}\left(\alpha_x(s)\cos[\Phi_x(s)] + \sin[\Phi_x(s)]\right) \\
&\quad + \frac{b}{\sqrt{\beta_x(s)}}\left(\alpha_x(s)\sin[\Phi_x(s)] - \cos[\Phi_x(s)]\right)
\end{aligned}$$

und insbesondere

$$\begin{aligned}
X(0) &= a\sqrt{\beta_x(0)} \\
X'(0) &= -\frac{b}{\sqrt{\beta_x(0)}}.
\end{aligned}$$

a bestimmt also die Ablage des Teilchens von der Sollbahn am Wechselwirkungspunkt, b seinen Winkel zur Sollbahn.

[2]Die Phase ist an einem Ort frei wählbar, da man eine Änderung von $\Phi_x(s)$ durch eine entsprechende Änderung von φ_x kompensieren kann.

Man erkennt, daß eine Ablage $X\,(0)$ von der Sollbahn am Wechselwirkungspunkt entlang der Trajektorie Ablagen der Größe

$$X\,(s) = X\,(0) \cdot \cos \Phi_x\,(s) \sqrt{\beta_x\,(s)/\beta_x\,(0)}$$

bewirkt, während ein Startwinkel $X'\,(0)$ zu Ablagen

$$X\,(s) = X'\,(0) \cdot \sin \Phi_x\,(s) \sqrt{\beta_x\,(s) \cdot \beta_x\,(0)}$$

führt.

Für Teilchen, die eine von der Strahlenergie E verschiedene Energie $E' \neq E$ besitzen, gelten die gleichen Überlegungen. $X\,(s)$ beschreibt dann die Ablage einer Teilchenbahn von der Bahn eines Referenzteilchens der Energie E', und die Funktionen α_x, β_x und Φ_x sind abhängig von der Energie E'. Der Unterschied zwischen der Referenzbahn bei Strahlenergie und der Trajektorie des Referenzteilchens der Energie E' wird durch die Dispersionsfunktion $D_x\,(s,\,E')$ beschrieben, es ist also

$$\begin{aligned}
X\,(s,\,E') &= D_x\,(s,\,E') + \sqrt{\epsilon_x}\sqrt{\beta_x\,(s,\,E')}\cos[\varphi_x + \Phi_x\,(s,\,E')] \\
&= D_x\,(s,\,E') + a\sqrt{\beta_x\,(s,\,E')}\cos[\Phi_x\,(s,\,E')] - b\sqrt{\beta_x\,(s,\,E')}\sin[\Phi_x\,(s,\,E')] \\
X'\,(s,\,E') &= D'_x\,(s,\,E') - \frac{a}{\sqrt{\beta_x\,(s,\,E')}}\left(\alpha_x\,(s,\,E')\cos[\Phi_x\,(s,\,E')] + \sin[\Phi_x\,(s,\,E')]\right) \\
&\quad + \frac{b}{\sqrt{\beta_x\,(s)}}\left(\alpha_x\,(s,\,E')\sin[\Phi_x\,(s,\,E')] - \cos[\Phi_x\,(s,\,E')]\right).
\end{aligned}$$

Besonders ist festzustellen, daß die Ablage von der Sollbahn und der Winkel zu ihr lineare Funktionen der Ablage am Wechselwirkungspunkt und des Emissionswinkels sind (mit den Abkürzungen $C = \cos[\Phi_x\,(s,\,E')]$ und $S = \sin[\Phi_x\,(s,\,E')]$):

$$\begin{pmatrix} X\,(s,\,E') \\ X'\,(s,\,E') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_x\,(s,\,E') \\ D'_x\,(s,\,E') \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_x\,(s)}{\beta_x\,(0)}}\,C & -\sqrt{\beta_x\,(0)\cdot\beta_x\,(s)}\,S \\ -\frac{\alpha_x\,(s)C+S}{\sqrt{\beta_x\,(0)\cdot\beta_x\,(s)}} & +\sqrt{\frac{\beta_x\,(0)}{\beta_x\,(s)}}\,[\alpha_x\,(s)S - C], \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X\,(0) \\ X'\,(0) \end{pmatrix}.$$

Für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, so daß $X\,(0) = 0$ ist, vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$\begin{pmatrix} X\,(s,\,E') \\ X'\,(s,\,E') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_x\,(s,\,E') \\ D'_x\,(s,\,E') \end{pmatrix} + X'\,(0,\,E') \begin{pmatrix} -\sqrt{\beta_x\,(0)\cdot\beta_x\,(s,\,E')}\,S \\ \sqrt{\frac{\beta_x\,(0,E')}{\beta_x\,(s,E')}}\,[\alpha_x\,(s,\,E')S - C] \end{pmatrix}.$$

Abbildung 4.2 zeigt den Zusammenhang zwischen Energie und Emissionswinkel des gestreuten Protons und Ablage bzw. Winkel bei 85 m, auf halber Strecke zwischen den beiden FPS–Stationen.

Da die Funktionen $D_x\,(s,\,E')$, $\alpha_x\,(s,\,E')$, $\beta_x\,(0,\,E')$ und $\Phi_x\,(s,\,E')$ bekannt sind, ist offensichtlich, daß die Messung der Größen $X\,(s)$ und $X'\,(s)$ an einer geeigneten Stelle es erlauben, die beiden Unbekannten $X'\,(0)$ und E', also Streuwinkel und Energie am Wechselwirkungspunkt, zu rekonstruieren. Dies erfordert jedoch die Annahme, daß $X\,(0) = 0$ ist, daß also das gestreute Teilchen vom Wechselwirkungspunkt stammt. Inwieweit diese Annahme die Genauigkeit der Messung beeinflußt, wird im Abschnitt 4.2.7 diskutiert.

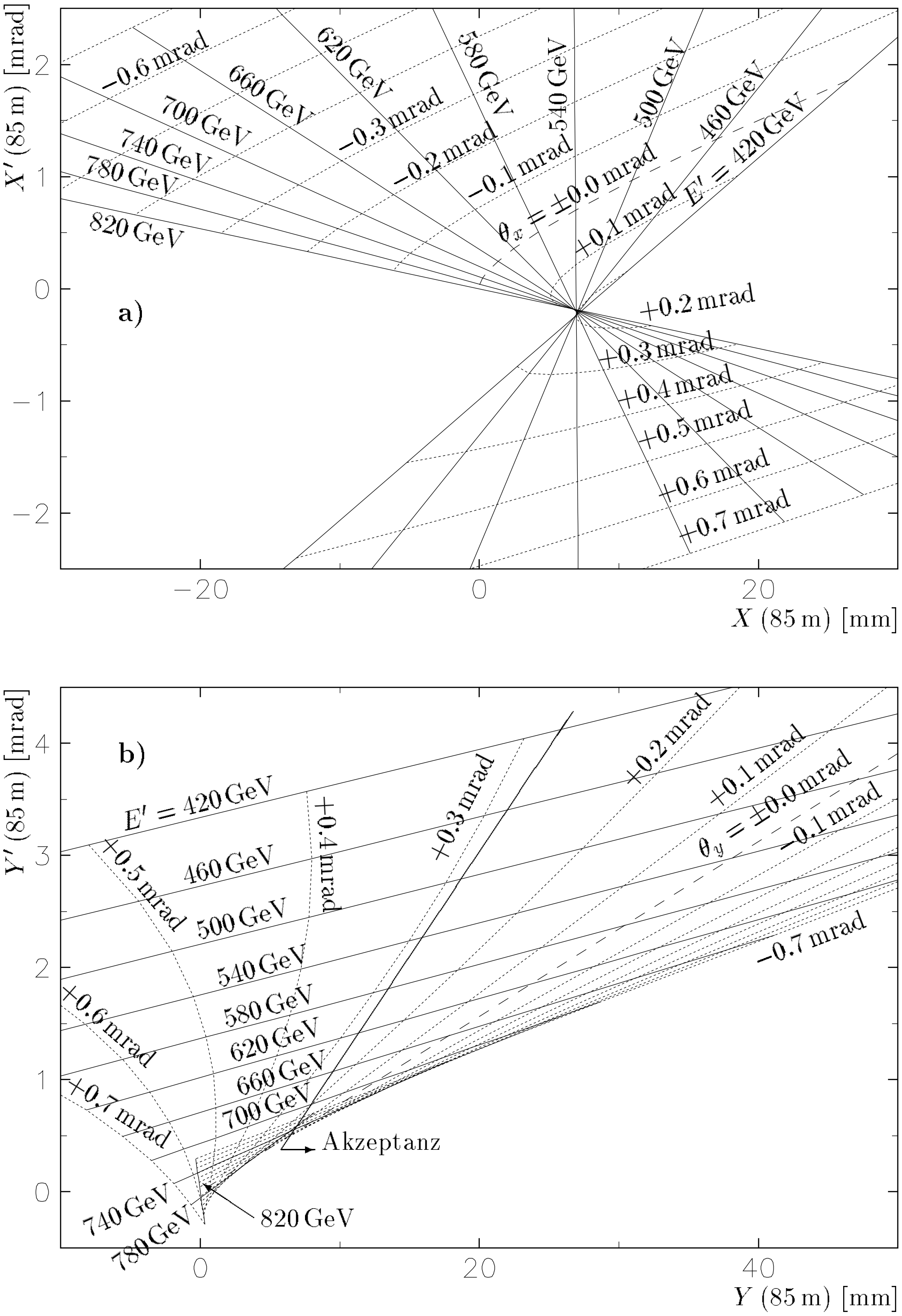


Abbildung 4.2: Dispersion in der horizontalen und vertikalen Ebene
Dargestellt ist die Ablage zur Sollbahn (X, Y) und Winkel zur Sollbahn (X', Y') in der horizontalen (a) und vertikalen (b) Ebene für Protonen verschiedener Energie und mit verschiedenen Emissionswinkel θ_x bzw. θ_y.
In (b) ist zusätzlich der Bereich gekennzeichnet, in dem Protonen im FPS nachgewiesen werden.

4.2.2 Impulsmessung in der horizontalen Ebene

Um den Impuls eines gestreuten Protons, das im FPS beobachtet wurde, zu rekonstruieren, geht man von den Werten X und X' aus, die zwischen den beiden Stationen bei 85 m gemessen werden. Setzt man

$$\begin{pmatrix} X\,(85\,\mathrm{m},\, E') \\ X'\,(85\,\mathrm{m},\, E') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x\,(E') \\ c_x\,(E') \end{pmatrix} + X'\,(0) \begin{pmatrix} b_x\,(E') \\ d_x\,(E') \end{pmatrix},$$

so ergibt sich ein nichtlineares Gleichungssystem, dessen Lösungen die Energie E' und der Emissionswinkel $\theta_x \equiv X'\,(0)$ sind. Auf die Komplikation, daß die Lösung in einigen Fällen nicht eindeutig ist, wird weiter unten eingegangen.

Die Energieabhängigkeit der Koeffizienten a, b, c und d ist in beiden Ebenen glatt, so daß es reicht, die Werte für diskrete Energien zu bestimmen (Abb. 4.3) und aus den tabellarisch gespeicherten Werten den Wert bei einer bestimmten Energie zu interpolieren. Dabei hat sich eine lineare Interpolation als ausreichend erwiesen.

Um die Energie und den Streuwinkel eines Protons aus der Ablage und dem Winkel bei 85 m zu rekonstruieren (zunächst in horizontaler und vertikaler Ebene getrennt), wird schrittweise durch die Tabelle mit den gespeicherten Koeffizienten $a_x\,(E'), b_x\,(E')$ usw. gegangen. Aus den Koeffizienten eines Paares von Energien E_1, E_2 wird die Energieabhängigkeit der Koeffizienten interpoliert:

$$a_x\,(E') = A_x + A'_x \cdot E'$$

mit

$$\begin{aligned} A'_x &= \frac{a_x\,(E_1) - a_x\,(E_2)}{E_1 - E_2} \\ A_x &= a_x\,(E_1) - A' \cdot E_1. \end{aligned}$$

Für die anderen Koeffizienten gelten analoge Formeln. Damit erhält man ein bilineares Gleichungssystem

$$X = A_x + A'_x \cdot E' + B_x \cdot \theta_x + B'_x \cdot E'\theta_x \tag{4.1}$$

$$X' = C_x + C'_x \cdot E' + D_x \cdot \theta_x + D'_x \cdot E'\theta_x. \tag{4.2}$$

Eliminiert man θ_x aus beiden Gleichungen, so erhält man die quadratische Gleichung

$$E'^2 + \frac{A'_x D_x - B_x C'_x - (X - A_x) D'_x + B'_x (X' - C_x)}{A'_x D'_x - B'_x C'_x} E' + \frac{-(X - A_x) D_x + B_x (X' - C_x)}{A'_x D'_x - B'_x C'_x} = 0.$$

Diese Gleichung hat im allgemeinen zwei Lösungen; wenn der gemessene Punkt (X, X') zwischen den beiden Geraden liegt, die den Energien E_1 und E_2 entsprechen (siehe Abb. 4.2), dann liegt nur eine der beiden Lösungen E' zwischen E_1 und E_2. In dem Fall wird diese Lösung akzeptiert, anderenfalls wird in der Tabelle fortgeschritten und die Lösung für ein neues Paar von Energien gesucht.

Wie man anhand von Abbildung 4.2a sieht, erhält man auf diese Weise für die horizontale Ebene fast immer genau eine Lösung, falls das Proton in dem Bereich der (X, X')-Ebene beobachtet wurde, in dem man Protonen vom Wechselwirkungspunkt erwartet.

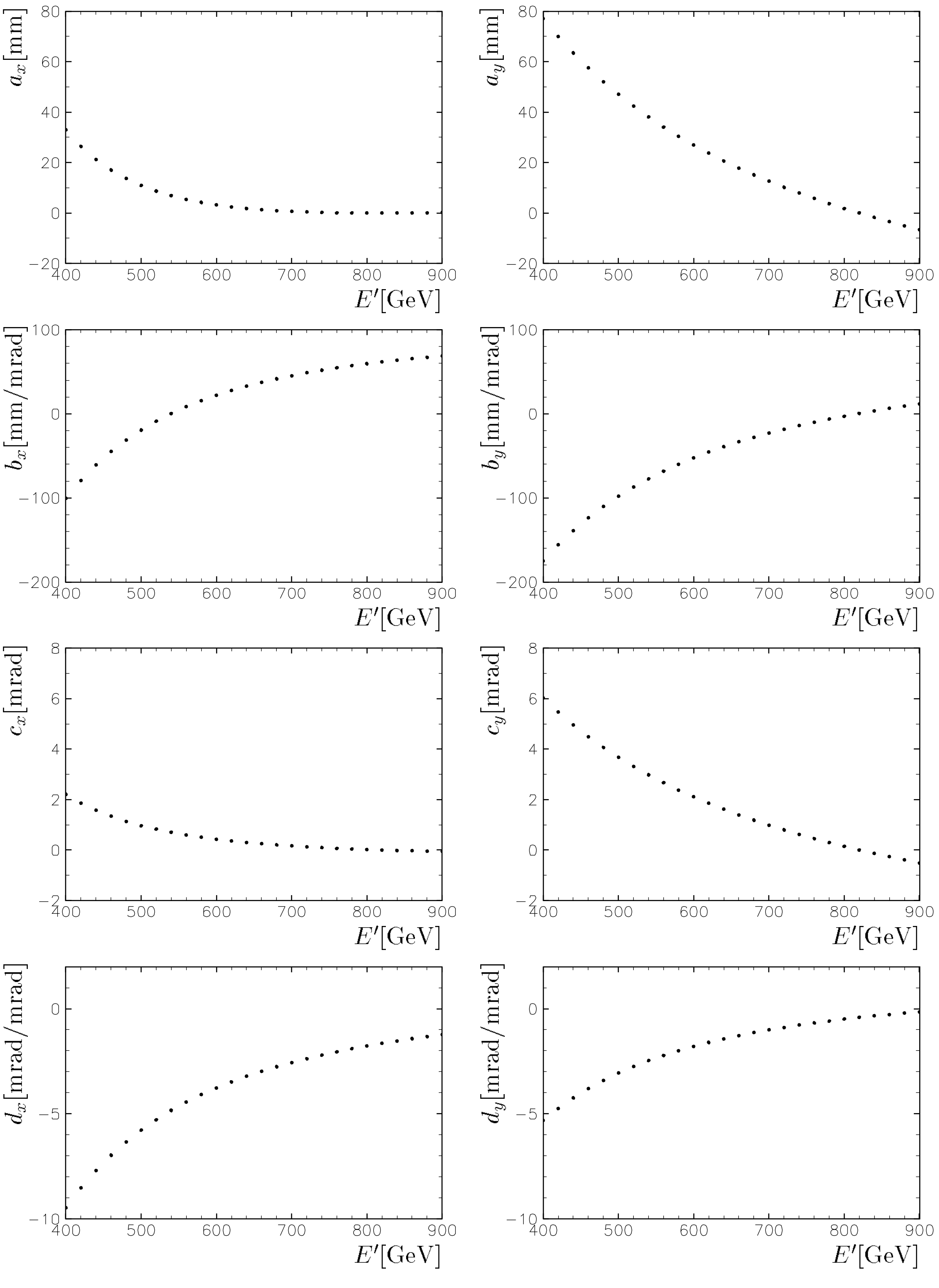


Abbildung 4.3: Energieabhängigkeit der Optik–Koeffizienten
Gezeigt ist die Änderung der Parameter a_x, b_x, c_x und d_x für die horizontale Ebene sowie a_y, b_y, c_y und d_y für die vertikale Ebene von der Energie E'. Die verwendete Parametrisierung ist: $X\,(85\,\mathrm{m}) = a_x\,(E') + b_x\,(E') \cdot \theta_x$, $X'\,(85\,\mathrm{m}) = c_x\,(E') + d_x\,(E') \cdot \theta_x$, analog für Y, Y'.

Problematisch ist die Situation in dem Bereich, in dem sich die Isolinien der Protonenergie schneiden, da ein kleiner Fehler in der Orts- oder Winkelmessung dazu führen kann, daß ein Proton im „unphysikalischen“ Bereich beobachtet wird. Dem wird dadurch Rechnung getragen, daß Koeffizienten auch für Energien über 820 GeV bestimmt wurden, so daß die Energie des gestreuten Protons in einem solchen Fall z. B. als 850 GeV rekonstruiert wird.

4.2.3 Impulsmessung in der vertikalen Ebene

In der vertikalen (Y, Y'–) Ebene ist die Situation komplizierter als in der horizontalen Ebene, wie Abbildung 4.4 zeigt: Praktisch im gesamten Akzeptanzbereich des FPS gibt es zu einem gegebenen Y, Y'–Paar zwei Lösungen, eine bei relativ kleinen Energien $420\,\mathrm{GeV} \lesssim E' \lesssim 740\,\mathrm{GeV}$ und Streuwinkeln im Bereich $-0.4\mathrm{mrad} \lesssim \theta_y \lesssim +0.7\,\mathrm{mrad}$ und eine zweite bei hohen Energien $740\,\mathrm{GeV} \lesssim E' \lesssim 810\,\mathrm{GeV}$ und großen Streuwinkeln $-10\mathrm{mrad} \lesssim \theta_y \lesssim 0\,\mathrm{mrad}$. In einem weiten Bereich der Y, Y'–Ebene ergeben sich für die zweite Lösung so große $|\theta_y|$–Werte, daß nur eine der beiden Lösungen in Frage kommt: Protonen mit $|\theta_y| > 1\,\mathrm{mrad}$ treffen schon innerhalb der ersten 24 m Flugstrecke auf das Strahlrohr [Lis93]; solche Lösungen können von vornherein verworfen werden.

Es gibt jedoch einen Bereich, in dem beide Lösungen realistischen Energie– und Winkelwerten entsprechen. Eine Lösung des Problems ergibt sich aus dem Vergleich der Energiewerte E'_x und E'_y, die sich aus der horizontalen und der vertikalen Ablenkung ergeben. Wählt man aus den beiden Lösungen für E', die aus der Messung in der Y, Y'–Ebene gewonnen werden, diejenige aus, bei der

$$\frac{(E'_x - E'_y)^2}{\Delta E'^2_x + \Delta E'^2_y}$$

minimal ist (auf die Berechnung der Fehler $\Delta E'_x$ und $\Delta E'_y$ wird unten eingegangen), so erhält man in den meisten Fällen die richtige Lösung.

In dem Bereich bei etwa $\theta_x \approx (0.15 - 0.20)\,\mathrm{mrad}$, in dem die Energieauflösung in der horizontalen Koordinate schlecht ist, wird ausgenutzt, daß die höherenergetische Lösung im allgemeinen mit sehr großen, unrealistischen Werten von $|\theta_y|$ verbunden ist. Monte–Carlo–Studien zeigen, daß man unter Annahme einer realistischen Akzeptanz in der Regel die korrekte Lösung erhält, wenn man die Größe

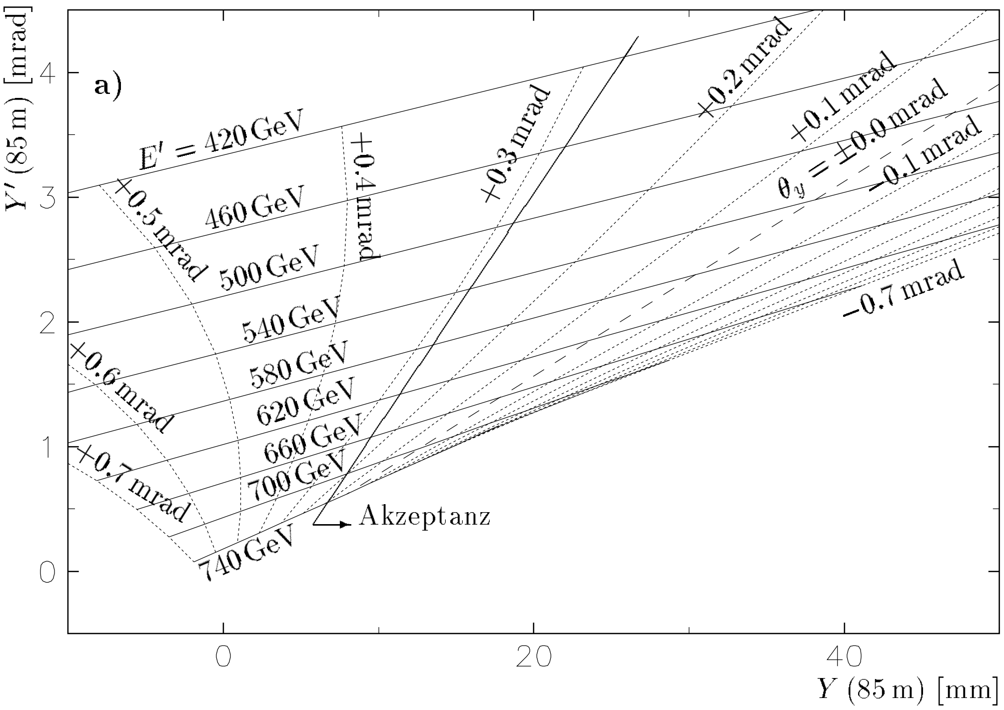
$$\frac{(E'_x - E'_y)^2}{\Delta E'^2_x + \Delta E'^2_y} + \frac{\theta_x^2}{\sigma_\theta^2} + \frac{\theta_y^2}{\sigma_\theta^2}$$

minimiert, wobei $\sigma_\theta \approx 0.25\,\mathrm{mrad}$ ein Maß für die Breite einer (realistischen) θ–Verteilung darstellt. Mit dieser Methode wird vermieden, alle Lösungen in diesem Energie– und Transversalimpulsbereich zu verwerfen.

4.2.4 Bestimmung der Fehler

Kennt man E' und θ_x, so kann man aus den Gleichungen 4.1 und 4.2 die partiellen Ableitungen von X und X' nach E' und θ_x ermitteln:

$$\frac{\partial(X, X')}{\partial(E', \theta_x)} = \begin{pmatrix} A'_x + B'_x \cdot \theta_x & B_x + B'_x \cdot E' \\ C'_x + D'_x \cdot \theta_x & D_x + D'_x \cdot E' \end{pmatrix}. \tag{4.3}$$



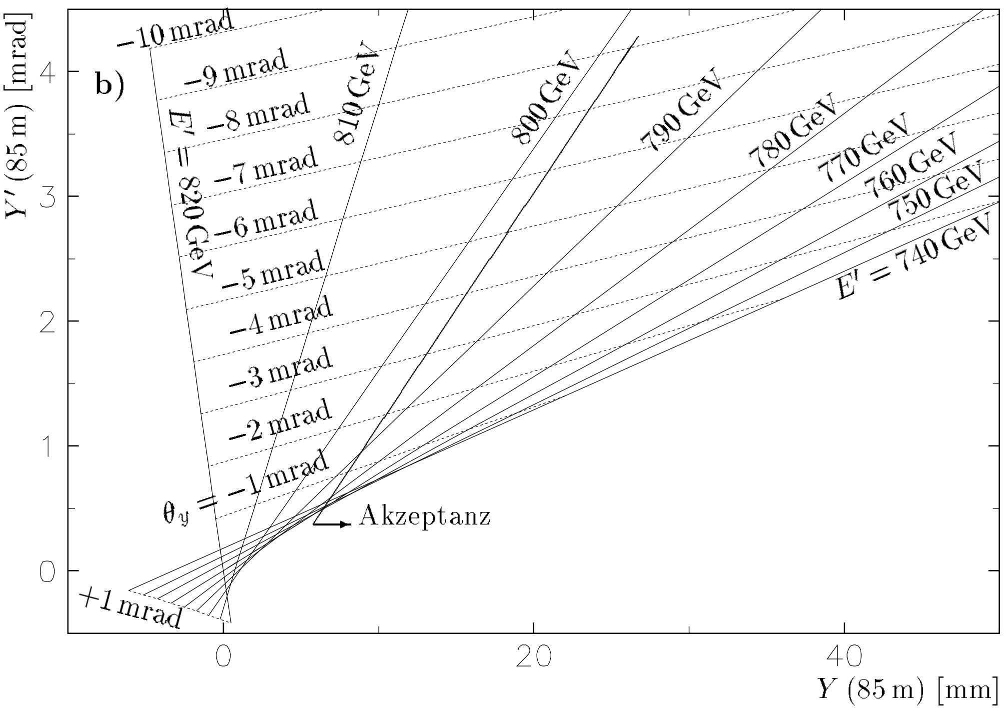


Abbildung 4.4: Dispersion in der vertikalen Ebene
Dargestellt ist die Ablage zur Sollbahn (Y) und der Winkel zur Sollbahn (Y') in der vertikalen Ebene für Protonen verschiedener Energie und mit verschiedenen Emissionswinkeln θ_y in verschiedenen Energiebereichen:
a) $420\,\mathrm{GeV} \leq E' \leq 740\,\mathrm{GeV}$, $-0.7\mathrm{mrad} \leq \theta_y \leq +0.7\,\mathrm{mrad}$,
b) $740\,\mathrm{GeV} \leq E' \leq 820\,\mathrm{GeV}$, $-10\mathrm{mrad} \leq \theta_y \leq +1\,\mathrm{mrad}$,

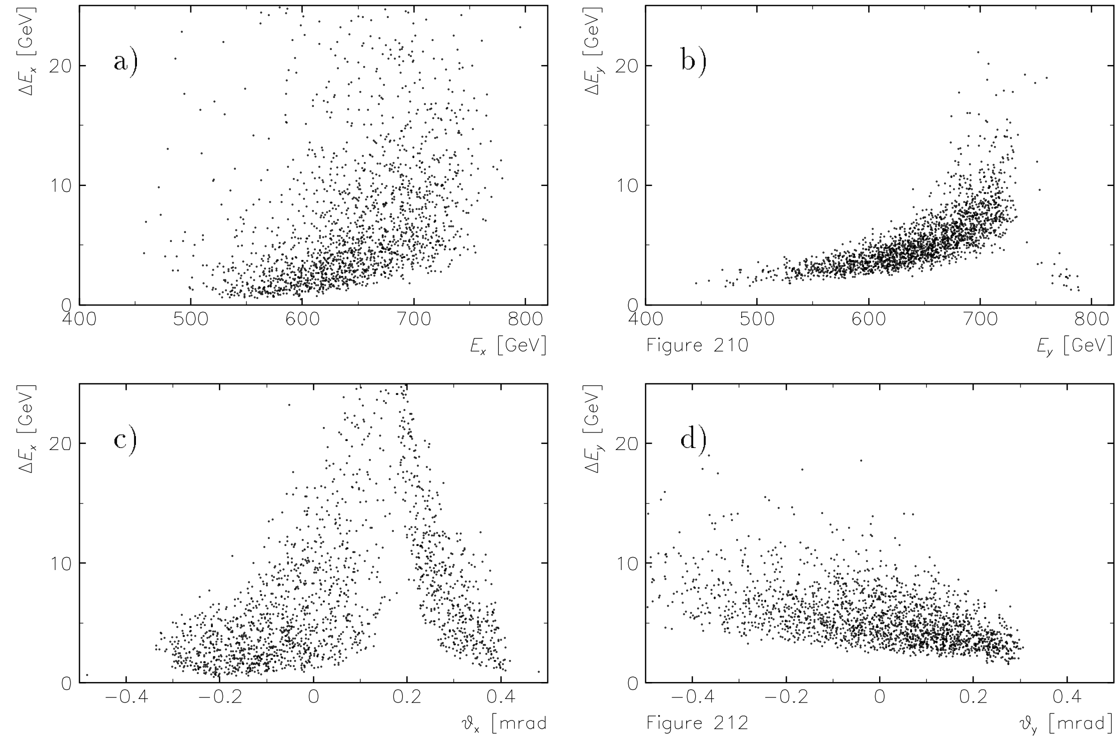


Abbildung 4.5: Fehler der Impulsrekonstruktion
a) Fehler der Energiemessung in x in Abhängigkeit von E_x
b) Fehler der Energiemessung in y in Abhängigkeit von E_y
c) Fehler der Energiemessung in x in Abhängigkeit von θ_x
d) Fehler der Energiemessung in x in Abhängigkeit von θ_y

Die Inversion dieser Matrix ergibt die Matrix $\frac{\partial(E',\theta_x)}{\partial(X,X')}$, mit deren Hilfe aus der Kovarianzmatrix von X und X' mit den üblichen Methoden [PDG96, p. 129 ff.] die Kovarianzmatrix von E' und θ_x berechnet wird.

4.2.5 Kombination der Energiemessungen in x und y

Nach der Messung von Energie und Emissionswinkel in den beiden Koordinaten x und y stehen vier Größen zur Verfügung, nämlich die beiden Emissionswinkel θ_x und θ_y sowie die beiden gemessenen Energien E_x und E_y. Die Energiemessungen werden in einem weiteren Schritt zu einem gemeinsamen Meßwert zusammengefaßt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Genauigkeit der Energiemessung sehr unterschiedlich sein kann, je nachdem, wo in der (X, X')– und (Y, Y')–Ebene das Proton beobachtet wurde. Abbildung 4.5 zeigt, daß in der x–Koordinate die Genauigkeit der Energiemessung hauptsächlich vom Emissionswinkel θ_x abhängt und im Bereich $\theta_x \approx 0.15 - 0.20$ mrad sehr schlecht wird. In der vertikalen Koordinate wird die Genauigkeit von E_y mit wachsender Protonenergie und kleiner werdendem θ_y schlechter.

Da die rekonstruierten Werte von Energie und Emissionswinkel korreliert sind, sollte eine Korrektur der gemessenen Energie mit einer Korrektur des Wertes des Emissionswinkels einhergehen. So ist es möglich, im Bereich um $\theta_x \approx 0.15 - 0.20$ mrad die Energiemessung der y–Koordinate zu verwenden, um die Bestimmung von θ_x zu verbessern. Dies wird

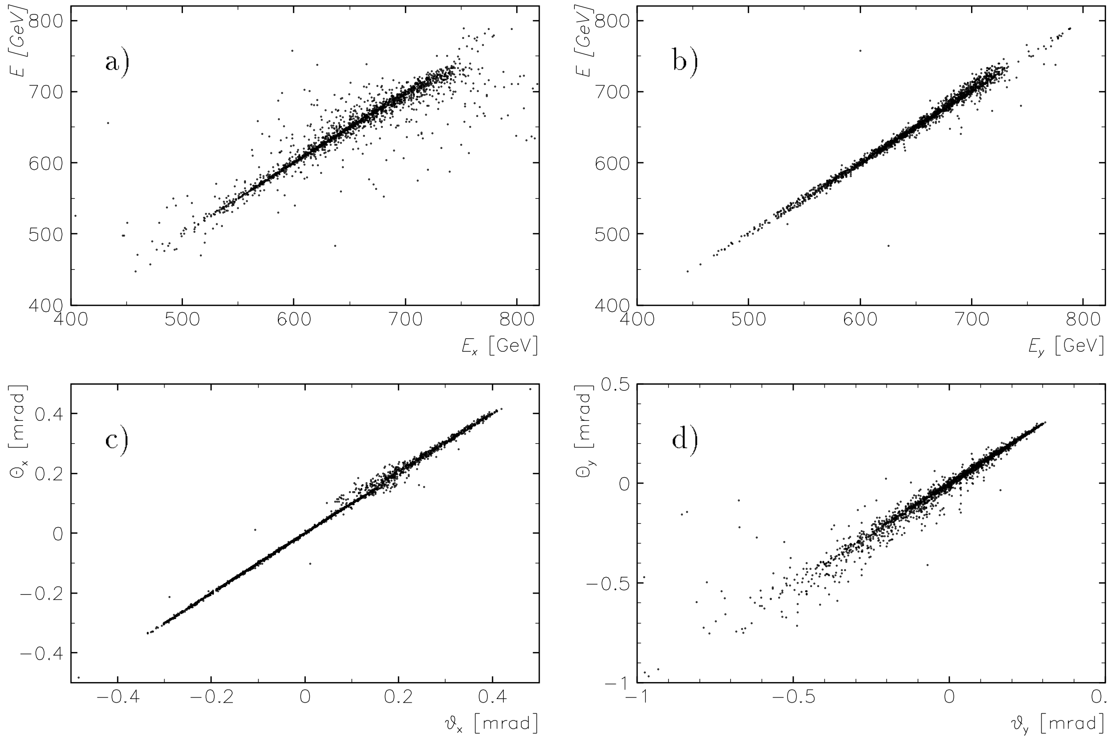


Abbildung 4.6: Energien und Winkel vor und nach Kombination von E_x und E_y
a) Endgültige Energie E in Abhängigkeit von E_x
b) Endgültige Energie E in Abhängigkeit von E_y
c) Endgültiger Winkel Θ_x in Abhängigkeit von θ_x
d) Endgültiger Winkel Θ_y in Abhängigkeit von θ_y

erreicht, indem aus den Werten E_x, E_y, θ_x und θ_y neue Werte E, Θ_x und Θ_y bestimmt werden, die den Ausdruck

$$\chi^2 = \begin{pmatrix} E - E_x, & E - E_y, & \Theta_x - \theta_x, & \Theta_y - \theta_y \end{pmatrix} \cdot \mathbb{C}ov^{-1}_{E_x,E_y,\theta_x,\theta_y} \cdot \begin{pmatrix} E - E_x \\ E - E_y \\ \Theta_x - \theta_x \\ \theta_y - \theta_y \end{pmatrix}$$

minimieren, wobei $\mathbb{C}ov_{E_x,E_y,\theta_x,\theta_y}$ die Kovarianzmatrix ist, die sich aus der Fehlerrechnung ergibt. Die Minimierung wird erreicht, indem das lineare Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \frac{\partial\chi^2}{\partial E} &= 0 \\ \frac{\partial\chi^2}{\partial\Theta_x} &= 0 \\ \frac{\partial\chi^2}{\partial\Theta_y} &= 0 \end{aligned}$$

nach den drei Unbekannten E, Θ_x und Θ_y aufgelöst wird. Dieses Gleichungssystem kann man in die Form

$$\mathbb{A} \cdot \begin{pmatrix} E \\ \Theta_x \\ \Theta_y \end{pmatrix} = \mathbb{B} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix}$$

bringen mit

$$\begin{aligned} \mathbb{B} &= \mathbb{C} \cdot \mathbb{C}ov^{-1}_{E_x,E_y,\theta_x,\theta_y}, \\ \mathbb{A} &= \mathbb{B} \cdot \mathbb{C}^T, \end{aligned}$$

und

$$\mathbb{C} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Die Lösung des Gleichungssystems lautet

$$\begin{pmatrix} E \\ \Theta_x \\ \Theta_y \end{pmatrix} = \mathbb{A}^{-1} \cdot \mathbb{B} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix} = \mathbb{D} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix}.$$

Die Matrix $\mathbb{D}$ wird anschließend zur Fehlerfortpflanzung benutzt.

Die Lösung des Gleichungssystemes wird verworfen, wenn $\chi^2 > 10$ ist (bei einem Freiheitsgrad sollte $\chi^2 \approx 1$ sein). Auf diese Weise werden bei der Kombination von E_x und E_y in den meisten Fällen die Lösungen in y mit $E_y > 780\,\mathrm{GeV}$ verworfen, es sei denn, die Energieauflösung in E_x ist zu schlecht.

Für E ergibt diese Methode nahezu das gleiche Ergebnis wie das fehlergewichtete Mittel

$$\overline{E} = \frac{\frac{E_x}{\Delta E_x^2} + \frac{E_y}{\Delta E_y^2}}{\frac{1}{\Delta E_x^2} + \frac{1}{\Delta E_y^2}}$$

mit dem Fehler

$$\Delta \overline{E} = \left(\frac{1}{\Delta E_x^2} + \frac{1}{\Delta E_y^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Die gewählte Methode korrigiert zusätzlich die Werte von θ_x und θ_y aufgrund ihrer Korrelation mit dem Meßwert von E, so daß sich eine verbesserte Auflösung für Θ_x und Θ_y ergibt.

Abbildung 4.6 zeigt, inwieweit sich die Größen E, Θ_x und Θ_y von den Eingangsgrößen E_x, E_y, θ_x und θ_y unterscheiden. Es ist zu sehen, daß im Bereich schlechter θ_x–Auflösung um $\theta_x \approx 0.15\,\mathrm{mrad}$ teilweise erhebliche Korrekturen von θ_x gemacht werden. Im übrigen Bereich sind die Unterschiede zwischen Θ_x und θ_x sehr gering. Generell sind alle Werte von $E - E_x, E - E_y, \Theta_x - \theta_x$ und $\theta_y - \theta_y$ von der Größenordnung der jeweiligen Fehler. Die Monte–Carlo–Simulation bestätigt, daß mit dieser Methode eine gute Winkelrekonstruktion erreicht wird.

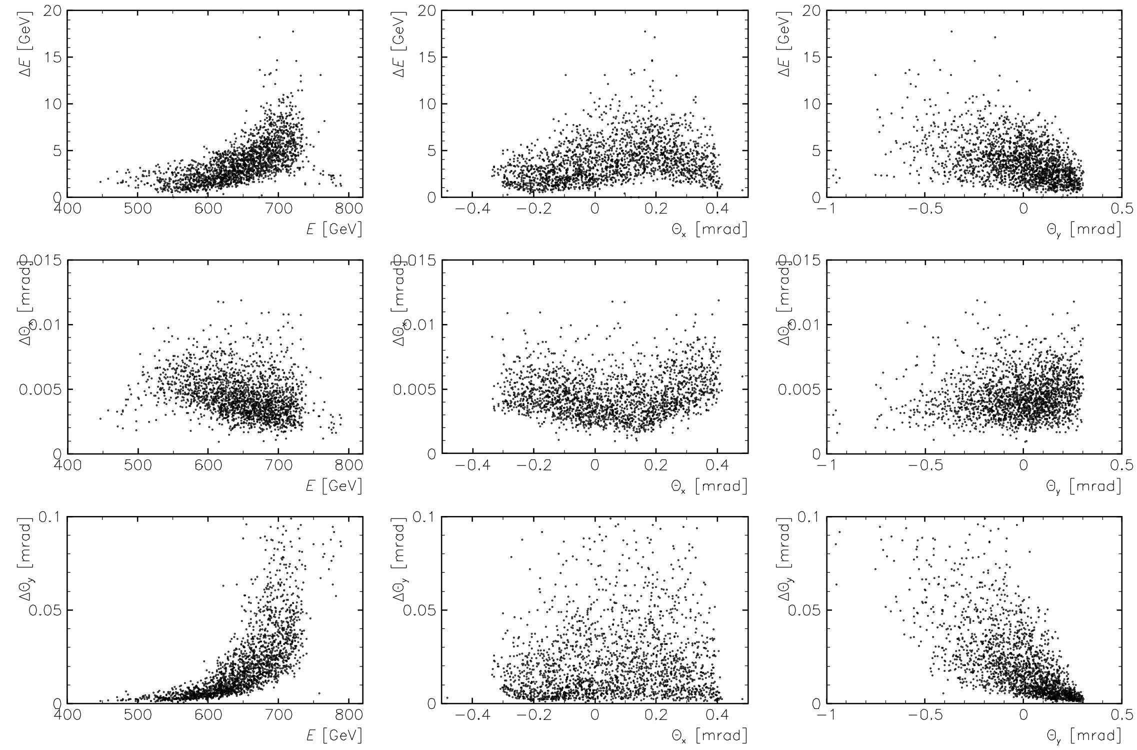


Abbildung 4.7: Fehler der Impulsrekonstruktion nach der Kombination von E_x und E_y Dargestellt sind die Fehler der Energie E und der Emissionswinkel Θ_x, Θ_y in Abhängigkeit von den drei Größen. ΔE ist hängt hauptsächlich von E ab, $\Delta\Theta_x$ ist weitgehend konstant, und $\Delta\Theta_y$ ist mit E und Θ_y korreliert.

4.2.6 Auflösung der Energie– und Winkelmessung

Abbildung 4.7 zeigt die nach der Kombination von E_x und E_y erreichte Auflösung in E, Θ_x und Θ_y als Funktion dieser drei Größen für Protonen aus Ereignissen der tiefunelastischen ep–Streuung. Es ist zu sehen, daß die Energieauflösung nur noch schwach von Θ_x abhängt, da im Bereich um 0.15 mrad die Energiemessung durch E_y dominiert wird. Da die Energieauflösung sowohl in x als auch in y mit zunehmender Energie schlechter wird, bleibt diese Tendenz auch nach der Kombination beider Messungen erhalten. Typische Werte für die Energieauflösung sind $\Delta E = 2\,\mathrm{GeV}$ bei $E = 550\,\mathrm{GeV}, \Delta E = 4\,\mathrm{GeV}$ bei 650 GeV und $\Delta E = 6\,\mathrm{GeV}$ bei 700 GeV Protonenergie.

Die Genauigkeit der Messung von Θ_x ist weitgehend unabhängig von E, Θ_x und Θ_y und beträgt etwa $\Delta\Theta_x = 5\,\mu\mathrm{rad}$. Dieser Wert ist viel kleiner als die horizontale Divergenz des Protonstrahles von etwa $25\,\mu$rad (Tab. 4.1). Dagegen ist der Fehler von Θ_y mit der Energie und Θ_y selbst korreliert, er steigt von etwa $\Delta\Theta_y = 5\,\mu\mathrm{rad}$ bei $E = 500\,\mathrm{GeV}$ und $\Theta_y = 0.3\,\mathrm{mrad}$ bis auf $\Delta\Theta_y = 100\,\mu\mathrm{rad}$ bei Energien $E \gtrsim 650\,\mathrm{GeV}$ und kleinen Winkeln $\Theta_y \lesssim -0.1\,\mathrm{mrad}$ an. Die globale Unsicherheit der Energiemessung wird in Abschnitt 4.7.2 diskutiert.

Parameter		Sollwerte HERA–p	HERA–e	Werte 1995 HERA–p	HERA–e
Horiz. Emittanz ϵ_x	$[10^{-9}\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{rad}]$	6.1	39	4.6–6.1	39
Vert. Emittanz ϵ_y	$[10^{-9}\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{rad}]$	6.1	2	3.7–6.1	2
Horiz. Betafunktion am WWP $\beta_x(0)$	[m]	10	2	7	7
Vert. Betafunktion am WWP $\beta_y(0)$	[m]	1	0.7	0.7	0.7
Horiz. Strahlbreite am WWP $\sigma_x(0)$	[μm]	250	280	180–210	280
Vert. Strahlhöhe am WWP $\sigma_y(0)$	[μm]	78	37	51–65	37
Horiz. Divergenz am WWP $\sigma_{\theta,x}(0)$	[μrad]	25	140	26–30	140
Vert. Divergenz am WWP $\sigma_{\theta,y}(0)$	[μrad]	78	54	72–93	54
Horizontale Breite der WW–Zone σ_x	[μm]	186		151–168	
Vertikale Höhe der WW–Zone σ_y	[μm]	33		30–32	

Tabelle 4.1: Emittanz, Strahlgröße und Divergenz von Elektron– und Protonmaschine

4.2.7 Einfluß der Vertexposition

Da Proton– und Elektronstrahl eine gewisse Ausdehnung haben, finden die ep–Wechselwirkungen nicht immer am gleichen Ort statt, was bisher nicht berücksichtigt wurde. In diesem Abschnitt wird gezeigt, inwieweit dies gerechtfertigt ist. Dabei wird zunächst die Verschiebung der Vertexposition in der Ebene senkrecht zum Strahl diskutiert, dann die Verschiebung entlang der Strahlachse.

Strahlgröße und Emittanz

Die Dichte eines gespeicherten Teilchenstrahles besitzt nahe der Sollbahn einen GAUSSförmigen Verlauf der Breite

$$\sigma = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)}.$$

Die Größe ϵ heißt Emittanz des Strahles[3] und charakterisiert die Dichte der Teilchen im Phasenraum.

Da horizontale und vertikale Betatronschwingungen in guter Näherung entkoppelt sind, kann die Emittanz in x und y unterschiedlich sein. Beim Elektronstrahl ist aufgrund der Stöße in der horizontalen Ebene durch die Aussendung von Synchrotronstrahlungsphotonen die horizontale Emittanz wesentlich größer als die vertikale Emittanz (Tabelle 4.1). Die Emittanz des Protonstrahles ist dagegen durch die Dichte der Protonen im Phasenraum begrenzt, die an der Ionenquelle erreicht wird. Beim Beschleunigen des Protonstrahles sinkt seine Emittanz mit $1/E$ (die normierte Emittanz bleibt also konstant), da das Phasenraumvolumen, das die Protonen besetzen, in longitudinaler Richtung wächst, so daß die Amplitude der transversalen Schwingungen sinkt. Typische Werte für die Protonmaschine [Hol95] sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Die Verteilung der Vertizes von ep–Stößen besitzt die Breite σ, die mit den Strahlbrei-

[3] Es sind auch andere Definitionen der Emittanz gebräuchlich, insbesondere die sogenannte 2σ–Emittanz mit dem Wert 4ϵ und die normierte Emittanz ϵ/E, die auf die Strahlenergie bezogen ist. Zudem wird oft die Fläche der Phasenraumellipse als Maß der Emittanz verwendet [Roß93, S. 44], mit dem Wert $\pi \cdot \epsilon$, was aber stets bei der Angabe der Einheit deutlich gemacht wird ($\pi \cdot \mathrm{mm} \cdot \mathrm{mrad}$ statt $\mathrm{mm} \cdot \mathrm{mrad}$).

Protonenergie [GeV]	A_x	B_x [μrad/μm]	A_y	B_y [μrad/μm]
450	-2.46	0.2218	-8.60	0.2555
500	-0.63	0.1378	-3.76	0.1072
550	-0.11	0.1120	-2.84	0.0781
600	0.28	0.0924	-2.85	0.0783
650	0.56	0.0773	-2.55	0.0680
700	0.77	0.0654	-2.80	0.0797
750	0.93	0.0558	-2.73	0.0823
800	1.05	0.0481	-2.42	0.0746
820	1.09	0.0454	-2.31	0.0717

Tabelle 4.2: Einfluß der Vertexverschiebung auf Auftreffort und Winkel eines Protons
Eine horizontale Ablage X im Wechselwirkungspunkt führt zu einer Ablage $A_x \cdot X$ bei 85 m und zu einem Winkel $B_x \cdot X$. Es ist $A = \cos\Phi\,(85\,\mathrm{m})\sqrt{\beta\,(85\,\mathrm{m})/\beta\,(0)}$ und
$B = -\left(\alpha\,(85\,\mathrm{m}) \cdot \cos[\Phi\,(85\,\mathrm{m})] + \sin[\Phi\,(85\,\mathrm{m})]\right)/\sqrt{\beta\,(85\,\mathrm{m}) \cdot \beta\,(0)}$.

ten von Elektron– und Protonstrahl σ_e und σ_p durch

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma_e^2} + \frac{1}{\sigma_p^2}$$

zusammenhängt. Sie ist schmaler als jede der einzelnen Strahlbreiten. Diese Verteilung der Vertizes wird als Vertexverschmierung bezeichnet.

Einfluß der transversalen Vertexverschmierung

In Abschnitt 4.2 wurde bereits dargelegt, wie die Ablage eines Teilchens von der Sollbahn an einer Stelle (in diesem Fall am Wechselwirkungspunkt) sich an anderen Stellen entlang der Bahn auswirkt: Eine Ablage am Wechselwirkungspunkt der Größe $X\,(0)$ führt in der Entfernung s vom Wechselwirkungspunkt zu Ablagen

$$X\,(s) = X\,(0) \cdot \cos\Phi_x\,(s)\sqrt{\beta_x\,(s)/\beta_x\,(0)} = X\,(0) \cdot A_x$$

sowie zu Winkeln

$$X'\,(s) = -X\,(0) \cdot \left(\alpha_x\,(s)\cos[\Phi_x\,(s)] + \sin[\Phi_x\,(s)]\right)/\sqrt{\beta_x\,(s) \cdot \beta_x\,(0)} = X\,(0) \cdot B_x.$$

Tabelle 4.2 zeigt die Größe dieser Audrücke für verschiedene Energien. Man sieht, daß in der horizontalen Ebene eine Vertexverschmierung von 160 μm eine Verschmierung der Treffer bei 85 m um etwa 50 bis 150 μm sowie eine Winkelverschmierung zwischen 8 und 25 μradbewirkt. In der vertikalen Ebene führt eine Vertexverschmierung von 30 μm zu einer Trefferverschmierung um 80 bis 150 μmund zu einer Winkelverschmierung von etwa 2 bis 3 μrad. Damit liegt die Verschmierung des Auftreffortes bei 85 m in derselben Größenordnung wie die Meßgenauigkeit des FPS, und auch die Winkelverschmierung hat die gleiche Größenordnung wie die Unsicherheit von etwa 6 μrad, die sich aus der Vielfachstreuung an der ersten FPS–Station ergibt[4].

[4] Das gesamte Material des 80 m–Topfes entspricht etwa 14.9 Strahlungslängen (Tab. 4.3), damit beträgt der RMS–Streuwinkel bei Vielfachstreuung $\langle\Delta\Theta\rangle = 6.3\,\mu$rad bei $E' = 750$ GeV.

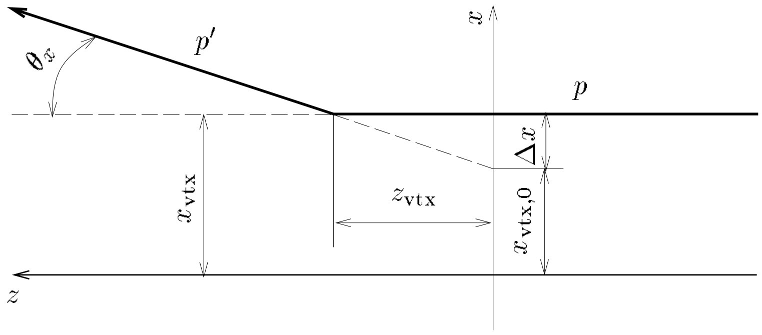


Abbildung 4.8: Einfluß der Vertexverschiebung in z
Die Trajektorie eines Protons, das an einem Vertex mit den Koordinaten $(x_{\mathrm{vtx}}, z_{\mathrm{vtx}})$ gestreut wurde, ist die gleiche wie die eines Protons, das bei $(x_{\mathrm{vtx},0}, 0) = (x_{\mathrm{vtx}} - \theta_x \cdot z_{\mathrm{vtx}}, 0)$ gestreut wurde.

Prinzipiell ist es möglich, bei genauer Kenntnis der Vertexposition des jeweiligen Ereignisses diese bei der Impulsrekonstruktion zu berücksichtigen, was zu einer Verbesserung der Impulsauflösung führen würde. Tatsächlich soll der zentrale Silizium–Vertexdetektor (CST), mit dem H1 1996/97 ausgestattet wird, für Ereignisse mit etwa 8 Spuren im Zentralbereich des Detektors eine Bestimmung der Vertexposition mit einer Genauigkeit von etwa $20\,\mu$m ermöglichen [Pre96]. 1995 befand sich der CST jedoch noch im Teststadium, so daß diese Information nicht zur Verfügung stand. Mit den Spurkammern allein ist die Vertexauflösung für ein einzelnes Ereignis nicht gut genug, um die Vertexposition in der $r\varphi$–Ebene senkrecht zur z–Achse genauer als einige hundert Mikrometer zu bestimmen. Daher werden die gemessenen Vertexpositionen über einen ganzen Run gemittelt und anschließend werden die Spuren eines einzelnen Ereignisses an diesen mittleren „Runvertex“ angepaßt. Eine Korrektur auf die tatsächliche Vertexposition eines einzelnen Ereignisses ist so nicht möglich.

Einfluß der Vertexverschmierung in z–Richtung

Aufgrund der longitudinalen Ausdehnung der Protonpakete von etwa 40 cm sind die Vertizes der ep–Wechselwirkungen in z mit einem RMS von ca. 10 cm annähernd Gaussförmig verteilt. Im folgenden wird diskutiert, inwieweit eine solche Verschiebung für die Impulsrekonstruktion relevant ist.

Wie Abbildung 4.8 zeigt, kann man die Trajektorie eines Protons auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse bei $z = 0$ projizieren, so daß das Proton von einem Vertex bei $z = 0$ mit den Koordinaten

$$(x_{\mathrm{vtx}} - \theta_x \cdot z_{\mathrm{vtx}},\ y_{\mathrm{vtx}} - \theta_y \cdot z_{\mathrm{vtx}},\ 0)$$

zu kommen scheint. Man kann davon ausgehen, daß x_{vtx} und y_{vtx} normalverteilt sind mit den gleichen Parametern wie bei $z = 0$, also typischerweise $\sigma_x \approx 160\,\mu$m, $\sigma_x \approx 30\,\mu$m; z_{vtx} ist normalverteilt mit einer Breite von $\sigma_z \approx 10$ cm.

Für diffraktiv elastische Streuung mit $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto \exp(bt) \approx \exp(-b[p_x^2 + p_y^2])$ ist $\theta_x \approx p_x/E'$ normalverteilt mit $\sigma_{\theta_x} = 1/(\sqrt{2b}E')$. Für $E' = 820\,\mathrm{GeV}$ und $b = 5.9\,\mathrm{GeV}^{-2}$, wie es für tiefunelastische diffraktive ep–Streuung gemessen wurde [Wol96], ergibt das $\sigma_{\theta_x} = 0.35$ mrad. (Eine Gleichverteilung der Streuwinkel im Akzeptanzbereich von ± 0.5 mrad entspricht einem RMS von 0.29 mrad.)

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Wechselwirkung bei $z = z_{\mathrm{vtx}}$ stattfindet und daß das Proton unter dem Winkel θ_x gestreut wird, beträgt

$$\frac{\mathrm{d}^2 P}{\mathrm{d}\theta_x \,\mathrm{d}z} = \frac{1}{2\pi\sigma_{\theta_x}\sigma_z} \exp\left(-\frac{\theta_x^2}{2\sigma_{\theta_x}^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right).$$

Betrachtet man nur die scheinbare, zusätzliche Vertexverschiebung in Δx, die dadurch zustande kommt, daß die Wechselwirkung bei $z = z_{\mathrm{vtx}}$ stattfindet (setzt man also $x_{\mathrm{vtx}} = 0$), so erhält man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Proton unter dem Winkel θ_x gestreut wird und daß die scheinbare Vertexverschiebung bei $z = 0$ den Wert $\Delta x = x_{\mathrm{vtx}} - x_{\mathrm{vtx},0} = -\theta_x \cdot z$ hat:

$$\frac{\mathrm{d}^2 P}{\mathrm{d}\theta_x \,\mathrm{d}\Delta x} = \frac{1}{2\pi\sigma_{\theta_x}\sigma_z} \frac{1}{|\theta_x|} \exp\left(-\frac{\theta_x^2}{2\sigma_{\theta_x}^2}\right) \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{2\theta_x^2\sigma_z^2}\right).$$

Das Integral dieses Ausdrucks über θ_x, das die scheinbare x–Vertexverteilung angibt, besitzt keine geschlossene Lösung, man kann jedoch die Varianz $\sigma_{\Delta x}^2$ der Δx–Verteilung berechnen:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Delta x}^2 &= \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \frac{\mathrm{d}^2 P}{\mathrm{d}\theta_x \,\mathrm{d}\Delta x} \mathrm{d}\Delta x \,\mathrm{d}\theta_x \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi\sigma_{\theta_x}\sigma_z} \frac{\Delta x^2}{|\theta_x|} \exp\left(-\frac{\theta_x^2}{2\sigma_{\theta_x}^2}\right) \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{2\theta_x^2\sigma_z^2}\right) \mathrm{d}\Delta x \,\mathrm{d}\theta_x = \sigma_z^2\sigma_{\theta_x}^2 .
\end{aligned}$$

Mit $\sigma_z = 10\,\mathrm{cm}$ und $\sigma_{\theta_x} = 0.35\,\mathrm{mrad}$ erhält man also[5] $\sigma_{\Delta x} = \sigma_{\Delta y} \approx 35\mu\mathrm{m}$, was zu vergleichen ist mit den Werten für die eigentliche Verschiebung des Vertex in x und y von 160 bzw. $30\,\mu$m.

In der horizontalen Ebene ist dieser Beitrag vernachlässigbar, in der vertikalen Eben ist er etwa genauso groß wie die eigentliche Vertexverschmierung. Das bedeutet, daß eine Korrektur auf die Vertexverschiebung in z bei einem einzelnen Ereignis eine Verbesserung der Impulsauflösung von etwa 20 % verspricht.

Da eine solche Korrektur nur eine geringe Verbesserung darstellt, zumal die Energiemessung in der horizontalen Ebene in vielen Fällen ohnehin besser ist als in der vertikalen Ebene, wurde eine solche Korrektur im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, obwohl die Meßgenauigkeit der zentralen Spurkammern dafür ausreichend wäre.

4.3 Instrumentierung

Der Nachweis der Protonen in den beiden Stationen des FPS geschieht mit Hodoskopen aus szintillierenden Fasern und flächigen Szintillatoren (Abb. 4.10). Innerhalb des Tauchgefäßes befinden sich im Abstand von 60 mm zwei Faserdetektoren, die mit ortsempfindlichen Vielkanalphotomultipliern (PSPMs) ausgelesen werden (Abb. 4.9).

[5] Diese Formel ist eine Abschätzung von $\sigma_{\Delta x}$ nach oben, da das Integral über θ_x sich nur über den Akzeptanzbereich des FPS erstrecken sollte, also über den Bereich $-0.5\,\mathrm{mrad} \lesssim \theta_x \lesssim +0.5\,\mathrm{mrad}$.

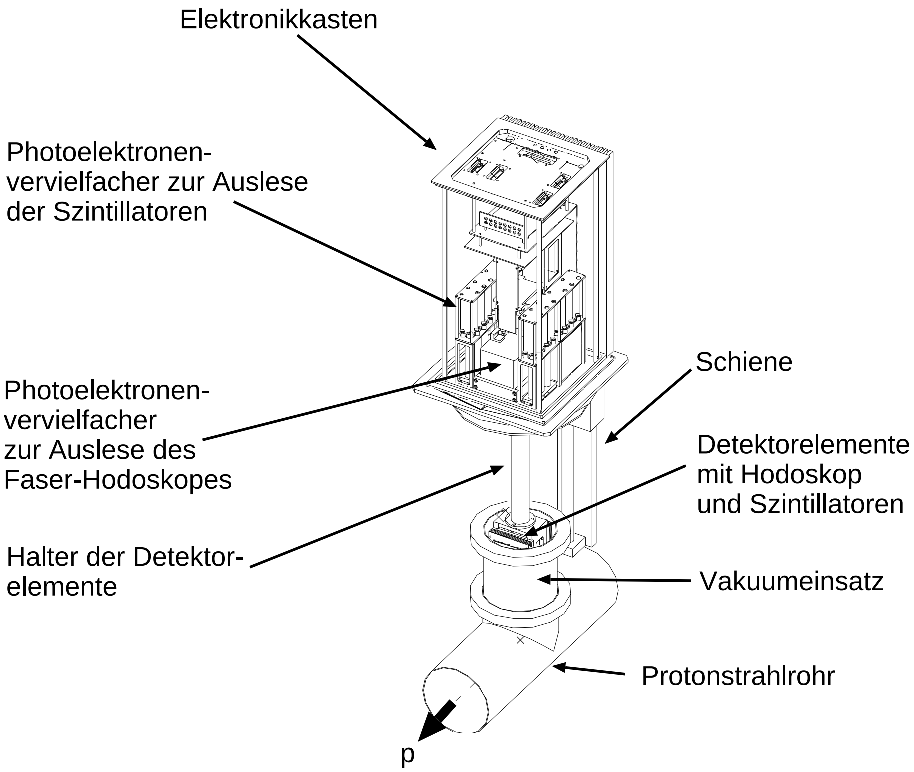


Abbildung 4.9: Aufbau einer FPS–Station (aus [Wil95])

Jeder dieser Detektoren besteht aus zwei Faserhodoskopen mit je 48 szintillierenden Fasern (∅1 mm) in fünf Lagen in Winkeln von $\pm 45°$ zur Senkrechten. Die Fasern der einzelnen Lagen sind um jeweils 0.21 mm gegeneinander verschoben, um die Ortsauflösung des Detektors bei senkrechtem Teilchendurchgang zu erhöhen. Die szintillierenden Fasern sind über Lichtleitfasern mit den Pixeln des PSPM verbunden. Um die Anzahl der Auslesekanäle zu reduzieren, werden je vier Fasern auf ein Pixel geführt, so daß zur Auslese der 240 Fasern eines Faserdetektors ein PSPM mit 64 Pixeln ausreicht. Es werden grundsätzlich Fasern einer Lage auf ein Pixel geführt; die 1., 13., 25. und 37. Faser führen auf ein Pixel, ebenso die 2., 14., 26. und 38. Faser, und so weiter bis zur 12., 24., 36. und 48. Faser. Die dadurch entstehende Mehrdeutigkeit wird mit Hilfe der Triggerszintillatoren aufgelöst: Jeder Triggerszintillator ist jeweils zwölf Fasern zugeordnet, so daß entschieden werden kann, wo das Proton den Detektor passiert hat (Abb. 4.14).

Die Triggerszintillatoren werden mit konventionellen Photomultipliern ausgelesen (weitere technische Daten sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt). Das beim Teilchendurchgang erzeugte Licht wird in Wellenlängenschieberfasern gesammelt, die in Rillen an der Szintillatoroberfläche eingeklebt sind, und von den WLS–Fasern zu den Photomultipliern geleitet. Die Erfahrung im Jahr 1995 hat gezeigt, daß bei dieser Auslesemethode zu viel Licht verloren geht, so daß bei mehreren Triggerszintillatoren Nachweiswahrscheinlichkeiten für Protonen von weniger als 90 % gemessen wurden. 1996 wurden daher verbesserte Triggerszintillatoren installiert, bei denen das erzeugte Licht durch 240 Lichtleitfasern (∅0.5 mm), die an der Kante des Szintillators angeklebt sind, zu den Photomultipliern geführt wird. Diese neue Ausführung erreicht Ansprechwahrscheinlichkeiten von 99 %.

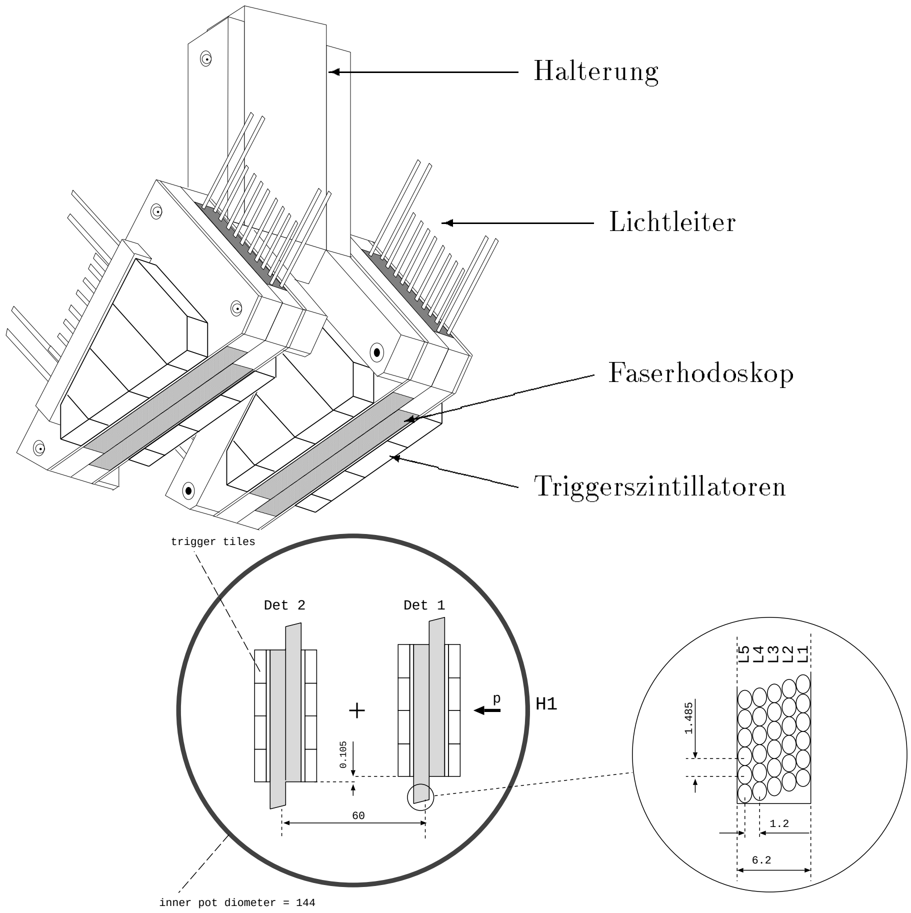


Abbildung 4.10: Instrumentierung einer FPS–Station (aus [Int96])
Oben: Perspektivische Ansicht der Faserhodoskope und Triggerszintillatoren
Unten: Horizontaler Schnitt durch eine Station. Der Kreis bezeichnet die Wand des Vakuumgefäßes, das einen Innendurchmesser von 144 mm besitzt.

Die Signale der PSPM-Pixel und der Triggerszintillatoren werden mit schnellen Analog–Digital–Wandlern (FADCs) mit einer Auflösung von 6 bit digitalisiert. Ein Proton deponiert etwa 200 keV in einer Faser, das entspricht etwa 10 primären Photoelektronen und einem Signal von etwa 30 ADC–Einheiten. Das Ausleseprogramm führt eine Pedestal–Korrektur durch und speichert alle pedestal–korrigierten ADC–Werte, die mindestens eine ADC–Einheit über dem Pedestal liegen. Die Pedestal–Werte liegen typischerweise bei etwa 4 bis 7 ADC–Einheiten, die RMS–Werte bei 1 bis 4 ADC–Einheiten.

4.3.1 Der Triggerprozessor

Die Aufgabe des Triggerprozessors ist es, die Signale der Triggerszintillatoren zu verknüpfen, um zu einer Triggerentscheidung zu gelangen. Verwendet wird dazu ein PLD (*Programmable Logic Device*) des Typs MACH–210 der Firma AMD. Für jede der beiden FPS–Stationen gibt es einen Triggerprozessor (TP). Die Eingangssignale des TP sind die 16 digitalisierten Signale der Triggerszintillatoren und je ein Summensignal von jedem PSPM. Bei diesen Summensignalen handelt es sich um Signale, die von der letzten, für alle

Parameter	Wert
Faserhodoskope	
Fasern pro Koordinate und Subdetektor	5 Lagen à 48 Fasern
Dicke pro Koordinate und Subdetektor	$6\,\text{mm} \simeq 1.42\,\%\,X_0 \simeq 0.76\,\%\,\lambda_I$
Faserdurchmesser	1.00 mm
Fasertyp	POLHITECH 042–100
Abstand der Fasermittelpunkte in der Lage	1.05 mm
Abstand der Lagen	1.20 mm
Verschiebung der Faserlagen	0.21 mm
Fasern pro PSPM–Pixel	4
Nachweiswahrscheinlichkeit pro Lage	60 – 75 %
Ortsempfindlichen Vielkanalphotomultiplier (PSPMs)	
Typ	Hamamatsu 4139–20
Pixel	64
Pixelgröße	∅4 mm
Verstärkung bei 2 kV	$3 \cdot 10^6$
Quanteneffizienz bei 420 nm	20 %
Vorverstärker und FADCs	
Verstärkung der Vorverstärker	100 mV/pC
Dynamischer Bereich der FADCs	1 V
Auflösung der FADCs	6 bit
Triggerszintillatoren	
Breite	12.8 mm
Dicke pro Koordinate und Subdetektor	$5\,\text{mm} \simeq 1.18\,\%\,X_0 \simeq 0.63\,\%\,\lambda_I$
Material	BICRON 408
WLS–Fasern zur Auslese	2 BICRON BCF 91A
Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen	80 – 95 %
Photomultiplier für Triggerszintillatoren	
Typ	Philips XP 1911
Verstärkung bei 1.7 kV	$4.5 \cdot 10^6$
Quanteneffizienz bei 400 nm	30 %
Fenster des Vakuumeinsatzes	
Dicke (Topf bei 80.5 m)	$0.7\,\text{mm} \simeq 4.0\,\%\,X_0 \simeq 0.42\,\%\,\lambda_I$
Dicke (Topf bei 89.7 m)	$0.3\,\text{mm} \simeq 1.7\,\%\,X_0 \simeq 0.25\,\%\,\lambda_I$
Material	Stahl

Tabelle 4.3: Technische Daten des FPS

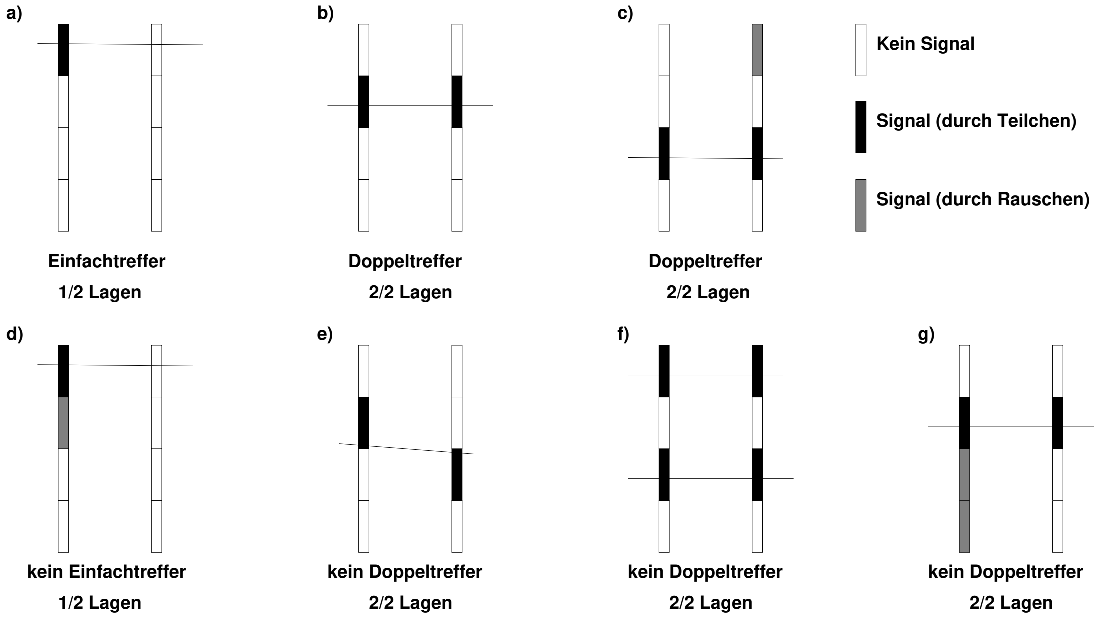


Abbildung 4.11: Triggerszintillatormuster
Dargestellt sind verschiedene Treffermuster in den Triggerszintillatoren einer Koordinate (u oder v), die sich beim Durchgang eines oder mehrerer Teilchen ergeben können. Auch durch Rauschen können Signale erzeugt werden (grau dargestellt).
Die obere Reihe (a bis c) zeigt Muster, die als von einem Teilchen verursacht betrachtet werden. Die untere Reihe (d bis g) zeigt Muster, die entweder von mehreren oder schräg fliegenden Teilchen verursacht wurden oder soviele durch Rauschen verursachte Signale enthalten, daß eine eindeutige Auflösung der Ambiguitäten in den Faserhodoskopen nicht mehr gewährleistet ist.
Die oben dargestellten Treffermuster führen—beim Vorliegenden eines entsprechenden Musters in der anderen Koordinate—zu einem der drei „Einzelteilchen“–Triggersignale, die unteren Muster können nur eines der drei weniger restriktiven „3–aus–4–Lagen“– oder „4–aus–4–Lagen“–Triggersignale auslösen.

Pixel gemeinsamen Dynode des PSPM abgegriffen und digitalisiert werden. Da aufgrund technischer Schwierigkeiten nicht alle dieser Summensignale tatsächlich angeschlossen waren, sind diese Signale ohne praktische Bedeutung und werden im folgenden nicht weiter diskutiert.

Der TP erzeugt aus den 20 Eingangssignalen acht Ausgangssignale, die verschiedenen logischen Verknüpfungen der Eingangssignale entsprechen.

Beim Entwurf der Triggerbedingungen waren folgende Vorgaben zu erfüllen:

- Hohe Triggereffizienz von besser als 95 % pro Station bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 90 % eines einzelnen Szintillators.
- Redundanz: Der Ausfall eines einzelnen Triggerszintillators darf nicht dazu führen, daß keine Triggersignale mehr ausgelöst werden.
- Geringe Triggerrate unter 1000 Hz pro Station (das entspricht 0.1 Hz bei Verundung beider Stationen) aufgrund von Rauschen und synchrotronstrahlungsinduzierten Signalen in den Triggerszintillatoren bei Rauschraten bis 100 kHz pro Szintillator.

- Robustheit gegen Rauschen: Eine Rauschrate von bis zu 100 kHz sollte die Triggerwahrscheinlichkeit nicht wesentlich herabsetzen.

- Unterdrückung von Ereignissen, bei denen mehrere Teilchen eine Station durchqueren, oder bei denen Teilchen die Station nicht parallel zur Strahlachse durchqueren (typisch für Schauer)

Ein Proton durchquert in einem Topf vier Lagen von Triggerszintillatoren. Aufgrund der ersten Forderung muß das Ansprechen dreier Lagen genügen, um ein Triggersignal auszulösen. Eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 90 (95) % pro Szintillator resultiert dann in einer Triggerwahrscheinlichkeit von 94.8 (98.6) %, während nur in 65.6 (81.5) % der Fälle alle vier Triggerszintillatoren ein Signal abgeben.

Die dritte Forderung bedingt, daß das Ansprechen von zwei Triggerszintillatoren in verschiedenen Lagen eine zu schwache Forderung ist. Mit 3 Szintillatoren in verschiedenen Lagen erzielt man Triggerraten von 2.6 Hz bei einer Rauschrate von 10 kHz pro Szintillator.

Diese Forderungen sind in drei Triggerbedingungen verwirklicht, die im TP implementiert sind:

- Bit 5: 2/2 Lagen in u, 2/2 Lagen in v („4–aus–4–Lagen“)

- Bit 0: 2/2 Lagen in u, irgendein Treffer in v („3–aus–4–Lagen“)

- Bit 6: Irgendein Treffer in u, 2/2 Lagen in v („3–aus–4–Lagen“)

Offensichtlich ist ein Signal in bit 5 immer mit Signalen in bit 0 und 6 verbunden.

Diese Triggerbedingungen sind auch dann erfüllt, wenn ein Schauer mit vielen Teilchen eine FPS–Station trifft. Um solche Ereignisse zu unterdrücken, wird ausgenutzt, daß Protonen, die vom Wechselwirkungspunkt stammen, das FPS strahlparallel durchqueren, so daß sie in jeder Koordinate entweder in genau einem Szintillator ein Signal erzeugen („Einfachtreffer“, Abb. 4.11 a), oder in zwei hintereinanderliegenden Szintillatoren („Doppeltreffer“, Abb. 4.11 b).

Um die Robustheit des Triggers gegen Rauschen zu erhöhen, werden auch Triggermuster als Doppeltreffer betrachtet, bei denen in maximal einem weiteren Szintillator ein Signal vorliegt (Abb. 4.11 c)

Aufgrund der Forderung, daß mindestens drei Lagen angesprochen haben müssen, um ein Triggersignal auszulösen, reichen Einfachtreffer in beiden Koordinaten nicht für ein Triggersignal aus. Die folgenden Triggerbedingungen sind implementiert:

- Bit 4: Doppeltreffer in u, Doppeltreffer in v

- Bit 3: Doppeltreffer in u, Einfachtreffer in v

- Bit 2: Einfachtreffer in u, Doppeltreffer in v

Da Einfachtreffer und Doppeltreffer sich gegenseitig ausschließen, sollte immer nur eines dieser drei bits ein Signal zeigen. Weiterhin impliziert ein Signal in bit 4 auch Signale in den bits 5, 0 und 6, ein Signal in bit 3 impliziert ein Signal in bit 0 und kein Signal in den bits 5 und 6, ein Signal in bit 2 impliziert ein Signal in bit 6 und kein Signal in den bits 5 und 0.

Diese Bedingungen können herangezogen werden um zu prüfen, ob das Ausgangsmuster des Triggerprozessors selbstkonsistent ist. Dabei ist zu beachten, daß die Eingangssignale des TP nicht mit der HERA–Clock synchronisiert sind, so daß zu verschiedenen Zeiten innerhalb einer Taktperiode verschiedene dieser Triggerbits feuern können. Im Datenstrom wird dagegen nur verzeichnet, ob ein bestimmtes bit innerhalb einer Taktperiode angesprochen hat, nicht wann, so daß Inkonsistenzen im aufgezeichneten Bitmuster nicht unbedingt auf eine Fehlfunktion des Triggerprozessors hinweisen. Solche Inkonsistenzen treten in etwa 2.5 % der Fälle auf, bei denen ein Proton eine FPS–Station durchquert.

Sobald eines der Triggerbits feuert, wird ein TDC (*Time Digital Converter*) gestartet, der die Zeit bis zum Eintreffen der nächsten fallenden Flanke der HERA–Clock mit einer Auflösung von 5 ns mißt. Studien zu Beginn der Datennahmeperiode haben gezeigt, daß die von den FADCs gemessenen Amplituden der PSPM–Pixel maximal sind, wenn dieser Zeitraum etwa 80 ± 15 ns beträgt.

Die typischen Triggerraten pro FPS–Station betrugen 1995 etwa 2 bis 4 kHz, wenn nur die drei Triggerbits 2, 3 und 4 aktiv waren. Wenn auch die bits 5, 0 und 6 aktiviert wurden, war die Triggerrate pro Topf etwa doppelt so hoch.

Die Koinzidenzrate zwischen beiden FPS–Stationen betrug 1995 etwa 0.5 bis 1.0 kHz, wenn nur die drei Triggerbits 2, 3 und 4 aktiv waren.

4.4 Betrieb des FPS und Datennahme

Um Protonen im Energiebereich oberhalb von 700 GeV nachzuweisen, müssen die Hodoskope des FPS bis auf wenige Millimeter an den zirkulierenden Protonstrahl herangebracht werden. Dies ist nur bei stabilen Strahlbedingungen möglich, insbesondere müssen die Römischen Töpfe während der Injektion zurückgezogen sein, damit die zur Injektion notwendige Apertur zur Verfügung steht.

Bei stabilen Strahlbedingungen werden die Römischen Töpfe aus ihrer Ausgangsposition in 50 mm Entfernung von Strahl auf 5 bis 8 mm an den Strahl herangefahren (das genaue Verfahren ist in [Wil95] beschrieben). Änderungen in den Untergrundbedingungen können dazu führen, daß die Topfpositionen während der Datennahme um einige zehntel Millimeter korrigiert werden, so daß sich die Lage der Faserhodoskope auch innerhalb eines Runs ändern kann. In der Regel bleiben die Positionen über Stunden konstant. Alle Daten über die Position der Detektoren werden in einer Datenbank gespeichert und stehen der Rekonstruktion zur Verfügung.

Aus den erreichten Positionen der Römischen Töpfe kann man schließen, daß die Lage des Protonstrahles während einer Füllung innerhalb von wenigen zehntel Millimetern stabil bleibt, während sie von Füllung zu Füllung um einige Millimeter schwanken kann. Daher wird die Kalibration der Strahlposition für eine komplette Füllung (siehe Abschnitt 4.7) durchgeführt.

Die Inbetriebnahme des FPS war am 25.8.1995 abgeschlossen. Von diesem Zeitpunkt (Run 119295) an wurden bis zum Ende der Datennahmeperiode 1995 Daten mit einer integrierten Luminosität von $4.48\,\mathrm{pb}^{-1}$ von H1 aufgezeichnet, das sind 81 % der gesamten nutzbaren Datenmenge von 1995. Die integrierte Luminosität aller Füllungen, in denen das FPS lange genug betrieben wurde, um ein Kalibration durchzuführen, beträgt $2.50\,\mathrm{pb}^{-1}$.

4.5 Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der FPS–Daten geht in zwei Schritten vor sich: Zunächst werden die PSPM–Pixel und Triggerszintillatoren identifiziert, bei denen ein signifikantes Signal vorliegt (Trefferidentifikation); anschließend werden aus den Treffern Spuren rekonstruiert (Spurrekonstruktion).

4.5.1 Trefferidentifikation

Die Trefferidentifikation hat die Aufgabe, für jeden gegebenen FADC–Wert eines Pixels oder PM zu entscheiden, ob es sich um ein echtes Signal handelt oder um Untergrund durch Rauschen oder Übersprechen.

Triggerszintillatoren

Bei den PMs, mit denen die Triggerszintillatoren ausgelesen werden, beschränkt sich diese Aufgabe auf die Trennung von Signal und Rauschen. Dazu wird der gemessene ADC–Wert mit einer Schwelle verglichen, die für jeden Triggerszintillator individuell aus der Breite der Pedestal–Verteilung (σ_i) bestimmt wird: Ein ADC–Wert[6] S_i wird als Treffer behandelt, wenn

$$S_i > 2\sigma_i + 1 \tag{4.4}$$

gilt[7]. Bei dieser Schwelle liegt die Wahrscheinlichkeit für ein zufälliges Ansprechen eines PM unter 1 %, was anhand von Ereignissen überprüft wurde, in denen kein Teilchen den Detektor passiert hat.

Faserhodoskope

Bei den PSPMs ist die Situation komplexer, da es zu Übersprechen (*cross talk*) zwischen benachbarten Pixeln kommen kann: Es ist möglich, daß Photonen die Lichtleitfasern unter so großem Winkel verlassen, daß sie ein benachbartes Pixel treffen und dort ein Photoelektron erzeugen, oder daß Photoelektronen aus der Photokathode in die Dynodenkette gelangen, die zu einem Nachbarpixel gehört. In solchen Fällen kommt es dazu, daß in dem benachbarten Pixel ein Signal auftritt, das ähnlich groß wie, oder größer als das Signal im eigentlich getroffenen Pixel ist. Weiterhin können Teile der Sekundärelektronenlawine auf die Anoden der Nachbarpixel gelangen, was zu einem niedrigeren Signal in den Nachbarpixeln führt.

Abbildung 4.12 illustriert dieses Verhalten: Untersucht wurden die ADC–Spektren von Pixeln, an die keine Hodoskopfasern angeschlossen sind, sondern LEDs, die Testzwecken dienen. Signale in diesen Pixeln können nur durch Rauschen und Übersprechen ausgelöst werden. Die Abbildung 4.12a zeigt, daß sich das Maximum des ADC–Spektrums von 0 ADC–Einheiten zu 1 ADC–Einheit verschiebt, wenn in einem der direkten Nachbarpixel ein Signal mit einer Amplitude zwischen 20 und 30 ADC–Einheiten beobachtet wurde. Bei einem Signal von mehr als 50 ADC–Einheiten in einem direkten Nachbarpixel (Abb. 4.12b) verschiebt sich das Maximum der Verteilung zu 2 ADC–Einheiten, und der Gaussförmige

[6] Von allen ADC–Werten, von denen hier die Rede ist, sind bereits die Pedestalwerte subtrahiert worden.

[7] Die Addition von 1 zu dem gemessenen RMS sorgt dafür, daß die Schwelle auch bei PMs, für die $\sigma_i = 0$ gemessen wurde, nicht bei 0 liegt.

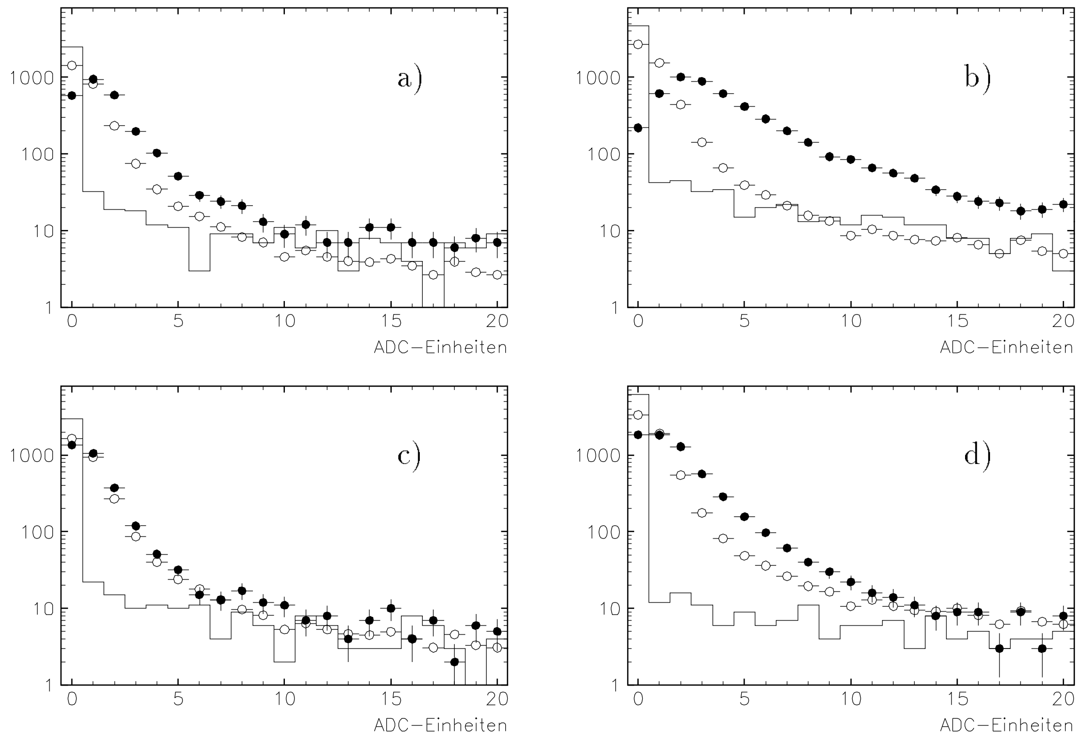


Abbildung 4.12: Einfluß des Übersprechens auf ADC–Spektren
○: ADC Spektren von LED–Pixeln, wenn keines der Nachbarpixel ein Signal aufweist
•: ADC Spektren von LED–Pixeln bei Vorliegen eines Signals im Nachbarpixel.
□ : ADC–Spektren von LED–Pixeln bei Vorliegen eines Signals im Nachbarpixel nach Anwendung des Filterverfahrens
a) Signal von 20 bis 30 ADC–Einheiten in einem direkten Nachbarn
b) Signal von mehr als 50 ADC–Einheiten in einem direkten Nachbarn
c) Signal von 20 bis 30 ADC–Einheiten in einem diagonalen Nachbarn
d) Signal von mehr als 50 ADC–Einheiten in einem diagonalen Nachbarn

Teil des Spektrums wird deutlich breiter. Die mittlere Amplitude eines Pixels erhöht sich somit um etwa 5 % der Amplitude, die ein Signal in einem direkten Nachbarpixel erzeugt. Daneben zeigt sich eine gleichmäßige Anhebung des Anteils von Ereignissen mit hohen Amplituden oberhalb von 15 ADC–Einheiten, was darauf hindeutet, daß in seltenen Fällen große Teile eines Signals im Nachbarpixel beobachtet werden. Die gleichen Beobachtungen macht man auch, wenn ein Signal in einem diagonal gelegenen Nachbarpixel auftritt (Abb. 4.12c und d), aber der Effekt ist wesentlich schwächer.

Dieses Übersprechen führt dazu, daß eine Trefferidentifikation nach Formel 4.4 zu einer unakzeptabel hohen Anzahl von zusätzlichen Treffern führen würde, während eine Verschärfung des Trefferkriteriums (z. B. auf $S_i > 2\sigma_i + 10$) eine zu starke Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit bewirkt.

Aus diesem Grund wird zur Trefferidentifikation die Umgebung eines Pixels herangezogen. Bei der „Methode des lokalen Maximums“ wird ein Signal in einem Pixel nur dann als Treffer gewertet, wenn es die vorgegebene Schwelle S_i überschreitet und größer ist als die Signale aller acht umgebenden Pixel [Bäh93].

Bei der verwendeten „Filter–Methode“, die in Anhang A ausführlich beschrieben wird, wird von der Amplitude jedes Pixels das gewichtete Mittel der Signale in den Nachbarpixeln subtrahiert, wobei die direkten Nachbarn ein stärkeres Gewicht haben als die diagonalen. Dadurch werden die Amplituden in Pixeln, die neben einem Pixel mit hoher Amplitude liegen, reduziert, so daß auch bei einer niedrigen Nachweisschwelle die Anzahl der fehlidentifizierten Treffer aufgrund von Übersprechen nicht zu groß wird.

Nach diesem Filtervorgang werden die modifizierten Amplituden mit einer Schwelle verglichen: Amplituden, die das Kriterium

$$S_i > 2\sigma_i + 1$$

erfüllen, werden als Treffer gewertet.

Eine andere Quelle von Treffern in den Hodoskopen bilden δ–Strahlen, die senkrecht zur Spur emittiert werden. Um eine Distanz von 1 mm, also einen Faserdurchmesser, zurückzulegen, benötigt eine Elektron in dem Szintillatormaterial eine Energie von 350 keV. Beim Durchgang durch die Hodoskope einer Station werden im Mittel 0.5 Elektronen mit mindestens dieser Energie erzeugt. Sie stellen für die Rekonstruktion kein Problem dar.

Das Ergebnis der Trefferidentifikation bildet den Ausgangspunkt für die Spurrekonstruktion, die im folgenden beschrieben wird. Auf den DSTs (*Data Summary Tapes*) steht das Ergebnis der Trefferidentifikation vollständig zur Verfügung, während die Spurrekonstruktion innerhalb des Analyseprogrammes erfolgt. Damit kommt eine Verbesserung der Spurrekonstruktion auch bei bereits prozessierten Daten der Analyse zugute.

4.5.2 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion erfolgt in mehreren Schritten: Zunächst werden die Mehrdeutigkeiten aufgelöst, die durch das *Multiplexing* entstehen, und die getroffenen Fasern werden zu Gruppen (*Clustern*) zusammengefaßt (Abb. 4.13, a–c). Anschließend werden die zu einer Gruppe gehörenden Fasern durch eine Gerade verbunden (Abb. 4.13 d). Die Ausgleichsgeraden der uz–Ebene und der vz–Ebene werden anschließend zu einer räumlichen Gerade vereint. Der letzte Schritt ist die gemeinsame Anpassung einer Spur durch beide Stationen des FPS. Das Ergebnis dieser Rekonstruktion ist die Lage und Neigung der Teilchentrajektorie an einer Position zwischen den beiden FPS–Stationen bei $z = 85$ m. Auf diese Schritte wird im folgenden genauer eingegangen.

Auflösung der Mehrdeutigkeiten und Gruppierung der Fasern

Da jeweils vier szintillierende Fasern auf ein PSPM–Pixel geführt werden, ergeben sich Mehrdeutigkeiten, die mit Hilfe der Trigger–Szintillatoren aufgelöst werden.

Es wird davon ausgegangen, daß nur ein Teilchen das Hodoskop durchquert hat, was bei den Ereignissen, die mit dem FPS untersucht werden, der Fall ist. Wenn mehrere Teilchen im Hodoskop beobachtet werden, stammen diese aus Schauern, die entstehen, wenn Protonen oder Neutronen aus der primären Wechselwirkung in der Nähe der FPS–Stationen auf das Strahlrohr oder einen Magneten treffen. Solche Ereignisse können nicht ausgewertet werden.

In einem ersten Schritt werden alle Fasern, die einem getroffenen Pixel zugeordnet sind (also vier Fasern pro Pixel), als getroffen betrachtet (Abb. 4.13 a).

Weiterhin sind jedem Triggerszintillator diejenigen Fasern zugeordnet, in denen ein Teilchen ein Signal erzeugen könnte, das den jeweiligen Triggerszintillator passiert (Abb. 4.14). Diese Fasern werden markiert (Abb. 4.13 b). Im nächsten Schritt werden diese

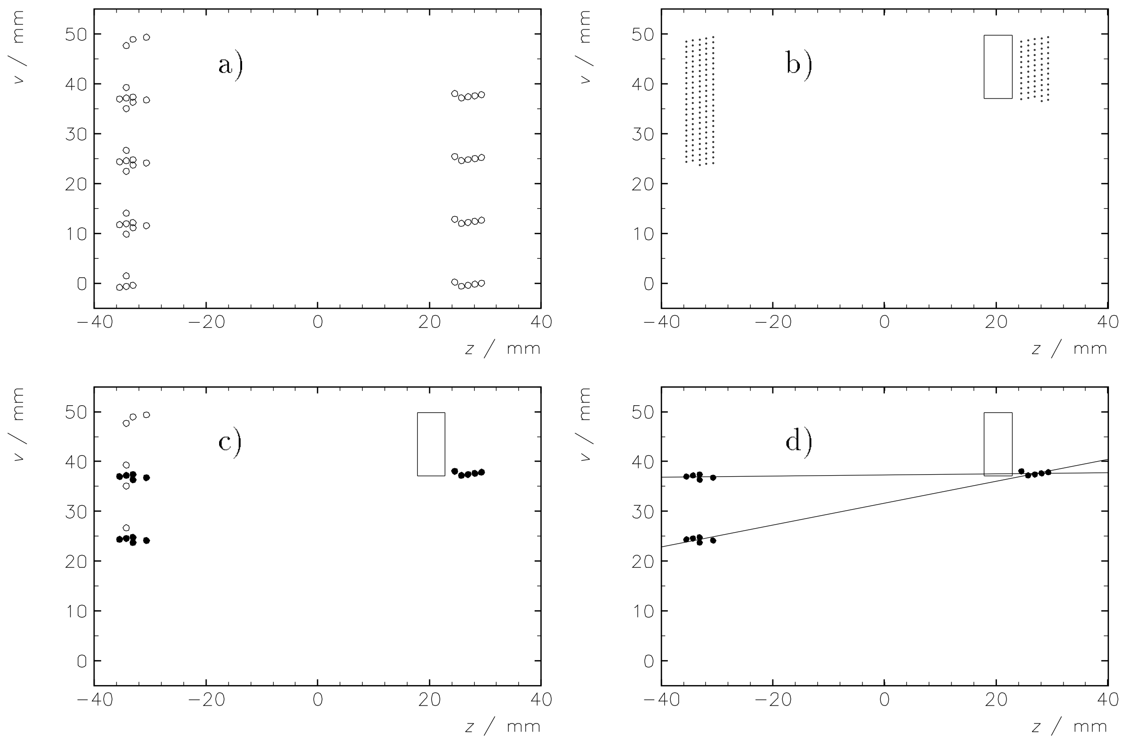


Abbildung 4.13: Schritte der Spurrekonstruktion
a) Jede Faser, die zu einem getroffenen Pixel gehört, wird als getroffen betrachtet.
b) Jedem Triggerszintillator, der getroffen wurde ($\square$), wird eine Menge von Fasern zugeordnet, in denen Treffer akzeptiert werden ($\cdot$). Wenn in einer Reihe kein einziger Triggerszintillator getroffen wurde, werden die Triggerszintillatoren der gegenüberliegenden Reihe zur Auflösung der Mehrdeutigkeiten herangezogen. In diesem Fall wird jedem Szintillator aber eine größere Menge von Faser zugeordnet.
c) Die Schnittmenge der Fasern aus a) und b) wird gebildet ($\circ$). Wenn in zwei nebeneinanderliegenden Faserreihen genügend Fasern getroffen wurden, werden diese Fasern zu einer Gruppe zusammengefaßt ($\bullet$). Dies geschieht getrennt in beiden Subdetektoren.
d) Die Fasergruppen der beiden Subdetektoren werden durch Ausgleichsgeraden verbunden. In diesem Beispiel ergeben sich zwei Spurhypothesen, von denen die untere durch einen Winkelschnitt verworfen wird.

beiden Fasermengen zum Schnitt gebracht, so daß nur die Fasern als getroffen markiert sind, die zu einem Triggerszintillator gehören, in dem ein Signal vorliegt (Abb. 4.13 c).

Bevor eine Spuranpassung erfolgen kann, müssen die Treffer zu Gruppen zusammengefaßt werden, die zu einer Spur gehören. Auf diese Weise wird verhindert, daß zusätzliche Treffer, die durch Rauschen, Übersprechen oder Deltastrahlen verursacht werden, die Spuranpassung verschlechtern.

Aufgrund der Detektorgeometrie kann ein Teilchen, das annähernd strahlparallel fliegt (mit einem Winkel kleiner als etwa 50 mrad) nur in zwei nebeneinanderliegenden Faserreihen Signale verursachen. Als Gruppe wird daher eine Menge getroffener Fasern aus zwei benachbarten Faserreihen betrachtet. Im ersten Schritt der Gruppierung wird für jede Gruppe die Anzahl N_i^L der getroffenen Lagen bestimmt, dann werden die Gruppen gesucht, deren $N_i^L = N_{max}^L$ maximal ist. Alle Gruppen mit $N_i^L \geq \max(2, N_{max}^L - 1)$ werden behalten und für die Spuranpassung genutzt.

Spuranpassung in einer Projektion

Nachdem die Gruppierung für alle Subdetektoren durchgeführt wurde, wird der erste Schritt der Spuranpassung vorgenommen. Die Spuren werden zunächst einzeln in den beiden Stationen des FPS und den beiden Koordinaten u und v angepaßt. Dabei werden alle Gruppen eines Subdetektors mit allen Gruppen des anderen Subdetektors kombiniert (Abb. 4.13 d) und durch Geraden verbunden. Die Geradengleichung wird ermittelt, indem die Gerade an die Fasermittelpunkte der getroffenen Fasern nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt wird. Eine Gerade wird akzeptiert, wenn der Winkel zur nominellen Strahlachse kleiner als 80 mrad ist. Damit werden Spuren verworfen, bei denen in einem der Subdetektoren die Mehrdeutigkeiten nicht richtig aufgelöst werden konnten. Die Fehler der Parameter werden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate aus den Residuen berechnet [Squ68].

Räumliche Spuranpassung in einer FPS–Station

Wenn in beiden Koordinaten einer FPS–Station eine oder mehrere Spuren rekonstruiert werden konnten, werden die Spuren der u– und v–Koordinate paarweise kombiniert und die Parametrisierung wird in ein xy–Koordinatensystem übertragen, das fest mit dem Hodoskop verbunden ist. Der Ursprung dieses Koordinatensystems liegt in der Mittelebene des Vakuumgefaßes, auf Höhe der Unterkante der Faserdetektoren. Dieser Vorgang ist also unabhängig von der Position des Vakuumeinsatzes zum Zeitpunkt des Teilchendurchganges.

Die Achsenabschnitte der Geraden in der u– und v–Koordinate können Werte von 0 bis 49.35 mm annehmen. Der Bereich $0\,\text{mm} < u, v < 49.35\,\text{mm}$ ist nicht vollständig mit Fasern ausgefüllt, korrekt rekonstruierte Teilchenspuren liegen innerhalb des fünfeckigen sensitiven Bereichs der Hodoskope (Abb. 4.15). Rekonstruierte Spuren außerhalb dieses Bereiches sind ein Hinweis auf fehlerhafte Rekonstruktion, die durch eine falsche Auflösung von Ambiguitäten zustande kommen. Daraus resultiert die Anordnung solcher Spuren zu Streifen entlang der Grenzen zwischen den Triggerszintillatoren. Die Rekonstruktion unterdrückt solche Spuren nicht, da sie zur Kontrolle der Güte der Rekonstruktion geeignet sind. Nach allen Schnitten verbleiben in der Analyse keine Spuren mehr, die außerhalb des sensitiven Bereiches verlaufen (Abb. 5.10).

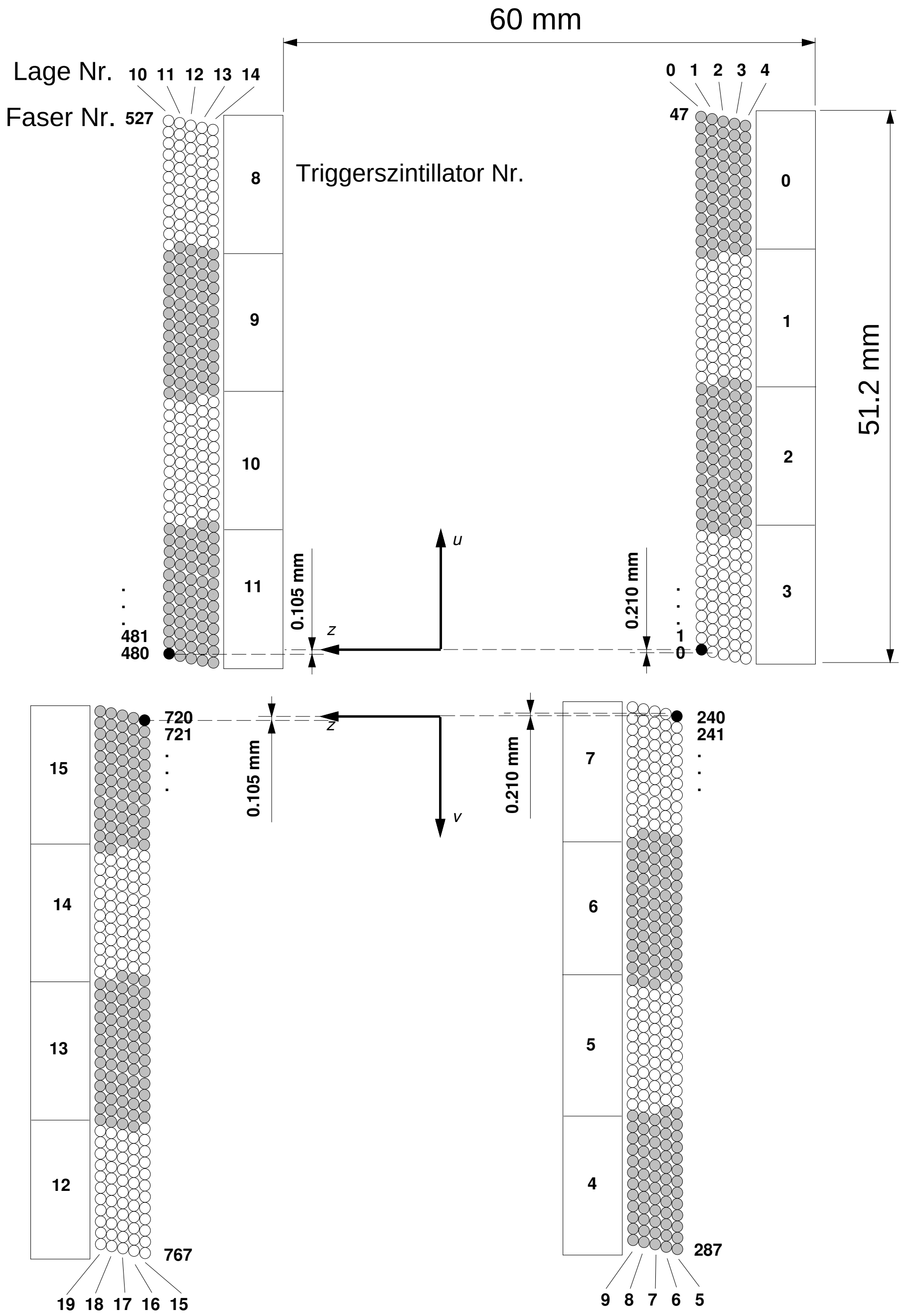


Abbildung 4.14: Anordnung und Numerierung der Fasern und Triggerszintillatoren in der 81 m–Station

Dargestellt ist ein Schnitt senkrecht zur Faserrichtung der u–Subdetektoren (oben) und der v–Subdetektoren (unten). Die Referenzfasern der Subdetektoren $u1$ und $v1$, die den Ursprung der u– bzw. v–Koordinate bestimmen, sind schwarz ausgefüllt. Grau schattiert sind diejenigen Fasern, die dem jeweils benachbarten Triggerszintillator zugeordnet sind.

Die Fasern, Faserlagen und Szintillatoren sind fortlaufen numeriert; die Fasern der Lage 0 haben die Nummern 0 bis 47, die Fasern der Lage 1 haben die Nummern 48 bis 95, usw.

Die Verschiebung benachbarter Faserlagen gegeneinander beträgt 0.21 mm, der Faserabstand innerhalb der ist Lage 1.05 mm, zwischen den Lagen 1.20 mm. Der jeweils 2. Subdetektor ist um 0.105 mm in negativer u– bzw. v–Richtung gegen den 1. Subdetektor verschoben.

Die Anordnung der Fasern und Triggerszintillatoren in der 90 m–Station ist genau die gleiche; die Nummern der Triggerszintillatoren beginnen dort bei 16, die Lagennummern bei 20, und die Fasernummern bei 480.

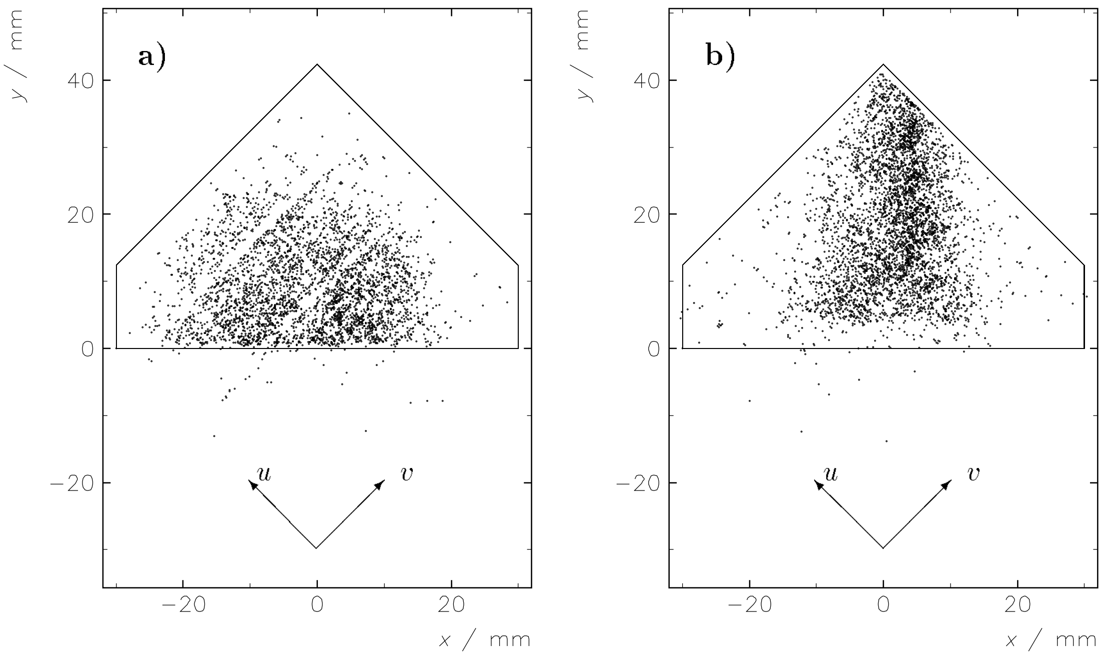


Abbildung 4.15: Durchgangspunkte von Protonen auf der Hodoskopoberfläche
a) 81 m–Station b) 90 m–Station
Die Umrandung stellt die sensitive Fläche der Hodoskope dar; Treffer, die außerhalb dieses Bereiches rekonstruiert werden, kommen durch falsche Auflösung von Mehrdeutigkeiten in einer oder beiden Koordinaten zustande.
Die mit u und v gekennzeichneten Achsen bezeichnen die Lage des uv–Koordinatensystems, das zur Rekonstruktion der Spuren in einer Projektion benutzt wird.

Gemeinsame Spuranpassung in beiden FPS–Stationen

Da die Rekonstruktion von Spuren innerhalb eines Topfes in einem Koordinatensystem erfolgt, das mit dem Detektor fest verbunden ist, spielt für diesen Schritt die Lage des Topfes zum Zeitpunkt der Datennahme keine Rolle. Beim Kombinieren von Spuren in beiden FPS–Stationen zu einer gemeinsamen Spur muß dagegen bekannt sein, in welcher Position sich jeder Topf während des Ereignisses befand. Dabei ist zu beachten, daß sich die Topfposition während eines Runs ändern kann.

Die Topfpositionen werden während der Datennahme aufgezeichnet und in einer Datenbank auf Basis des Datenbankprogramms ORACLE gespeichert [Wil96]. Anschließend werden die Daten auf die H1–eigene Datenbank MDB übertragen, wo für jeden Run die Topfpositionen zur Verfügung stehen. Dazu wird ein Koordinatensystem verwendet, dessen z–Achse durch die nominelle Lage des Protonstrahls definiert ist (Abb. 4.16), die in der Strahlrohrmitte liegt. Beim Übergang von den lokalen (topfgebundenen) zum globalen Koordinatensystem wird auch eine Korrektur der Verkippung der Töpfe zum Strahlrohr vorgenommen, die einige Milliradian beträgt.

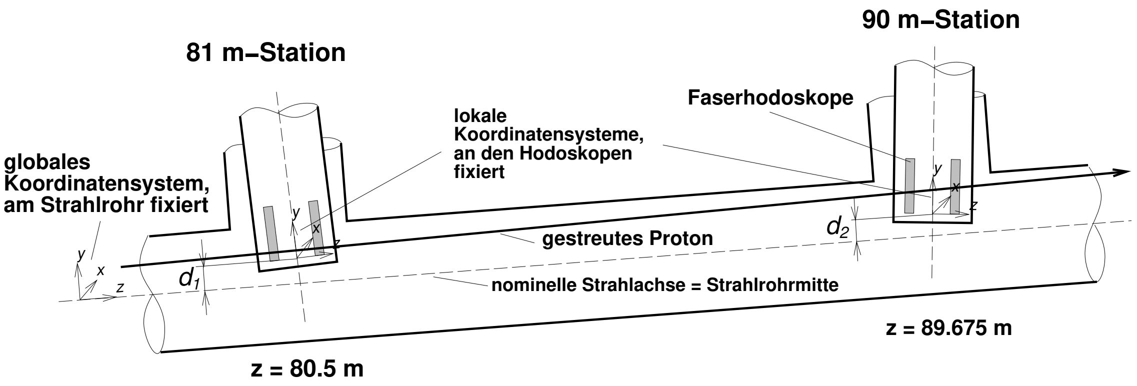


Abbildung 4.16: Verhältnis der topfgebundenen (lokalen) Koordinatensysteme zum gemeinsamen (globalen) Koordinatensystem
Die Abstände d_1 und d_2 der Töpfe zur Strahlachse können sich sich während der Datennahme ändern; dies wird bei der Rekonstruktion berücksichtigt. Beide Töpfe sind um einige Milliradian gegenüber dem Strahlrohr verkippt (hier übertrieben dargestellt); die Verkippung wurde aus den Daten ermittelt und wird korrigiert.

4.6 Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten

Gleichzeitig mit der Spurrekonstruktion werden auch die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren und Faserhodoskope vom Rekonstruktionsprogramm gemessen. Für hinreichend lange Runs werden die ermittelten Lagen– und Szintillatoransprechwahrscheinlichkeiten in die H1–Datenbank geschrieben.

Im folgenden werden die Methoden der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten von Triggerszintillatoren und Faserhodoskopen diskutiert, und die Ergebnisse werden gezeigt.

4.6.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren

Bei der Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerszintillatoren muß berücksichtigt werden, daß ein Großteil der Ereignisse, in denen ein Teilchen das FPS durchquert, mit eben diesen Triggerszintillatoren getriggert worden ist. Es muß sicher sein, daß die Triggerentscheidung nicht davon abhängt, ob in den zu untersuchenden Triggerszintillatoren ein Signal nachgewiesen wurde oder nicht. Dies wird mit einem Programm geprüft, das die Diskriminatorsignale der einzelnen Triggerszintillatoren benutzt, um die Ausgangssignale des Triggerprozessors (siehe Abschnitt 4.3.1) zu simulieren. Dieser Triggerprozessor verknüpft die Diskriminatorsignale der Triggerszintillatoren und erzeugt daraus die Signale, die zu dem FPS–Triggerelement kombiniert werden.

Um die Ansprechwahrscheinlichkeit eines bestimmten Triggerszintillators zu bestimmen, werden diejenigen Ereignisse benutzt, bei denen die Bedingungen für das Vorliegen des FPS–Triggerelementes unabhängig davon erfüllt sind, ob der betreffende Szintillator angesprochen hat oder nicht. Weiterhin wird verlangt, daß in der jeweils anderen Koordinate, zu deren Rekonstruktion der betrachtete Triggerszintillator nicht benutzt wird, genau eine gute Spurprojektion gefunden wurde. Damit werden Ereignisse verworfen, bei denen kein oder mehrere Teilchen das FPS passiert haben. Aus dem Signal im gegenüberliegenden Triggerszintillator wird geschlossen, welchen Szintillator das Proton durchquert hat, und dessen Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt. Dies geschieht getrennt für die Wahrscheinlichkeit, daß das Signal die Diskriminatorschwelle überschritten hat („digita-

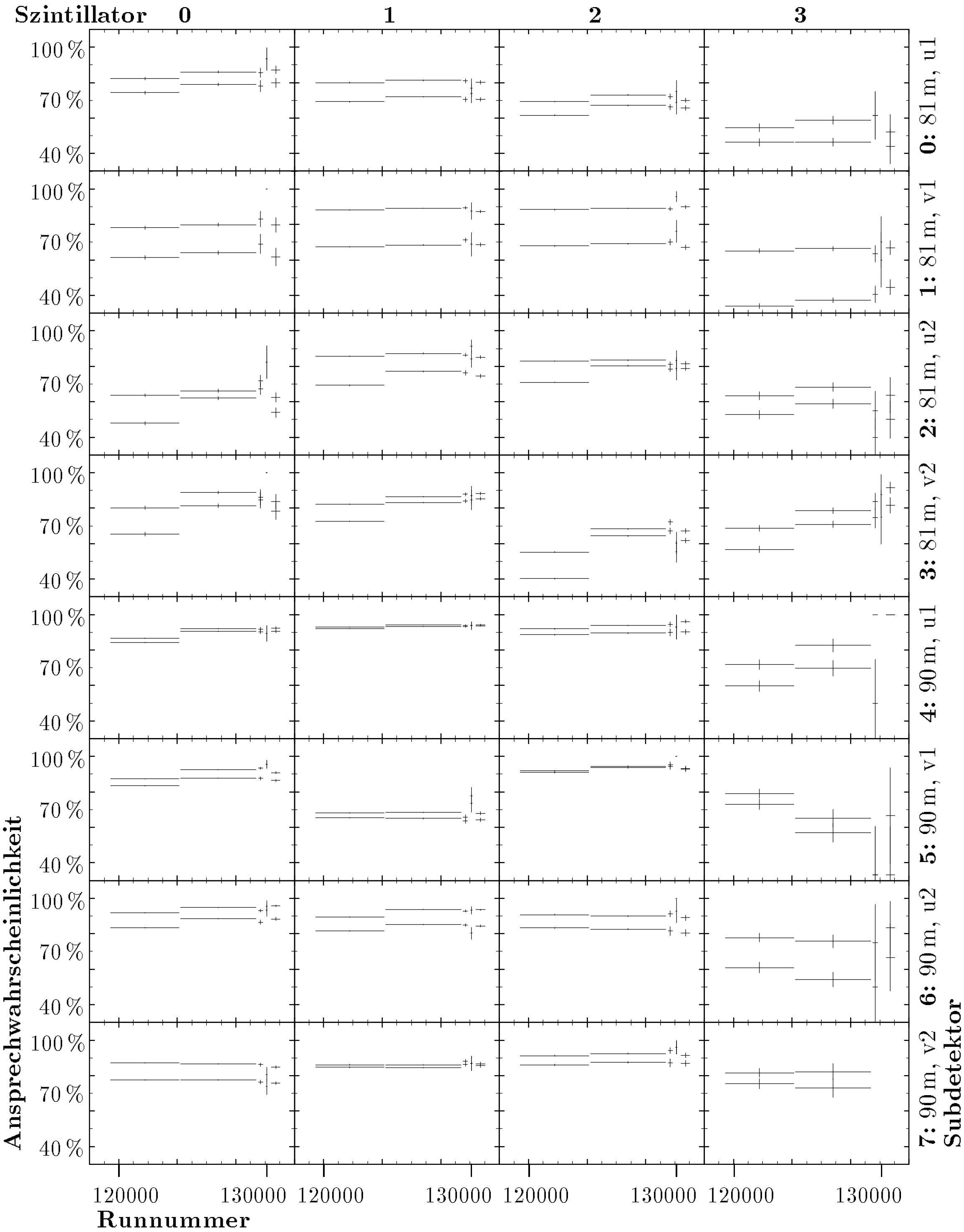


Abbildung 4.17: Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren
Gezeigt sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Triggerszintillatoren als Funktion der Runnummer. Der kleinere Wert ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Signal die Diskriminatorschwelle überschreitet, der größere Wert ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Signal erzeugt wird, das von der Rekonstruktion als Treffer erkannt wird.
Die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind über Zeiträume gemittelt, in denen sie stabil waren. Die beiden vorletzten, kurzen Zeitabschnitte sind die Zeiträume, in denen der Wechselwirkungspunkt um 70 cm nach vorn (Runnummer 129697 bis 129851) bzw. hinten (Runnummer 129905 bis 130385) verschoben war.
Das starke Ansteigen der Nachweiswahrscheinlichkeit in den Szintillatoren der 81 m–Station von Run 124218 an ist bedingt durch eine Erniedrigung der Diskriminatorschwellen und eine Erhöhung der Hochspannung.

le“ Treffer), und daß das FADC–Signal als Treffer gewertet wird („analoge“ Treffer). Zur Auflösung der Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktion werden beide Trefferdefinitionen verodert („kombinierte“ Treffer).

Den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeiten über die Datennahmeperiode 1995 (von Run 119295 bis 131034, entsprechend dem Zeitraum 25.8. bis 27.11.95) zeigt Abbildung 4.17.

4.6.2 Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserhodoskope

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Faserhodoskoplagen werden Ereignisse herangezogen, in denen in beiden Koordinaten einer FPS–Station Spuren rekonstruiert werden können. In der Koordinate, für die Ansprechwahrscheinlichkeiten bestimmt werden sollen, wird die Spurhypothese ausgewählt, bei der die größte Anzahl getroffener Lagen beobachtet wurde. In der zweiten Koordinate muß genau eine Spur gefunden worden sein. Weiterhin wird die Nachweiswahrscheinlichkeit nur dann für eine Lage bestimmt, wenn die Spur auch ohne Treffer in der Lage rekonstruiert worden wäre (es werden fünf von maximal 10 möglichen Lagen für eine Spur verlangt und mindestens zwei getroffene Lagen pro Subdetektor). Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit als Bruchteil der Ereignisse, in denen in der jeweiligen Lage ein Treffer gefunden wurde. Nur Treffer, die zur Spuranpassung benutzt werden (siehe Abschnitt 4.5.2), werden berücksichtigt.

Die resultierenden Werte der Lagennachweiswahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Sie liegen zwischen 60 und 75 %. Berücksichtigt man, daß der Abstand zwischen zwei Fasermittelpunkten 1.05 mm beträgt, während der sensitive Teil der Fasern einen Durchmesser von 0.90 mm besitzt, beträgt die maximal erreichbare Ansprechwahrscheinlichkeit 86 %.

Der Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit im Laufe der Datennahmeperiode bei den Detektoren der 81 m–Station ist darauf zurückzuführen, daß während eines Gewitters im Juli ein Netzgerät Schaden genommen hatte, worauf in der Folgezeit einige der FADCs funktionsuntüchtig wurden.

Den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeiten über die Datennahmeperiode 1995 (von Run 119295 bis 131034, entsprechend dem Zeitraum 25.8. bis 27.11.95) zeigt Abbildung 4.18.

4.7 Eichung

In Abschnitt 4.2 ist beschrieben, wie man aus der Flugrichtung eines gestreuten Protons an der Position der FPS–Stationen den Betrag und Richtung des Protonimpulses am Wechselwirkungspunkt rekonstruieren kann. Dabei wird die Flugbahn des Protons relativ zur Bahn des umlaufenden Strahles gemessen. Dies liegt daran, daß bei einer Verschiebung des Protonstrahles in erster Näherung die Trajektorien gestreuter Teilchen um den gleichen Betrag verschoben werden, so daß die Ablage des Teilchens vom Strahl unverändert bleibt. Um die Ablage vom Strahl zu messen, ist es notwendig, die Strahllage zu kennen. Diese wird bei der Eichung ermittelt.

Da die Bewegungen in der horizontalen und vertikalen Ebene entkoppelt sind, kann die Eichung in beiden Koordinaten getrennt durchgeführt werden. In der horizontalen Koordinate wird dies dadurch erleichtert, daß Protonen auf beiden Seiten des Strahles

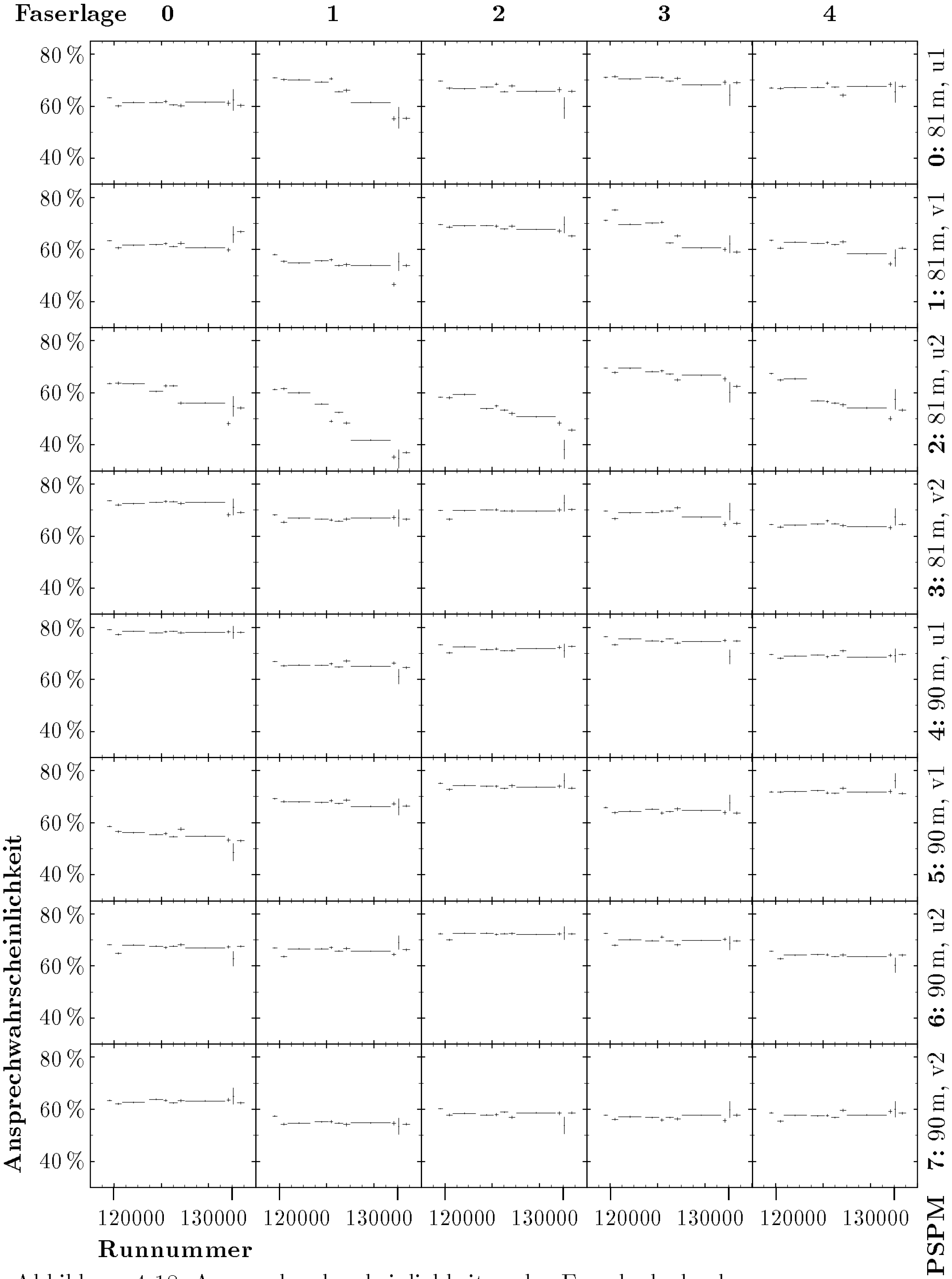


Abbildung 4.18: Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserhodoskoplagen
Gezeigt sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Faserlagen als Funktion der Runnummer. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind über Zeiträume gemittelt, in denen sie stabil waren. Die beiden vorletzten, kurzen Zeitabschnitte sind die Zeiträume, in denen der Wechselwirkungspunkt um 70 cm nach vorn (Runnummer 129697 bis 129851) bzw. hinten (Runnummer 129905 bis 130385) verschoben war.
Die schrittweise Verringerung der Ansprechwahrscheinlichkeit bei den PSPMs der 81 m–Station ist auf die steigende Anzahl nicht mehr funktionstüchtiger FADCs zurückzuführen. Die Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen den Lagen desselben PSPMs spiegelt die über die PSPM–Oberfläche veränderliche Verstärkung wider, die um einen Faktor 3 variieren kann.

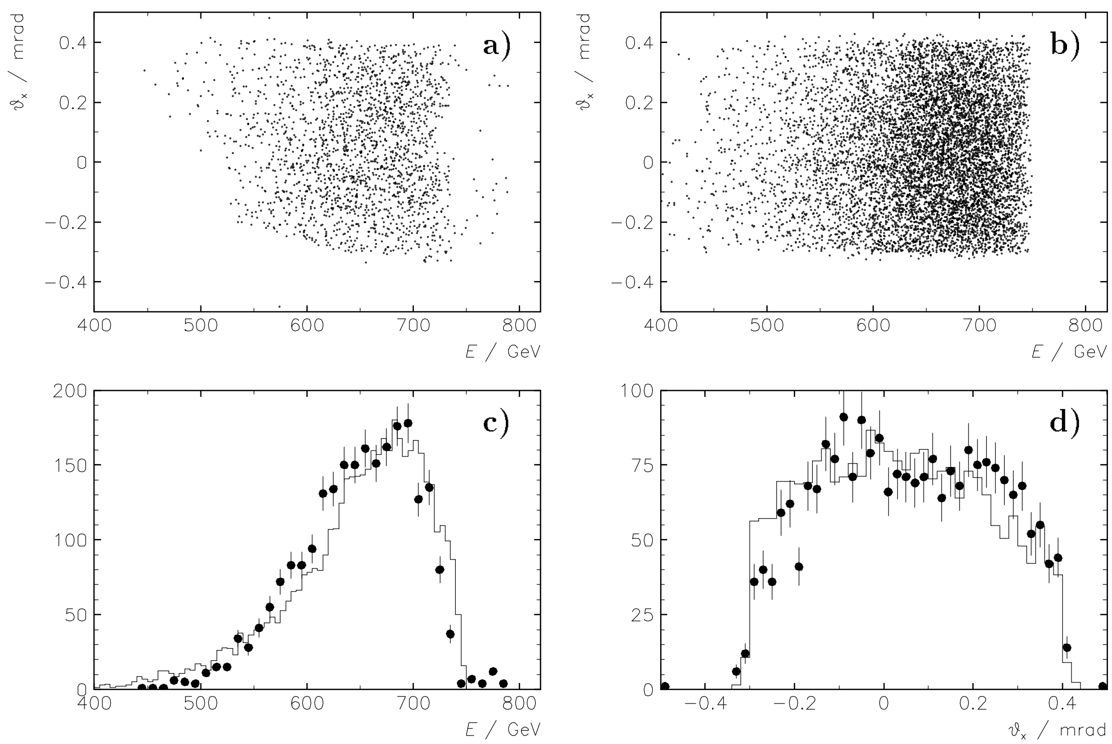


Abbildung 4.19: Angenommene und echte Winkel– und Impulsspektren in x
a) Rekonstruierte Energien und Emissionswinkel der Protonen für Daten
b) Für die Anpassung angenommene Energien und Emissionswinkel
c) Energien der Protonen. Histogramm: angenommene Verteilung (Gl. 4.6); Punkte: Daten
d) Emissionswinkel der Protonen. Histogramm: angenommene Verteilung; Punkte: Daten

nachgewiesen werden. Dadurch ist es möglich, die Strahlposition in der horizontalen Koordinate präzise zu bestimmen. In der vertikalen Koordinate ist die Eichung schwieriger; hier wird auf die bereits durchgeführte Kalibration der horizontalen Koordinate, die eine Energiemessung in X erlaubt, zurückgegriffen.

4.7.1 Eichung der horizontalen Koordinate

Es ist entscheidend für die Kalibration der horizontalen Koordinate, daß es in der (X, X')–Ebene einen Punkt gibt, an dem sich alle Isoenergielinien schneiden (Abb. 4.2a). Damit gibt es in der (X, X')–Ebene „verbotene" Bereiche, in denen Protonen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, nicht beobachtet werden können. Wenn die Lage und/oder die Richtung des Protonstrahles nicht die nominellen Werte haben, verschieben sich alle Punkte in der Ebene um den gleichen Betrag. Die Kalibration bestimmt diejenige Verschiebung, bei der die beobachtete Verteilung der Protonen am besten zu dem erwarteten Muster paßt (Abb. 4.20). Dazu werden mit einer ungebinnten Likelihood–Anpassung Konstanten ΔX und $\Delta X'$ bestimmt, die der Verschiebung des Strahles entsprechen. Für die Definition der Likelihood–Funktion wird aus einer angenommenen Energie– und Winkelverteilung der Protonen die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, daß ein Proton mit den Werten (X, X') beobachtet wird.

In der ersten Stufe der Kalibration wird angenommen, daß das Energiespektrum der

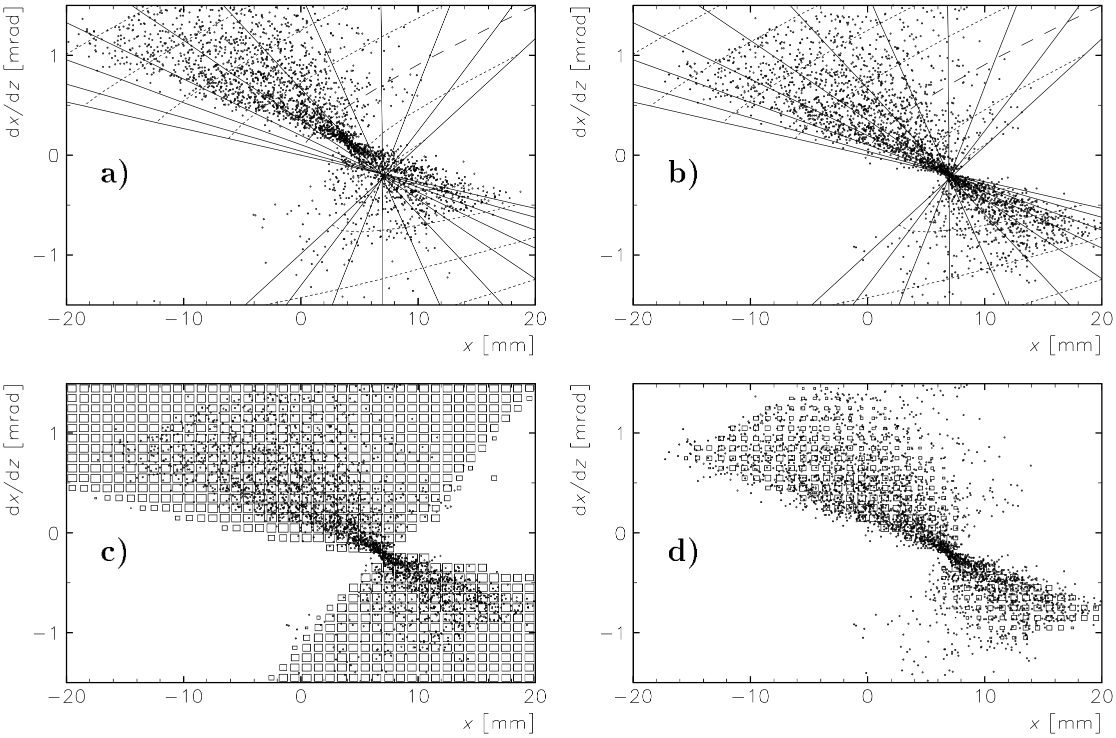


Abbildung 4.20: Eichung der X–Koordinate
a) Verteilung der Protonspuren einer e^+–Füllung in der (X, X')–Ebene vor der Eichung
b) Verteilung der Protonspuren nach der Eichung
c) Verteilung der Punkte, überlagert mit $-\log\mathcal{P}\,(X, X')$, wie es für den ersten Kalibrationsschritt verwendet wurde (Gl. 4.5)
d) Verteilung der Punkte, überlagert mit der Form von $-\log\mathcal{P}\,(X, X')$, die für die endgültige Eichung verwendet wurde (Gl. 4.6)

Protonen flach und ihre Winkelverteilung Gaussförmig sei:

$$\mathcal{P}\,(E,\,\theta) \propto \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta}\right) \qquad \text{für } 450\,\mathrm{GeV} \leq E \leq 810\,\mathrm{GeV}, \text{ mit } \sigma_\theta = 0.35\,\mathrm{mrad}. \tag{4.5}$$

Daraus wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, ein Proton mit den Werten (X, X') zu beobachten:

$$\mathcal{P}\,(X,\,X') \propto \mathcal{P}\,(E,\,\theta) \begin{vmatrix} \frac{\partial X}{\partial E} & \frac{\partial X'}{\partial E} \\ \frac{\partial X}{\partial \theta} & \frac{\partial X'}{\partial \theta} \end{vmatrix}^{-1}$$

(die partiellen Ableitungen $\partial X, X'/\partial E, \theta_x$ werden nach Gl. 4.3 ermittelt). Zur Kalibration werden von allen Ereignissen einer Elektronfüllung, in denen ein Proton in beiden Stationen rekonstruiert wurde, die Spurparameter gesammelt. Für eine typische Füllung ergibt das etwa 2000 Spuren. Dann werden die Konstanten ΔX und $\Delta X'$ variiert, und für jedes neue Wertepaar werden Energien und Emissionswinkel aller Teilchen aus den Werten $(\hat{X} = X - \Delta X, \hat{X}' = X' - \Delta X')$ sowie die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}\,(\hat{X}, \hat{X}')$ bestimmt. Wenn aus einem $(\hat{X}, \hat{X}')$–Wertepaar keine Energie rekonstruiert werden kann, wird für $\mathcal{P}\,(\hat{X}, \hat{X}')$ eine Mindestwahrscheinlichkeit eingesetzt, um die Anpassungsprozedur stabil zu machen. Diese Mindestwahrscheinlichkeit läßt sich dadurch begründen, daß man durch fehlerhaft rekonstruierte Spuren sowie Protonen, die nicht vom Vertex kommen, mit einer gewissen

Wahrscheinlichkeit jeden beliebigen $(\hat{X}, \hat{X}')$–Wert bekommen kann. Die Kalibrationsprozedur berechnet nun den Logarithmus $\log \mathcal{L}$ des Produktes der einzelnen Wahrscheinlichkeiten:

$$\log \mathcal{L}\,(\Delta X, \Delta X') = \sum_i \log \mathcal{P}\,(\hat{X}_i, \hat{X}_i')$$

und variiert ΔX und $\Delta X'$ so lange, bis $\log \mathcal{L}$ ein Maximum erreicht. Dazu wird das Programm MINUIT [Jam94] eingesetzt.

Nach einer ersten Kalibration der Daten ist es möglich, die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}\,(E,\,\theta)$ an dem gemessenen Energie– und Winkelspektrum zu orientieren. Wie die Abbildungen 4.19 und 4.21 zeigen, ist die Akzeptanz des FPS in θ_x auf den Bereich $-0.3\,\mathrm{mrad} \leq \theta_x \leq 0.4\,\mathrm{mrad}$ begrenzt und weitgehend unabhängig von der Energie E. In θ_y ist der Akzeptanzbereich von E abhängig, für die Kalibration wurde angenommen, daß $\theta_{y,\mathrm{min}} \leq \theta_y \leq \theta_{y,\mathrm{max}}$ mit

$$\begin{aligned}
\theta_{y,\mathrm{min}} &= \max\left(0.5\,\mathrm{mrad} - \frac{75\,\mathrm{mrad/GeV}}{725\,\mathrm{GeV} - E},\ 0.01\,\mathrm{mrad/GeV}\cdot(E - 760\,\mathrm{GeV})\right) \\
\theta_{y,\mathrm{max}} &= 0.3\,\mathrm{mrad} - \frac{6\,\mathrm{mrad/GeV}}{765\,\mathrm{GeV} - E}
\end{aligned}$$

gilt. Nimmt man ein normalverteiltes θ_y–Spektrum an und läßt das Energiespektrum linear mit E anwachsen, um eine bessere Übereinstimmung mit der beobachteten Energieverteilung zu erhalten, so bekommt man

$$\mathcal{P}\,(E,\,\theta_x) \propto E\cdot\exp\left(-\frac{\theta_x^2}{2\sigma_\theta}\right)\int\limits_{\theta_{y,\mathrm{min}}}^{\theta_{y,\mathrm{max}}} \exp\left(-\frac{\theta_y^2}{2\sigma_\theta}\right)\mathrm{d}\theta_y \tag{4.6}$$

$$\text{für } 400\,\mathrm{GeV} \leq E \leq 750\,\mathrm{GeV} \text{ und } -0.3\,\mathrm{mrad} \leq \theta_x \leq 0.4\,\mathrm{mrad}$$
$$\text{mit } \sigma_\theta = 0.35\,\mathrm{mrad}.$$

Mit dieser Funktion wird die Kalibration wiederholt, wobei sich nur geringe Unterschiede zu den Resultaten der ersten Kalibration ergeben, so daß eine weitere Iteration nicht notwendig ist. Das Ergebnis der Kalibration sind die Werte $(\Delta X, \Delta X')$, die Strahllage und –winkel relativ zur nominellen Bahn angeben. Diese Werte werden in der Datenbank MDB gespeichert und stehen bei der Rekonstruktion der Spuren zur Verfügung. Abbildung 4.24 zeigt, wie die Strahllage und Strahlneigung, die von der Eichung ermittelt wurden, im Laufe des Jahres 1995 variieren.

4.7.2 Eichung der vertikalen Koordinate

Die Kalibration der Strahllage in der vertikalen Koordinate ist schwieriger als in der horizontalen Koordinate, weil der Bereich in der (Y, Y')–Ebene, in dem man Protonen erwartet, nur auf einer Seite begrenzt ist (Abb. 4.2 b). Damit ist möglich, die beobachteten Protonen entlang der Trennlinie zwischen erlaubtem und verbotenem Bereich zu verschieben, ohne den Wert von $\log \mathcal{L}$ wesentlich zu verändern.

Zur Kalibration der Y–Koordinate wird daher auf die Energiemessung mit der X–Koordinate zurückgegriffen. Dazu werden Spuren selektiert, für die bei einer angenommenen Meßgenauigkeit von $\delta X = 0.175\,\mathrm{mm}$ und $\delta X' = 0.035\,\mathrm{mrad}$ der Fehler der Energiemessung kleiner als $\max(7\,\mathrm{GeV},\ (E - 500\,GeV)^2/(4225\,\mathrm{GeV}))$ ist. Abbildung 4.22 zeigt die Verteilung der so ausgewählten Ereignisse in der (X, X')–Ebene und (E, θ_x)–Ebene.

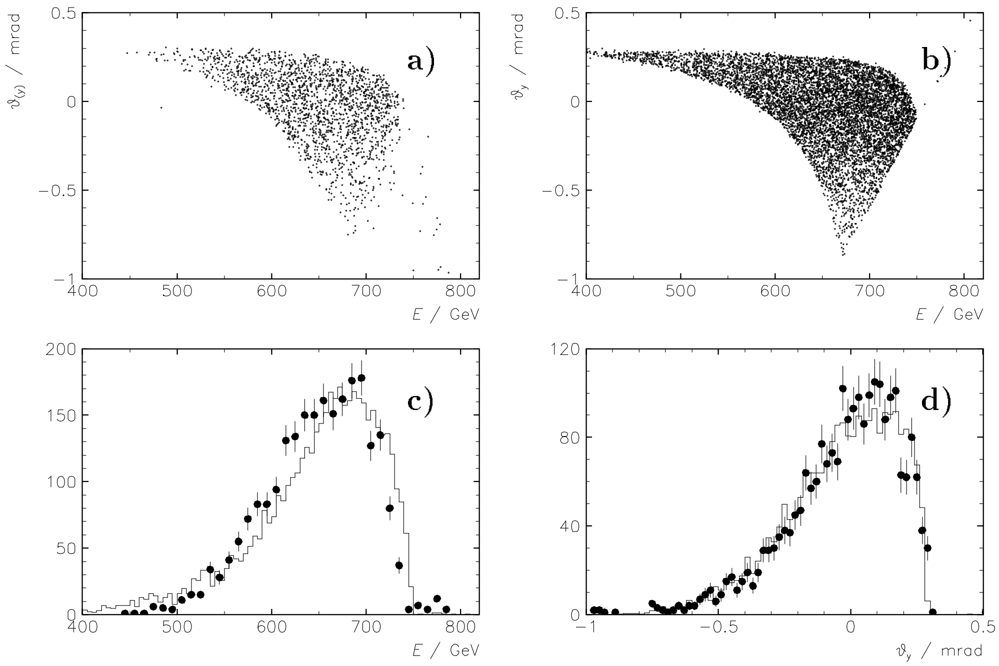


Abbildung 4.21: Angenommene und echte Winkel– und Impulsspektren in y
a) Rekonstruierte Energien und Emissionswinkel der Protonen für Daten
b) Für die Anpassung angenommene Energien und Emissionswinkel
c) Energien der Protonen. Histogramm: angenommene Verteilung; Punkte: Daten
d) Emissionswinkel der Protonen. Histogramm: angenommene Verteilung (Gl. 4.6); Punkte: Daten

Die Kalibrationsroutine maximiert den Ausdruck

$$\log \mathcal{L} = \sum_i \log \left(\mathcal{P}_i \exp - \frac{(E_{x,i} - E_{y,i})^2}{2(\Delta E_{x,i}^2 + \Delta E_{y,i}^2)} \right),$$

wobei $E_{x,i}$ und $E_{y,i}$ die aus der X– bzw. Y–Koordinate rekonstruierten Energiewerte sind und $\Delta E_{x,i}$ sowie $\Delta E_{y,i}$ ihre Fehler (bei nomineller Ortsauflösung). Auf diese Weise bindet man die Energieskala der Y–Koordinate an die Skala der X–Koordinate an, die beiden Energiemessungen sind nach der Eichung nicht mehr unabhängig voneinander. Die Breite der Verteilung von $E_x - E_y$ ist aber trotzdem ein Maß für die Auflösung der Energiemessung, wenn auch nicht für die absolute Genauigkeit der Energieskala.

Abbildung 4.23a zeigt, daß die E_x– und E_y–Messung im gesamten Meßbereich übereinstimmen. Der Fehler der Energiemessung steigt von $\Delta E \approx 2\,\mathrm{GeV}$ bei $E = 600\,\mathrm{GeV}$ auf $\Delta E \approx 6\,\mathrm{GeV}$ bei $E = 700\,\mathrm{GeV}$ (Abb. 4.23b). Die Breite der Verteilung von $E_x - E_y$ (Abb. 4.23c) bestätigt, daß für einen Großteil der Ereignisse die Energieauflösung besser als $4\,\mathrm{GeV}$ ist. Normiert man $E_x - E_y$ auf den Fehler $\sqrt{\Delta E_x^2 + \Delta E_y^2}$ (Abb. 4.23d), so erhält man nahezu die erwartete Normalverteilung mit einem Mittelwert von 0 und einer Breite von 1, was zeigt, daß die Berechnung der Fehler von E_x und E_y korrekt ist, so daß man auch dem daraus bestimmten Fehler ΔE trauen kann. Die Auflösung für den Streuwinkel wird in Abschnitt 4.2.6 diskutiert.

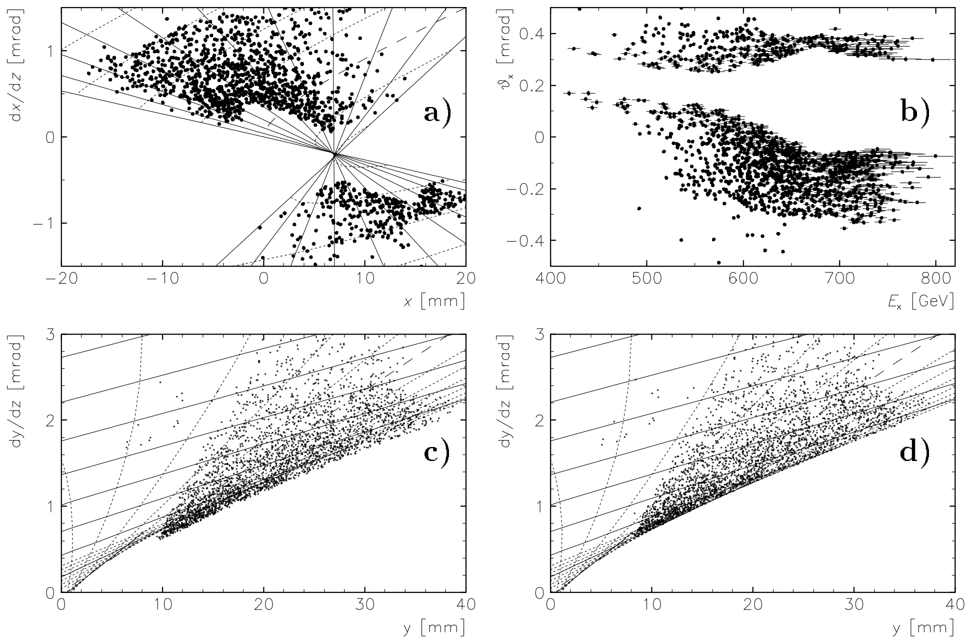


Abbildung 4.22: Eichung der Y–Koordinate
a) Verteilung der Spuren mit guter Energiemessung in der (X, X')–Ebene
b) Verteilung der Spuren mit guter Energiemessung in der (E_x, θ_x)–Ebene
c) Verteilung der entsprechenden Spuren in der (Y, Y')–Ebene vor der Kalibration
d) Verteilung der Spuren nach der Kalibration

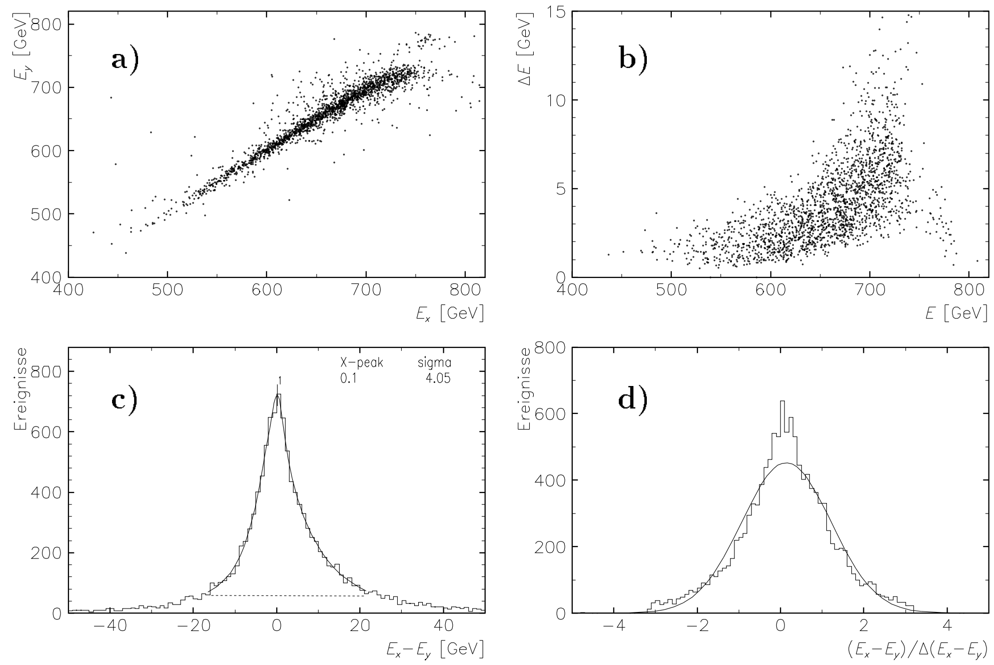


Abbildung 4.23: Auflösung der Impulsrekonstruktion
a) Vergleich der Energiemessungen in X und Y b) Fehler ΔE der gemessenen Energie E
c) Differenz der Energiemessungen in X und Y
d) Differenz der Energiemessungen in X und Y, normiert auf den Fehler $\sqrt{\Delta E_x^2 + \Delta E_y^2}$. Die angepaßte GAUSSkurve hat den Mittelwert 0.14 und ein σ von 1.07.

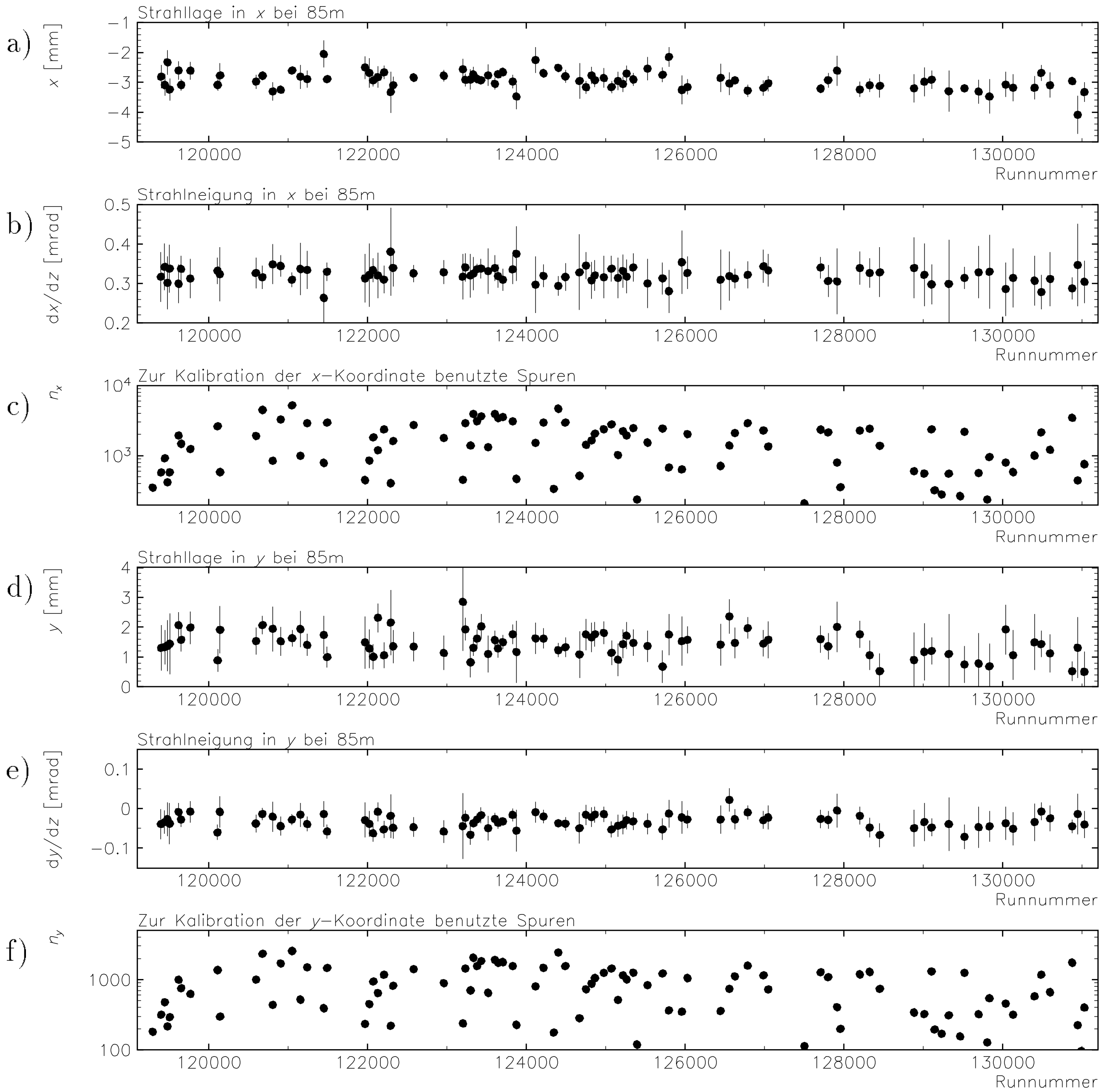


Abbildung 4.24: Ergebnis der Eichung
a) Von der Kalibration ermittelte Strahllage in x
b) Strahlneigung in x
c) Anzahl der Spuren, die zur Kalibration der x–Koordinate für die betreffende Elektronfüllung benutzt wurden
d) Strahllage in y
e) Strahlneigung in y
f) Anzahl der Spuren, die zur Kalibration der y–Koordinate benutzt wurden

Kapitel 5

Messung des inklusiven Wirkungsquerschnittes für Ereignisse mit führenden Protonen in tiefunelastischer *ep*–Streuung

Dieses Kapitel behandelt die Messung des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes $\mathrm{d}^3\sigma/(\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}})$ für tiefunelastische ep–Streuereignisse mit einem führenden Proton, das einen Transversalimpuls $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ hat. Dieser Wirkungsquerschnitt wird durch die Funktion $F_2^{LP(3)}(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$ parametrisiert.

Im ersten Abschnitt des Kapitels wird die Selektion tiefunelastischer ep–Streuereignisse dargestellt, dann wird die Messung der kinematischen Größen und die Einteilung in x, Q^2–Bereiche beschrieben. Im dritten Abschnitt werden die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für diese Ereignisse bestimmt, im vierten Abschnitt die Triggereffizienz.

Der fünfte Abschnitt stellt die Selektion von Ereignissen mit führenden Protonen dar, im sechsten Teil wird deren Rekonstruktionswahrscheinlichkeit bestimmt. Es folgt die Berechnung des Wirkungsquerschnittes in den (x, Q^2)–Intervallen und Protonenergiebereichen und die Diskussion der systematischen Fehler. Im letzten Abschnitt des Kapitels werden die Werte von $F_2^{LP(3)}(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$ angegeben, die einen Vergleich mit theoretischen Modellen erlauben.

5.1 Selektion von tiefunelastischen *ep*–Streuereignissen

Dieser Abschnitt behandelt die Selektionsschritte, mit denen tiefunelastische ep–Streuereignisse ausgewählt werden, die für die Analyse geeignet sind. Zunächst wird dargelegt, wie die Datennahmeeinheiten (Runs) ausgewählt werden, die für die Analyse verwendet werden, und welche Ereignisklassen für die Analyse benutzt werden. Anschließend werden die Selektionskriterien aufgeführt, welche die Ereignisse erfüllen müssen, die in die Analyse eingehen.

5.1.1 Runselektion

Um zu gewährleisten, daß die FPS–Daten von guter Qualität sind, werden nur Daten verwendet, die aus Füllungen stammen, in denen das FPS lange genug in Betrieb war, um eine zuverlässige Kalibration zu gewährleisten. Es handelt sich dabei um 81 Füllungen, in denen eine integrierte Luminosität von $3.450\,\mathrm{pb}^{-1}$ gesammelt wurde. Davon war das FPS bei $2.390\,\mathrm{pb}^{-1}$ aktiv.

Aus diesem Datensatz wurden Runs ausgewählt, in denen auch das Rückwärtskalorimeter SpaCal Daten guter Qualität lieferte und der SpaCal–Trigger keine Störungen aufwies [Mey96c]:

- Die Hochspannungsversorgung des SpaCal muß über 95 % der Rundauer in Ordnung sein.
- Der H1–Trigger muß sich in der Luminositätskonfiguration befinden (Triggerphase 2, 3 oder 4).
- Pro Run muß eine integrierte Luminosität von mindestens $0.1\,\mathrm{nb}^{-1}$ gesammelt worden sein.
- Die mittlere Elektronenenergie guter Ereignisse, die von Subtrigger `s0` getriggert wurden, muß zwischen 23 und 28 GeV liegen, bei `s3`–getriggerten Ereignissen zwischen 24 und 27 GeV (`s0` triggert Elektronen im SpaCal mit Energien $E'_e > 2 - 6\,\mathrm{GeV}$, `s3` triggert Elektronen mit $E'_e > 15\,\mathrm{GeV}$).
- Die Anzahl `s0`–getriggerter Ereignisse pro nb^{-1} integrierter Luminosität muß zwischen 250 und 500, für `s3` zwischen 200 und 400 liegen.
- Das Verhältnis zwischen `s0`– und `s3`–getriggerten Ereignissen muß zwischen 0.5 und 1.5 liegen.

Die integrierte Luminosität aller Runs, die diese Selektion passieren, beträgt $2.488\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Gegenproben

Um zu gewährleisten, daß zwischen Ereignisselektion und Luminositätsberechnung keine Inkonsistenzen auftreten, wurden folgende Gegenproben durchgeführt:

- Es wurde überprüft, daß von den selektierten Ereignissen (Abschnitt 5.1.3) kein Ereignis doppelt auftritt.
- Es wurde überprüft, daß alle selektierten Ereignisse aus Runs stammen, die in die Luminositätsberechnung eingehen.
- Runs, die bei der Luminositätsbestimmung mitgezählt wurden, aber keine Ereignisse enthielten, die die Selektionsschnitte passierten, wurden überprüft. Alle sind kurze Runs mit geringer integrierter Luminosität von weniger als $1\,\mathrm{nb}^{-1}$.

5.1.2 Ereignisklassen

Alle H1–Daten werden nach der Rekonstruktion in Ereignisklassen eingeteilt, die den Ausgangspunkt für eine Analyse bilden. Die Ereignisklasse 11 umfaßt Ereignisse der tiefunelastischen ep–Streuung, die Klasse 13 beinhaltet Ereignisse, bei denen ein Proton im FPS nachgewiesen wurde. Es wurden Ereignisse untersucht, die gleichzeitig die Klassifikationsbedingungen der Ereignisklassen 11 und 13 erfüllen. Diese Bedingungen sind im folgenden zusammengefaßt.

Ereignisklasse 11: DIS bei niedrigem Q^2

Die Ereignisklasse 11 umfaßt Kandidaten für Ereignisse der tiefunelastischen ep–Streuung bei niedrigem $Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$, bei denen das Elektron im SpaCal nachgewiesen wird.

An Ereignisse in dieser Klasse werden folgende Forderungen gestellt:

- Es muß ein Elektronkandidat im SpaCal mit einer Energie $E'_e > 5\,\mathrm{GeV}$ existieren.
- Der energiegewichtete Schauerradius muß die Forderung $ECRA < 4.5\,\mathrm{cm}$ erfüllen.
- Für Ereignisse mit einer Elektronenergie $E'_e < 22\,\mathrm{GeV}$ (d. h. unterhalb des kinematischen Maximums) wird zusätzlich ein vom Spurkammersystem rekonstruierter Vertex innerhalb von 50 cm um die nominelle Vertexposition gefordert.

Diese Schnitte werden in der eigentlichen Selektion noch verschärft, so daß alle Ereignisse klassifiziert werden, die die endgültigen Selektionsschnitte passieren.

Ereignisklasse 13: FPS–Ereignisse

Diese Klasse umfaßt Ereignisse mit einem Protonkandidaten, im FPS. Um die Klassifikation robust gegen Änderungen der FPS–Rekonstruktion zu machen, werden nur Schnitte auf Größen durchgeführt, die vor der Spurrekonstruktion zur Verfügung stehen.

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn entweder das FPS–Triggerelement angesprochen hat oder folgende Bedingungen erfüllt sind:

- In allen acht Hodoskopen wurden mindestens zwei Treffer gefunden.
- In keinem der acht Hodoskope wurden dreißig oder mehr Treffer gefunden.
- Für jede Koordinate (u und v) beider Stationen gibt es mindestens einen Triggerszintillator, der einen Treffer aufweist, und es gibt keine Triggerszintillatorebene, in der alle vier Szintillatoren angesprochen haben.

Für alle Ereignisse wird zudem gefordert, daß ein Vertex im Bereich 50 cm um die nominelle Vertexposition rekonstruiert wurde.

Anhand von etwa 5 % der gesamten Daten wurde überprüft, daß es keine Ereignisse gibt, die die DIS–Selektionskriterien erfüllen und ein rekonstruiertes Proton aufweisen, aber nicht zu Klasse 13 gehören. Von 113885 untersuchten Ereignissen, die der Klasse 11 und nicht der Klasse 13 angehören, erfüllten 26950 die DIS–Selektionskriterien. Von diesen Ereignissen wiesen 554 eine rekonstruierte Spur in einer der beiden FPS–Stationen auf, aber bei keinem Ereignis gab es eine Spur durch beide Stationen.

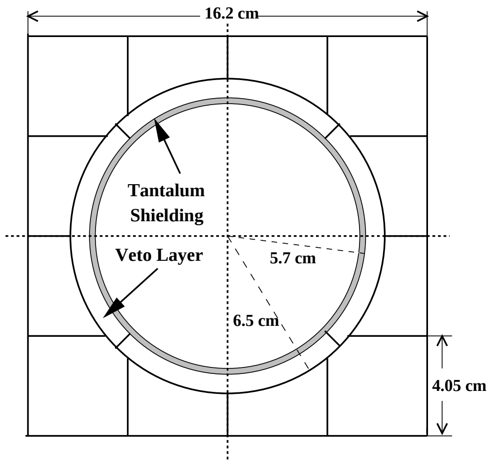


Abbildung 5.1: Innerer Teil des SpaCal

5.1.3 Schnitte zur Auswahl von Ereignissen der tiefunelastischen *ep*–Streuung

Tiefunelastische *ep*–Streuereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß das gestreute Positron im Zentraldetektor nachgewiesen werden kann. Im betrachteten Q^2–Bereich unterhalb von $100\,\mathrm{GeV}^2$ gelangt das Positron in das Rückwärtskalorimeter (SpaCal). Die Energieverteilung der gestreuten Elektronen hat ein scharfes Maximum bei der Strahlenergie, das als kinematisches Maximum bezeichnet wird.

Hauptuntergrundquelle bei der Selektion tiefunelastischer Ereignisse ist die Photoproduktion mit hochenergetischen Teilchen in Rückwärtsrichtung, die Elektronen im SpaCal vortäuschen können. π^0–Mesonen erzeugen elektromagnetische Schauer, die von elektroninduzierten Schauern nicht zu unterscheiden sind.

Der Photoproduktionsuntergrund wird durch einen Schnitt auf die laterale Schauerausdehnung (*Energy weighted Cluster RAdius ECRA*) reduziert. Im Winkelbereich von 155° bis 177°, der für diese Analyse benutzt wird, ist der Untergrund durch fehlidentifizierte Pionen oberhalb einer Energie von 12 GeV für den Elektronkandidaten vernachlässigbar gering.

Ein weiterer Schnitt zur Verringerung des Photoproduktionsuntergrundes ist der Schnitt auf die Größe $\delta = (E - p_z)/(2E_e) \approx (\sum_i E_i[1 - \cos\theta_i])/(2E_e)$ (Abschnitt 5.2). Wenn alle Teilchen eines *ep*–Ereignisses nachgewiesen werden, folgt aus der Viererimpulserhaltung $\delta = 1$. Diese Größe ist sensitiv auf Teilchen, die den Detektor in Rückwärtsrichtung verlassen $(1 - \cos\theta_i \approx 2)$ und wenig sensitiv auf nicht nachgewiesene Teichen in Vorwärtsrichtung $(1 - \cos\theta_i \approx 0)$. Ein Schnitt auf diese Größe reduziert sowohl den Photoproduktionsuntergrund als auch radiative Ereignisse, bei denen das Elektron vor der Wechselwirkung ein Photon abgestrahlt hat, so daß beim eigentlichen *ep*–Stoß nicht die volle Elektronenergie zur Verfügung steht. Es wird $\delta > 0.75$ verlangt.

Schnitte zur Verbesserung der Ereignisqualität

Um zu gewährleisten, daß sich der Detektor in einem einwandfreien Zustand befand, wird für jedes Ereignis verlangt, daß die Statusbits der Hochspannungsversorgung der wichtigen Detektorkomponenten gesetzt sind. Für diese Analyse sind dies: die zentralen Jetkammern (CJC1 und CJC2), die innere z–Kammer (CIZ), die BDC und das SpaCal, das Flüssigargon–Kalorimeter, das Luminositätsmeßsystem, das Flugzeitsystem (ToF) und das FPS.

Um eine gute Energiemessung des gestreuten Elektrons sicherzustellen, wird verlangt, daß die Gesamtenergie in der Vetolage des SpaCal (Abb. 5.1) geringer als 1 GeV ist. Mit diesem Schnitt werden Ereignisse verworfen, bei denen das gestreute Elektron so dicht am Rand des SpaCal aufgetroffen ist, daß ein Teil des Schauers nicht mehr nachgewiesen wird.

Eine gute Rekonstruktion der Kinematik wird durch einen Schnitt in y sichergestellt. Der Schnitt $y > 0.02$ verwirft Ereignisse, bei denen y mit großen Fehlern gemessen wird, weil die Elektronenergie im kinematischen Maximum liegt und die Hadronen überwiegend in Vorwärtsrichtung gehen. Der Schnitt $y < 0.6$ verwirft Ereignisse, bei denen der hadronische Endzustand weit nach hinten gestreut wird, so daß die Messung von Σ unzuverlässig wird.

Mehr als die Hälfte der analysierten Daten wurde in einem Zeitraum aufgenommen, in dem der SpaCal–Trigger mit einer DC$R\phi$–Triggerbedingung verknüpft war (siehe Abschnitt 5.4). Das verwendete Triggerelement `DCRPh_Ta` spricht an, wenn in der zentralen Spurkammer Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als etwa 450 MeV gemessen wurden. Der abgedeckte Winkelbereich beträgt etwa 20° bis 160°. Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggers in Abhängigkeit von der Anzahl n_{gut} „guter“ Spuren (siehe Abschnitt 5.4) wurde aus den Daten bestimmt und ist bei $n_{\mathrm{gut}} = 0$ mit etwa 10 % sehr gering. Die Ereignisse wurden mit einem Wichtungsfaktor versehen, der die Ineffizienz dieses Trigger ausgleicht. Um das Auftreten von Ereignissen mit hohen Gewichten zu vermeiden, wird gefordert, daß mindestens eine gute Spur im Ereignis gefunden wird. Zudem stellt die Existenz einer solchen Spur sicher, daß die z–Position des Vertex mit guter Genauigkeit bestimmt wurde, was zur Messung des Elektronstreuwinkels wichtig ist.

Als gute Spur wird eine Spur betrachtet, die folgende Forderungen erfüllt:

- Die Spur ist an den Primärvertex angepaßt.
- Die radiale Spurlänge muß mindestens 10 cm betragen.

Um Spuren auszuwählen, die mit einer hohen Wahrscheinlichkeit zum Ansprechen des DC$R\phi$–Triggers führen, wird außerdem verlangt:

- Der Polarwinkel θ der Spur muß im Bereich $20° < \theta < 160°$ liegen.
- Der Transversalimpuls der Spur muß größer als 450 MeV sein.

Die z–Position des rekonstruierten Vertex muß im Bereich $-30\,\mathrm{cm} < z_{Vtx} < +30\,\mathrm{cm}$ liegen.

Vorgehen bei mehreren Elektronkandidaten

Werden im Winkelbereich von 155° bis 177° mehrere Elektronkandidaten mit einer Energie über 8 GeV gefunden, die den Schnitt $ECRA < 3.5\,\mathrm{cm}$ erfüllen, so wird derjenige Kandidat als Elektron betrachtet, für den $E_T = E'_e \sin\theta_e$ am größten ist. Solche Mehrdeutigkeiten treten bei 0.2 % aller Ereignisse auf.

Behandlung von *ECRA* in Monte–Carlo–Ereignissen

Der energiegewichtete Schauerradius $ECRA$ wird in der Monte–Carlo–Simulation, wie sie derzeit zur Verfügung steht, nicht korrekt beschrieben.

Betrachtet man die Verteilung von $ECRA$ für Elektronkandidaten, die alle übrigen Schnitte erfüllen (Abb. 5.2c), so zeigt sich, das die Monte–Carlo–Verteilung sowohl breiter als in den Daten als auch zu kleineren Werten verschoben ist. Dem wird Rechnung getragen, indem der im Monte–Carlo–Ereignis ermittelte Wert $ECRAMC$ nach folgender Formel transformiert wird:

$$ECRA = 0.93 \cdot ECRAMC + 0.40\,\mathrm{cm}.$$

Nach dieser Transformation sind Mittelwert und Standardabweichung beider Verteilungen gleich, und auch die Formen der Verteilungen stimmen überein (Abb. 5.2c). In Daten wie in der Monte–Carlo–Simulation werden nur sehr wenige Elektronkandidaten allein aufgrund des ECRA–Schnittes verworfen. In den Daten sind dies 0.5 % der Elektronkandidaten, in der Simulation 0.06 %.

Die durchgeführten Schnitte sind in Tabelle 5.1 noch einmal zusammengefaßt.

5.2 Rekonstruktion kinematischer Größen

Die Rekonstruktion der kinematischen Größen x und Q^2 erfolgt mit der sogenannten Σ–Methode [Bas95a]. Die rekonstruierten Größen sind folgendermaßen definiert:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e(1-\cos\theta_e)}, \qquad Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma}, \qquad x = \frac{Q^2_\Sigma}{y_\Sigma s}. \tag{5.1}$$

$E'_e > 12\,\mathrm{GeV}$	Elektronenergie
$155° < \theta_e < 177°$	Elektronstreuwinkel
$ECRA < 3.5\,\mathrm{cm}$	Energiegewichteter Schauerradius
$\delta > 0.75$	Impulsbilanz
$E_{VL} < 1\,\mathrm{GeV}$	Energie in der Vetolage
$0.02 < y < 0.6$	Inelastizität
$n_{\mathrm{gut}} \geq 1$	Anzahl „guter“ Spuren*
$\|z_{Vtx}\| < 30\,\mathrm{cm}$	Ereignisvertex
	Hochspannung der wichtigen Komponenten

Tabelle 5.1: Schnitte zur Selektion von tiefunelastischen Ereignissen
*: Als „gute“ Spur wird eine primärvertexangepaßte Spur im Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ mit einem Transversalimpuls $p_\perp > 450\,\mathrm{MeV}$ bezeichnet, die eine radiale Spurlänge von mindestens 10 cm besitzt.

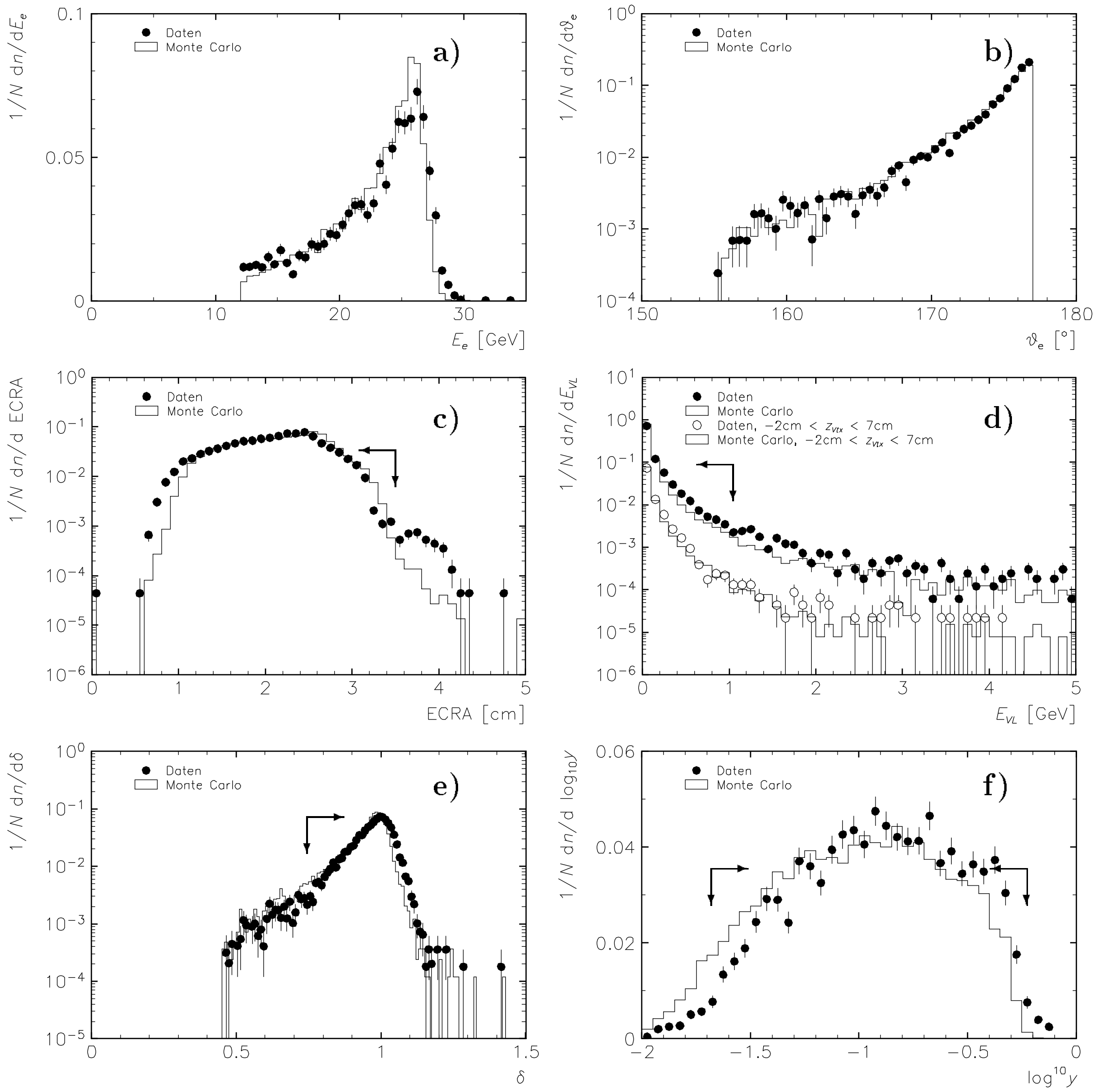


Abbildung 5.2: Eigenschaften der Elektronkandidaten
a) Elektronenergieverteilung für selektierte Ereignisse. Die Daten sind mit den Wichtungsfaktoren für die Triggeransprechwahrscheinlichkeit versehen (siehe Abschnitt 5.4).
b) Winkelverteilung des gestreuten Elektrons für selektierte Ereignisse. Die Daten sind mit den Wichtungsfaktoren für die Triggeransprechwahrscheinlichkeit versehen.
c) Verteilung des energiegewichteten Schauerradius $ECRA$ für Elektronkandidaten nach den Schnitten auf E'_e und θ_e. Der Wert von ECRA in Monte–Carlo–Ereignissen wurde transformiert nach der Vorschrift $\mathrm{ECRA} = 0.93 \cdot \mathrm{ECRAMC} + 0.40\,\mathrm{cm}$.
d) Verteilung der Energie in der Vetolage. Die Abweichungen zwischen Daten und Simulation sind auf die unterschiedlichen Verteilungen des z–Vertex zurückzuführen, der in der Simulation bei gleichem Streuwinkel zu einem größeren Radius im SpaCal führt. Dies zeigt die untere Verteilung, bei der z_{Vtx} auf den Bereich von $z = -2\,\mathrm{cm}$ bis $+7\,\mathrm{cm}$ eingeschränkt ist.
e) Verteilung von δ für Ereignisse, die alle übrigen Schnitte passieren.
f) Verteilung von y für Ereignisse, die alle übrigen Schnitte passieren.
Die Pfeile deuten an, wo auf die jeweilige Größe geschnitten wird.

Dabei sind E'_e und θ_e Energie und Winkel des gestreuten Positrons, $s = 90364\,\mathrm{GeV}^2$ ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie und Σ ist definiert als

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \,, \tag{5.2}$$

also als Summe der Differenzen von Energie und Longitudinalimpuls aller gemessenen Hadronen. Zur Berechnung von Σ werden Kalorimeter–Zellen und Spurkammer–Spuren herangezogen [Bas95b]. Weiterhin gibt es die Größe

$$\delta = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e}, \tag{5.3}$$

bei der sich die Summation über alle Teilchen einschließlich des gestreuten Elektrons erstreckt. Der Wert von δ liegt nahe bei 1 für Ereignisse, bei denen kein Teilchen den Detektor in Rückwärtsrichtung verläßt.

Im Analyse–Programm wird noch eine Korrektur der Elektronenergie durchgeführt (siehe unten); diese Korrektur wird in die kinematischen Größen eingearbeitet.

Da die Energie des einlaufenden Positrons nicht in die Definition von y_Σ und Q^2_Σ eingeht, verringert sich die Empfindlichkeit dieser Methode auf Strahlungskorrekturen, insbesondere auf Photonabstrahlung vom einlaufenden Positron. Die Σ–Methode zeichnet sich durch eine gleichmäßig gute Auflösung für y und Q^2 (Abb. 5.3) im gesamten kinematischen Bereich aus.

5.2.1 Korrektur der gemessenen Elektronenergie

Während des Jahres 1995 wurden mehrere Methoden zur Energiekalibration des SpaCal entwickelt. Die verschiedenen Regionen des SpaCal wurden mit Hilfe des kinematischen Maximums (Abschnitt 5.1.3) [Jan95], mit dem Signal bei Durchgang kosmischer Myonen [Dir96] oder von Myonen aus dem Strahlhalo [Arn95] kalibriert. Eingehendere Untersuchungen im Anschluß an die Rekonstruktion der Daten von 1995 haben zu einer verbesserten Kalibration geführt. In Abhängigkeit von Datennahmeperiode und Auftreffort des Elektrons im SpaCal wurden Faktoren bestimmt, mit denen die gemessene Elektronenergie korrigiert wird. Diese Faktoren liegen im Mittel bei 1.027 (Minimum 0.84, Maximum 1.08, Standardabweichung 0.013) und stehen in Form eines Unterprogrammes [Mey96b] zur Verfügung. Die verbleibende Unsicherheit in der Energieskala des SpaCal wird für die verwendeten Daten auf 1.5 % geschätzt [Mey96a].

Die gemessene Elektronenergie wird korrigiert, bevor weitere Schnitte erfolgen. Gleichzeitig werden die Werte für Q^2, y_Σ, x und δ, die von der Elektronenergie abhängen, korrigiert. Q^2 verschiebt sich dabei durchschnittlich um +5.5 %, x um +7.8 % und δ um +2.2 %.

5.2.2 Migrationen in x und Q^2

Die Auflösung der mit der Σ–Methode ermittelten Werte für Q^2 (Abb. 5.3) beträgt 8 % und wird durch die Winkelmessung des gestreuten Elektrons dominiert.

Die Auflösung in y wird zu kleinen y–Werten schlechter. Da x über die Relation $x = Q^2/(y \cdot s)$ bestimmt wird, variiert die x–Auflösung von 12 % bei $y \approx 0.5$ bis 30 %

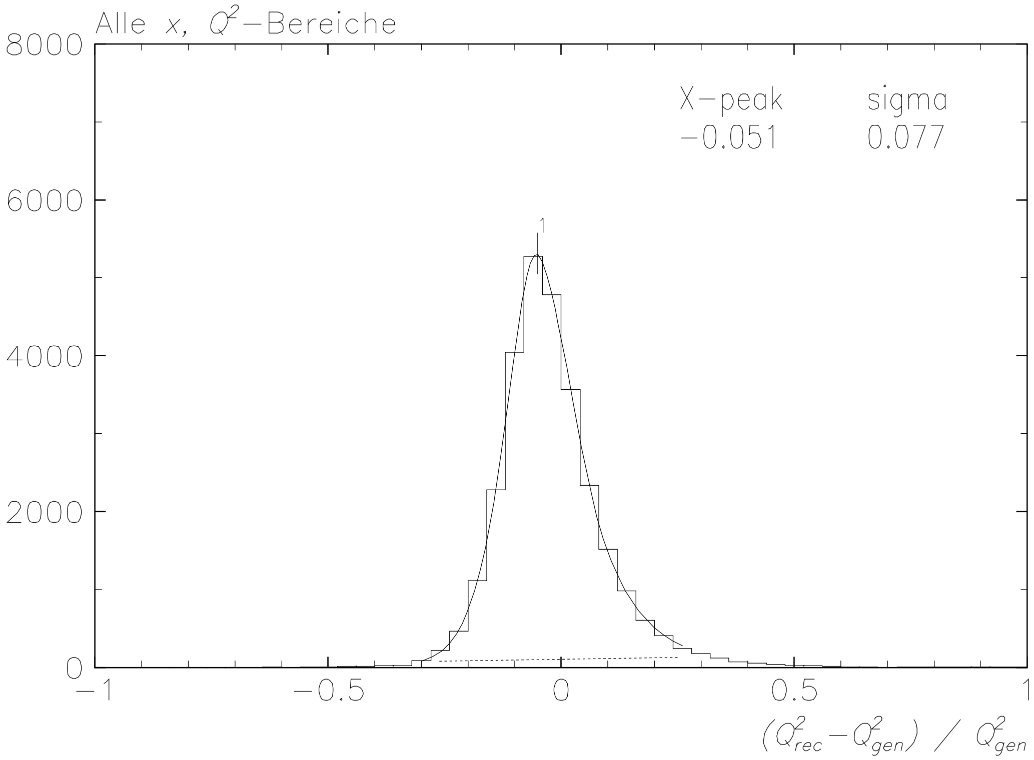


Abbildung 5.3: Auflösung in Q^2

bei $y \approx 0.02$. Im Bereich kleiner y–Werte wird die y–Messung bei der Σ–Methode durch die Genauigkeit des Wertes von Σ bestimmt. In diesem kinematischen Bereich wird der hadronische Endzustand unter kleinen Polarwinkeln erzeugt, so daß die Summe $\Sigma = \sum_h E_h(1 - \cos\theta_h)$ klein wird. Durch Rauschen im Kalorimeter kann sich der Wert von Σ beträchtlich zu größeren Werten verschieben, was eine systematische Verringerung der gemessenen x–Werte bewirkt (Abb. 5.4).

Um die daraus resultierenden Wanderungen bei der Messung von Wirkungsquerschnitten zu korrigieren, ist eine gute Beschreibung der Eigenschaften des hadronischen Endzustandes (Multiplizität, transversaler Energiefluß etc.) in der Monte–Carlo–Simulation notwendig, sowie eine korrekte Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes als Funktion von x und Q^2. Bei der vorliegenden Messung kann hiervon *a priori* nicht ausgegangen werden, da sich Streuereignisse, bei denen ein einzelnes Teilchen den größten Teil des Longitudinalimpulses des hadronischen Endzustandes trägt, in ihrer Kinematik und vermutlich auch in ihrer Dynamik vom Großteil der DIS–Streuereignisse unterscheiden, an den die Parameter der verschiedenen Monte–Carlo–Modelle in den letzten Jahren angepaßt wurden. Dem wird durch große x–Intervalle Rechnung getragen, wie im folgenden Abschnitt diskutiert wird.

5.2.3 Einteilung in x, Q^2–Intervalle

Aufgrund der schlechten Auflösung in x für weite Bereiche der x, Q^2–Ebene wurden die x–Intervalle so gewählt, daß sie etwa einen Faktor 3 in x überspannen. Als Grenzen der x–Intervalle wurden die Werte $6 \cdot 10^{-5}$, $1.8 \cdot 10^{-4}$, $6 \cdot 10^{-4}$, $1.8 \cdot 10^{-3}$ und $6 \cdot 10^{-3}$ gewählt. In Q^2 wurden die Bereichsgrenzen so bestimmt, daß in den einzelnen x, Q^2–Intervallen eine genügend große Anzahl von Ereignissen gefunden wird. Die Grenzen sind 2, 3.5, 6,

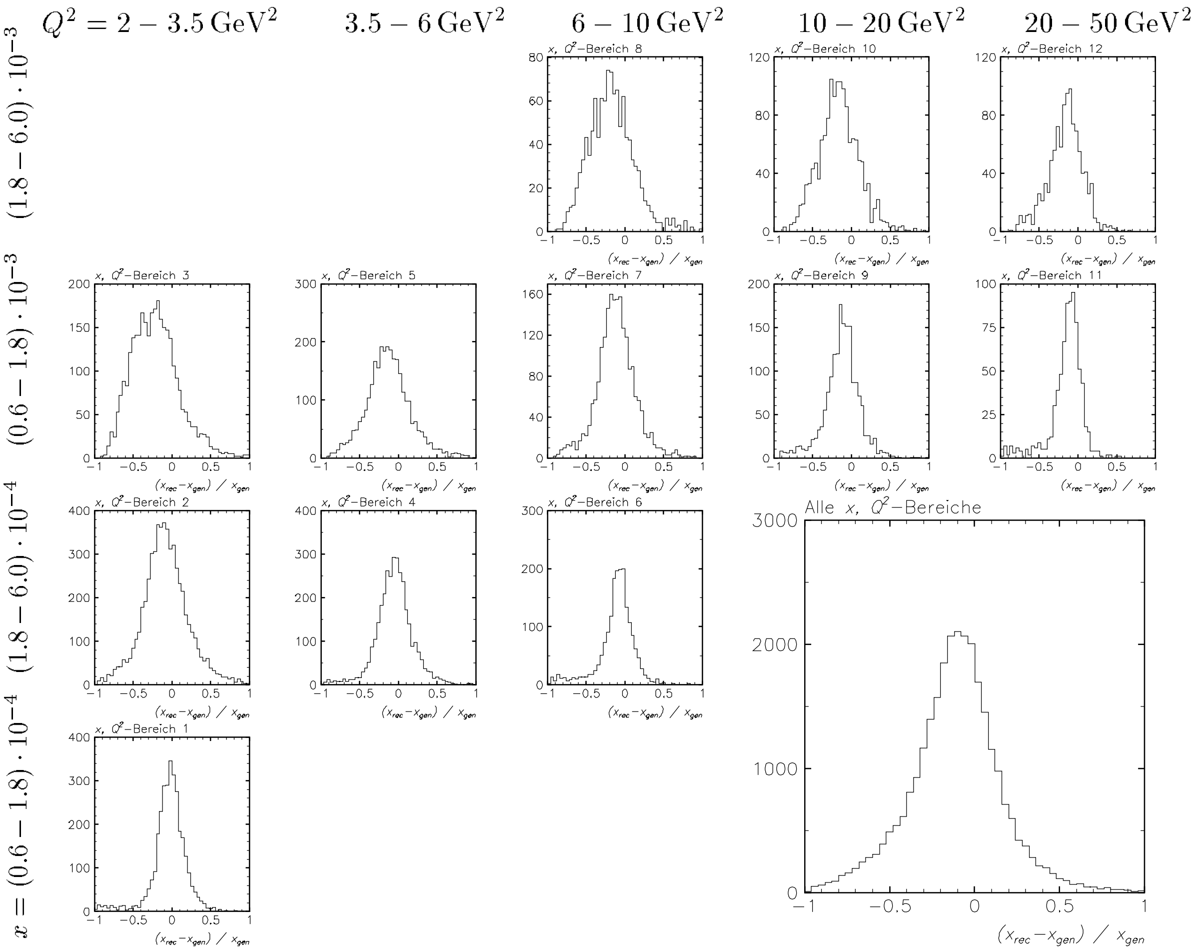


Abbildung 5.4: Auflösung in x in den einzelnen x, Q^2–Intervallen

10, 20 und $50\,\mathrm{GeV}^2$. Intervalle, die durch die Schnitte bei $y = 0.02$ bzw. $y = 0.6$ zu sehr angeschnitten werden, wurden aus der Analyse ausgeschlossen. Die sich ergebenden 12 Intervalle sind in den Abbildungen 5.5 und 5.6 zusammen mit den Ereignissen, die die Selektion passieren, gezeigt.

Wahl der Zentren der x, Q^2–Intervalle

Aus der Parametrisierung des ep–Streuwirkungsquerschnittes

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R\,(x,\,Q^2)]}\right) F_2\,(x,\,Q^2)\right]$$

ist ersichtlich, daß die führende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von x und Q^2

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} \propto \frac{1}{x\,Q^4}$$

ist. In den Variablen $\xi = \log x$ und $\omega = -Q^{-2}$ ist

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\xi\,\mathrm{d}\omega} = 4\pi\alpha^2\left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R\,(x,\,Q^2)]}\right) F_2\,(x,\,Q^2)\right] \approx \mathrm{const.}$$

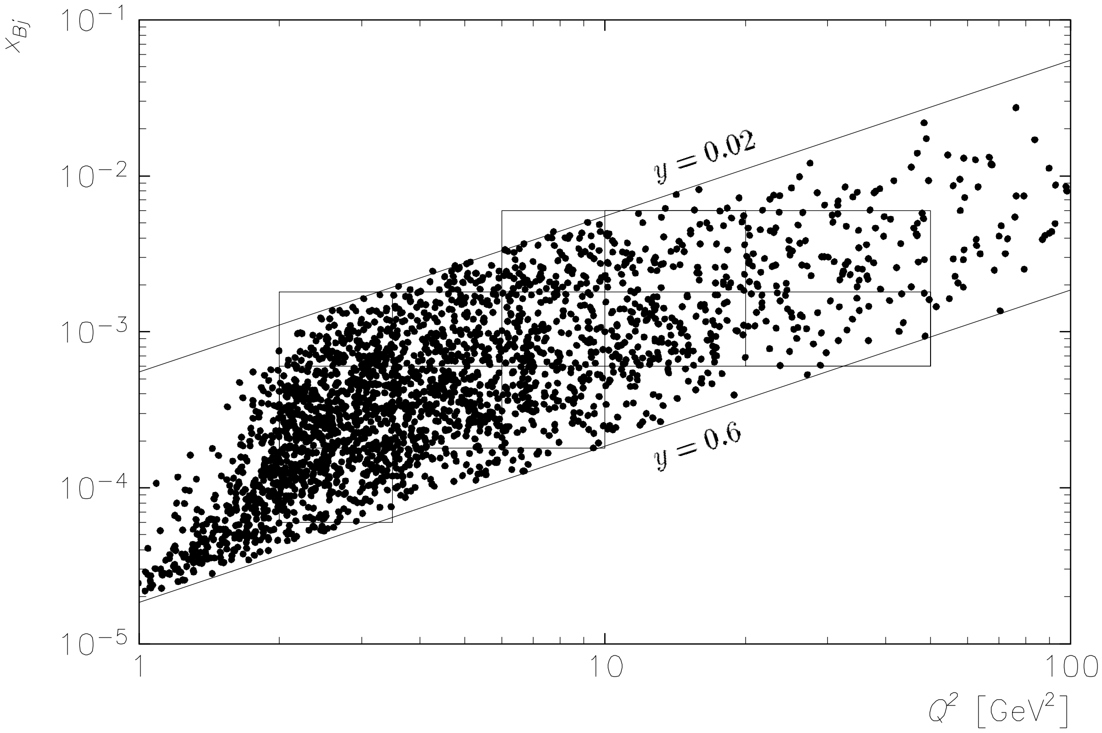


Abbildung 5.5: Verteilung der selektierten Ereignisse in der x, Q^2–Ebene (Daten)

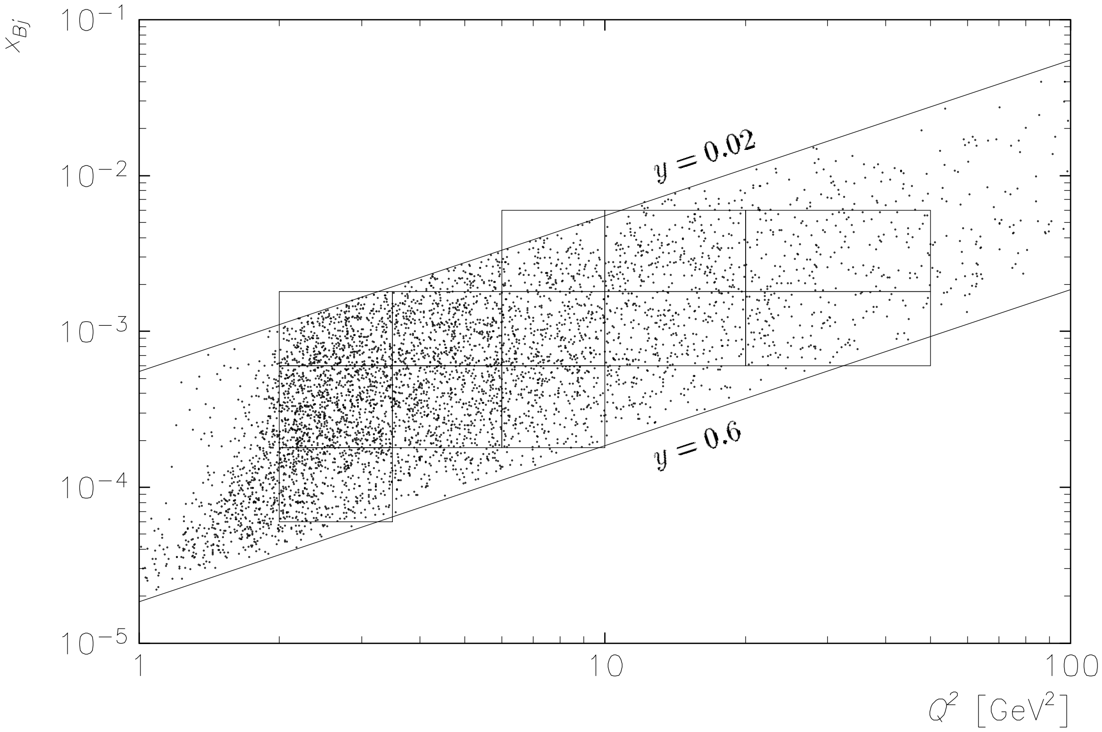


Abbildung 5.6: Verteilung der selektierten Ereignisse in der x, Q^2–Ebene (Monte–Carlo–Simulation)

Wählt man als Zentrum des x, Q^2–Intervalls die den Mittelwerten von ξ und ω entsprechenden Werte, so sind die Unterschiede zwischen dem gemittelten Wert von F_2 und dem Wert im Zentrum klein (siehe Abschnitt 5.9). Dementsprechend wurden als Zentren die Werte

$$\begin{aligned} x_{\mathrm{cent}} &= \exp\left(\frac{1}{2}[\ln x_{\mathrm{min}} + \ln x_{\mathrm{max}}]\right) \qquad \text{und} \\ Q^2_{\mathrm{cent}} &= \left(\frac{1}{2}\left[\frac{1}{Q^2_{\mathrm{min}}} + \frac{1}{Q^2_{\mathrm{max}}}\right]\right)^{-1} \end{aligned}$$

gewählt.

5.3 Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit gibt an, wieviele Ereignisse in einem x, Q^2–Intervall im Verhältnis zur Anzahl der in diesem Bereich generierten Ereignisse rekonstruiert werden. Sie setzt sich aus Verlusten aufgrund der Selektion sowie Migrationsgewinnen und Migrationsverlusten zusammen. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit wird mit Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt und hängt von den Eigenschaften dieser Modelle ab. Sie wird daher mit mehreren Datensätzen bestimmt, die mit verschiedenen Monte–Carlo–Generatoren erzeugt wurden. Diese Datensätze werden im nächsten Abschnitt beschrieben. Dem folgt die Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und eine kurze Bemerkung zur Behandlung von Strahlungskorrekturen.

5.3.1 Monte–Carlo–Datensätze

Der Datensatz mit der größten Statistik (100 000 Ereignisse), der für alle Akzeptanzbestimmungen verwendet wurde, wurde mit dem Generator RAPGAP [Jun95] erzeugt. Alle Ereignisse wurden einer vollständigen Detektorsimulation und Rekonstruktion unterzogen. Wann immer in diesem Kapitel von einem Monte–Carlo–Datensatz ohne weitere Spezifikation gesprochen wird, handelt es sich um diesen Datensatz.

RAPGAP wurde in einem Modus betrieben, in dem ep–Wechselwirkungen durch π^0–Austausch beschrieben werden. Der Piongehalt des Protons wird durch einen Pionflußfaktor $f_{\pi^0/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ beschrieben und die $e\pi^0$–Kollision durch eine Pionstrukturfunktion. Diese wird aus der Parametrisierung der π^+–Partondichten von Glück, Reya und Vogt [Glü92] GRV–P(LO) abgeleitet, indem die Partondichten der u– und d–Quarks gemittelt werden. QCD–Effekte im hadronischen Endzustand werden mit dem Programm ARIADNE [Lön92, Lön94] generiert, die Fragmentation erfolgt mit Jetset [Sjö86, Sjö87,

Generator	Modell	Partondichte	Ereignisse generiert/simuliert	Lumin. $[\mathrm{pb}^{-1}]$
RAPGAP	π^0–Austausch	GRV–P (LO)	100 000 / 100 000	3.61
DJANGO/LEPTO	DIS + SCI	MRS(H)	500 000 / 54 031	0.439
DJANGO/ARIADNE	DIS mit „$\mathbb{P}$“	MRS(H)	100 000 / 20 915	0.0537
DJANGO/ARIADNE	DIS ohne „$\mathbb{P}$“	MRS(H)	100 000 / 16 586	0.0537

Tabelle 5.2: Verwendete Monte–Carlo–Datensätze

Sjö94a, Sjö94b]. QED–Strahlungskorrekturen werden in RAPGAP mit Hilfe des Programmes HERACLES berechnet [Kwi92a, Kwi92b, Kwi93].

Zur Kontrolle wurden drei weitere Datensätze mit dem Monte–Carlo–Generator DJANGO6 [Cha94, Spi96], Version 2.4, generiert, der eine Kombination der Programme HERACLES 4.5.2, LEPTO 6.5 [Ing96] und ARIADNE 4.5 ist. LEPTO ist ein Monte–Carlo–Generator für tiefunelastische ep–Streuprozesse, der QCD–Effekte höherer Ordnungen mit Partonschauern beschreibt. In der verwendeten Version schließt LEPTO auch weiche Farbwechselwirkungen [Edi96, Edi97] ein, um die Produktion führender Nukleonen zu beschreiben. Dieser Datensatz wird im folgenden als DJANGO/LEPTO–Datensatz bezeichnet. Aus den generierten Ereignissen wurden diejenigen mit einem führenden Hadron ausgewählt, das eine Energie zwischen 400 und 800 GeV und einen Emissionswinkel in horizontaler und vertikaler Richtung von maximal 0.5 mrad aufweist. Diese Ereignisse wurden simuliert und rekonstruiert.

Alternativ zur Beschreibung von QCD–Effekten durch Partonschauer kann man DJANGO auch zusammen mit ARIADNE benutzen, das QCD–Strahlung durch das Farbdipolmodell [Gus86] simuliert. Seit dem Nachweis der diffraktiven ep–Streuung durch die Beobachtung von Ereignissen mit Rapiditätslücken [ZEU93a, H1C94, H1C95c, ZEU95b] enthält ARIADNE auch eine Option, bei der solche Ereignisse erzeugt werden. Dazu wird, anders als beim Modell der weichen Farbwechselwirkungen, explizit ein Pomeronflußfaktor und Pomeronpartondichten eingeführt, die den Anteil der diffraktiven Ereignisse an allen DIS–Ereignissen parametrisieren. Es wurden zwei Datensätze erzeugt, einer mit dieser und einer ohne diese Programmoption, die als DJANGO/ARIADNE mit bzw. ohne Pomeron ($\mathbb{P}$) bezeichnet werden. In beiden Fällen wurden von den generierten Ereignissen diejenigen ausgewählt, die ein führendes Hadron mit einer Energie von mindestens 400 GeV enthalten, das einem Emissionswinkel in horizontaler und vertikaler Richtung von maximal 0.5 mrad hat.

Für alle drei DJANGO–Datensätze wurde die Strukturfunktion MRS(H) [Mar94] benutzt, die die Ergebnisse der ersten bei HERA durchgeführten F_2–Messungen [H1C93b, ZEU93b] beinhaltet.

Die Ereigniszahlen und integrierten Luminositäten der Datensätze sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

5.3.2 Akzeptanzbestimmung

Als Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ϵ^i der Ereignisse in einem x, Q^2–Intervall i wird das Verhältnis der Anzahl N^i_{rec} im Intervall i rekonstruierter Ereignisse zur Anzahl N^i_{gen} der generierten Ereignisse bezeichnet. Dieses Verhältnis beinhaltet die Verluste, die durch die Selektionsschnitte entstehen, insbesondere durch die Forderung nach einer guten Spur, sowie Verluste und Gewinne durch Migrationen aufgrund der endlichen Detektorauflösung. Die Anzahl der in einem Intervall generierten Ereignisse schließt nur die Ereignisse ein, die in dem y–Intervall $0.02 < y < 0.6$ liegen. Dadurch beschränkt sich die Messung auf einen Bereich, in dem die Detektorauflösung in y (und damit x) gut ist ($y > 0.02$). Der Schnitt $y < 0.6$ ist dem Schnitt auf Elektronenergie und -streuwinkel fast äquivalent, er dient dazu, in der x, Q^2–Ebene eine eindeutige Definition des Meßbereiches zu geben.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit enthält keine Verluste, die durch den Trigger entstehen, diese werden durch Gewichtungsfaktoren berücksichtigt, die auf die Daten angewandt werden (siehe Abschnitt 5.4).

Die Akzeptanz ϵ^i wurde mit dem RAPGAP–Monte–Carlo–Datensatz ermittelt. RAPGAP beschreibt die betrachteten Verteilungen gut, insbesondere die Anzahl der „guten“ Spuren pro Ereignis. Zur Kontrolle wurden die Akzeptanzen auch mit den anderen Datensätzen (DJANGO/LEPTO, DJANGO/ARIADNE mit und ohne Pomeron) bestimmt (Abb. 5.7). In den Intervallen mit kleinem Q^2 oder kleinem y gibt es deutliche Unterschiede zwischen den Modellen. Bei den Intervallen mit kleinem y gibt es wenige Spuren geladener Teilchen im Zentralbereich des Detektors (Abb. 5.16), so daß sich die Unterschiede der Modelle in der Multiplizitätsverteilung deutlich auswirken. Die unterschiedlichen Multiplizitäten bewirken zum einen unterschiedliche Akzeptanzen des Schnittes auf die Anzahl guter Spuren, zum anderen wirken sie sich auf die Qualität der Messung von y und damit auf die Größe der Wanderungen zwischen den Intervallen aus.

Da RAPGAP die Daten insgesamt gut beschreibt, werden die mit diesem Monte–Carlo–Datensatz bestimmten Akzeptanzen für die Analyse verwendet. Die Differenzen zu den mit dem DJANGO/LEPTO–Datensatz bestimmten Akzeptanzen werden zur Abschätzung des systematischen Fehlers benutzt. Da ein Teil dieser Unterschiede auf die schlechtere Beschreibung der Eigenschaften des hadronischen Endzustandes im LEPTO–Modell zurückgeführt wird, wird die halbe Differenz zwischen den RAPGAP– und den DJANGO/ LEPTO–Akzeptanzen als systematischer Fehler verwendet. Die Akzeptanzwerte mit ihrem statistischen und systematischen Fehler sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

Um zu kontrollieren, inwieweit die Migrationen in x und Q^2 das Meßergebnis beeinflussen, wird die Reinheit ermittelt, die definiert ist als Anteil der Ereignisse, die in einem x, Q^2–Intervall generiert und rekonstruiert wurden, an allen in diesem Intervall rekonstruierten Ereignissen. Die Reinheit (Abb. 5.7b) liegt in allen Intervallen über 50 %, in den meisten Fällen bei etwa 70 %. Die Übereinstimmung zwischen den Monte–Carlo–Modellen ist gut.

5.3.3 Strahlungskorrekturen

Alle verwendeten Monte–Carlo–Datensätze enthalten QED–Strahlungskorrekturen, die mit dem Programm HERACLES berechnet werden. Die Akzeptanzfaktoren sind so bestimmt, daß sie den gemessenen Wirkungsquerschnitt auf den im Monte–Carlo–Generator verwendeten Wirkungsquerschnitt korrigieren, der diese Strahlungskorrekturen enthält, wobei x und Q^2 uber das Photon–Proton–System definiert sind. Eine Korrektur auf den BORN–Term–Wirkungsquerschnitt wird nicht durchgeführt.

5.4 Korrektur der Triggereffizienz

Die Selektion der DIS–Daten wurde so gestaltet, daß alle Ereignisse, die die Selektionsschnitte erfüllen, mit hoher Wahrscheinlichkeit getriggert werden. Um sich möglichst wenig von der korrekten Beschreibung der verwendeten Trigger in der Monte–Carlo–Simulation abhängig zu machen, deren Implementierung für 1995 noch nicht abgeschlossen ist, wurden die Triggerwahrscheinlichkeiten aus den Daten bestimmt. Jedes Ereignis erhält einen Gewichtungsfaktor, der die Ineffizienz des Triggers ausgleicht.

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Trigger beschrieben, und auf die Ansprechwahrscheinlichkeiten des SpaCal–Triggers und der Spurkammer–Trigger eingegangen. Im letzten Abschnitt werden die weiteren Triggerelemente diskutiert, die im Trigger Verwendung fanden, aber zu vernachlässigbaren Verlusten geführt haben.

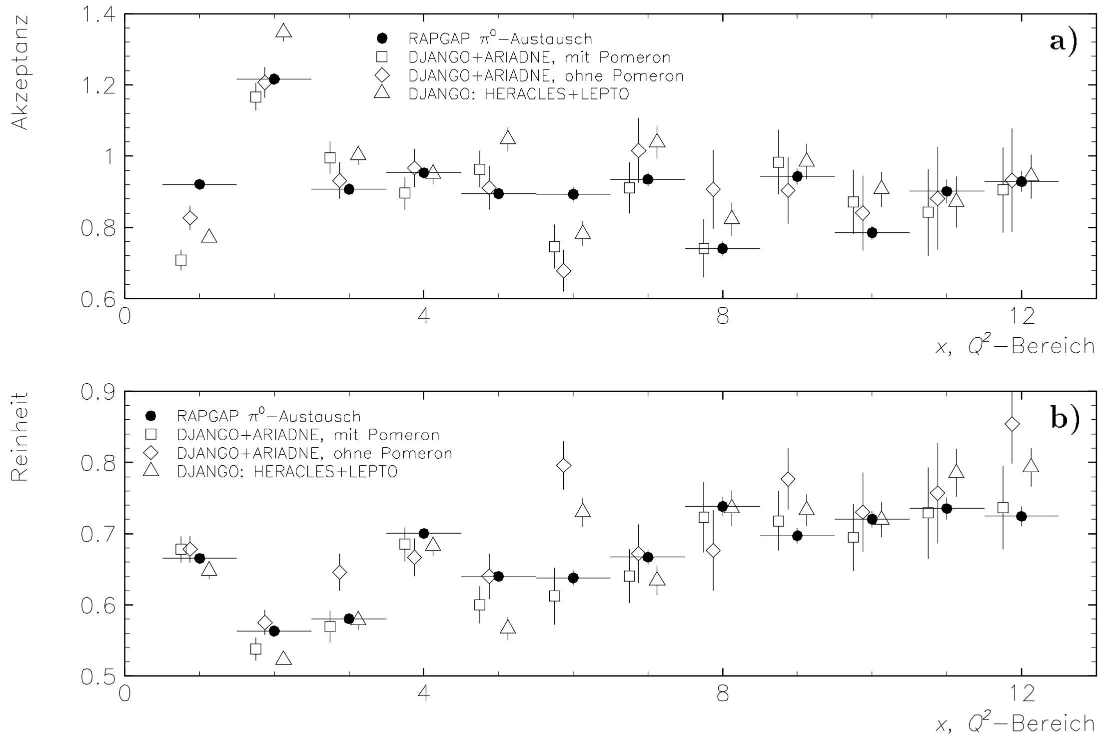


Abbildung 5.7: Akzeptanz und Reinheit der x, Q^2–Intervalle
a) Akzeptanz: Anzahl der rekonstruierten Ereignisse durch Anzahl der generierten Ereignisse
b) Reinheit: Anzahl der in einem Intervall generierten und rekonstruierten Ereignisse geteilt durch die Anzahl aller darin rekonstruierten Ereignisse.
Die x, Q^2–Intervalle sind in Tabelle 5.3 definiert.

Nr. i	x–Intervall	Q^2–Intervall $[\mathrm{GeV}^2]$	Akzeptanz $\epsilon^i \pm stat \pm syst$	Rel. Fehler $\frac{\Delta\epsilon^i}{\epsilon^i}$
1	0.00006–0.00018	2–3.5	$0.921 \pm 0.016 \pm 0.075$	8.3 %
2	0.00018–0.0006	2–3.5	$1.216 \pm 0.016 \pm 0.065$	5.5 %
3	0.0006 –0.0018	2–3.5	$0.907 \pm 0.016 \pm 0.047$	5.5 %
4	0.00018–0.0006	3.5–6	$0.953 \pm 0.016 \pm 0.002$	1.7 %
5	0.0006 –0.0018	3.5–6	$0.894 \pm 0.016 \pm 0.076$	8.7 %
6	0.00018–0.0006	6–10	$0.893 \pm 0.021 \pm 0.055$	6.6 %
7	0.0006 –0.0018	6–10	$0.935 \pm 0.020 \pm 0.052$	6.0 %
8	0.0018 –0.006	6–10	$0.740 \pm 0.022 \pm 0.041$	6.3 %
9	0.0006 –0.0018	10–20	$0.943 \pm 0.023 \pm 0.021$	3.3 %
10	0.0018 –0.006	10–20	$0.785 \pm 0.020 \pm 0.061$	8.2 %
11	0.0006 –0.0018	20–50	$0.901 \pm 0.032 \pm 0.015$	3.9 %
12	0.0018 –0.006	20–50	$0.928 \pm 0.028 \pm 0.007$	3.1 %

Tabelle 5.3: Akzeptanz der x, Q^2–Intervalle
Der Wert ϵ^i der Akzeptanz wurde mit RAPGAP bestimmt; der statistische Fehler von ϵ^i resultiert aus der Statistik der Monte–Carlo–Daten. Der systematische Fehler ist durch die halbe Differenz zwischen den Akzeptanzwerten aus dem RAPGAP–Monte–Datensatz und dem DJANGO/LEPTO-Datensatz gegeben.

5.4.1 Verwendete Trigger

Da die zu untersuchenden Ereignisse sich durch ein gestreutes Elektron im SpaCal auszeichnen, wurde zum Triggern der SpaCal–Trigger verwendet. Das SpaCal stellt das Triggerelement `SPCle_IET>1` zur Verfügung (IET steht für *Inclusive Electron Trigger*), das anspricht, wenn in einem 4×4 Zellen großen Bereich des elektromagnetischen SpaCal eine Energiedeposition von 2 (im äußeren Bereich) bis 6 GeV (im inneren Bereich) registriert wird.

Basierend auf diesem Triggerelement standen 1995 die zwei Subtrigger `s0` und `s2` zur Verfügung, die zu unterschiedlichen Zeiten aktiv waren. Diese Subtrigger wurden für die Analyse herangezogen. Die genauen Definitionen der beiden Trigger, sowie die Zeiträume, in denen sie für diese Analyse benutzt wurden, sind in Tabelle 5.4 aufgeführt.

Um sich möglichst wenig von der korrekten Beschreibung der Triggereffizienz in der Simulation abhängig zu machen, werden die Daten mit einem Faktor gewichtet, der die Verluste durch den Trigger ausgleicht, wobei die Ansprechwahrscheinlichkeiten aus den Daten bestimmt wurden. Dies wird für die drei Triggerelemente, die zu den größten Verlusten führen, nämlich `SPCle_IET>1`, `DCRPh_Ta` und `zVtx_T0` durchgeführt.

5.4.2 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des SpaCal–Triggers

Da das Triggerelement `SPCle_IET>1` für Elektronen im betrachteten Energiebereich von $E_e' > 12$ GeV eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit besitzt und die Simulation des SpaCal–Triggers für 1995 noch nicht abgeschlossen ist, wird die Ineffizienz des Triggers in Abhängigkeit von der Elektronenergie durch einen Wichtungsfaktor korrigiert.

Die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggerelementes wurde von Arnd Meyer mit Hilfe unabhängiger Trigger durchgeführt [Mey96d]. Es zeigt sich, daß die Effizienz für Elektronenergien oberhalb von 17.5 GeV konstant bei 95 % liegt, und darunter linear mit der Elektronenergie auf 75 % bei 10 GeV abfällt. Im für die Analyse betrachteten Energiebereich oberhalb von 12 GeV liegt die Triggereffizienz zwischen 80 und 95 % mit einer systematischen Unsicherheit, die im gesamten Energiebereich auf 5 % geschätzt wird. Anzeichen für eine Abhängigkeit der Triggereffizienz vom Radius der Energiedeposition im SpaCal wurden nicht beobachtet [Mey96d].

5.4.3 Ansprechwahrscheinlichkeit des DC$R\phi$– und z–Vertex–Triggers

56 % der untersuchten Daten wurden in einer Phase der Runperiode genommen, in der der verwendete Trigger `s2` eine Spurbedingung in Form des Triggerelementes `DCRPh_Ta` enthielt (Tab. 5.4). Der DC$R\phi$–Trigger [Wol92, Rie92] benutzt die Signale von 10 der 56 Drahtlagen der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2, um vom Vertex kommende Teilchenspuren zu finden. Er besitzt eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für Spuren im Polarwinkelbereich von 20 bis 160°, die einen Transversalimpuls von mehr als etwa 450 MeV besitzen.

Zusammen mit der `DCRPh_Ta`–Triggerbedingung wurde das Signal `zVtx_T0` verlangt (in Form der globalen Option `t0`). Dieses Signal stammt vom z–Vertex–Trigger [Eic92, Bec96], der die Signale der Proportionalkammern CIP, COP und der Proportionalkammern des Vorwärtsspurdetektors benutzt, um Ereignisse zu identifizieren, bei denen Spuren geladener Teilchen vom Wechselwirkungspunkt ausgehen.

Verwendete Subtrigger

Runbereich	ST	Definition	Glob. Opt.	Int. Luminosität
119 295—121 541*	s0	SPCle_IET>1	v2	$245\,\mathrm{nb}^{-1}$
121 970—122 347	s0	SPCle_IET>1	f0 v2	
122 580—125 556	s2	SPCle_IET>1 && DCRPh_Ta	f0 t0 v2	$813\,\mathrm{nb}^{-1}$
125 718—125 847	s2	SPCle_IET>1	f0 r4 t5 v4	$13\,\mathrm{nb}^{-1}$
125 960—126 571	s2	SPCle_IET>1	f0 r0 t5 v4	$371\,\mathrm{nb}^{-1}$
126 572—131 034	s2	SPCle_IET>1	f1 r0 t5 v4	
Gesamte integrierte Luminosität				**$1441\,\mathrm{nb}^{-1}$**

Verwendete Triggerelemente

Symbol	Bedeutung
SPCle_IET>1	Lokale Energiedeposition $> 6\,\mathrm{GeV}$ im SpaCal
SPCLe_AToF_Etot	Energiedep. im el.–mag. SpaCal im Untergrundzeitfenster
SPClh_AToF_Cl1	Energiedep. im had. SpaCal im Untergrundzeitfenster
DCRPh_Ta	Spur in der zentralen Spurkammer mit $p_\perp > 450\,\mathrm{MeV}$
DCRPh_T0	Wie DCRPh_Ta, aber restriktivere Zeitbedingung
FToF_IA, PToF_IA	Signal im FToF (PToF) im Wechselwirkungszeitfenster
FToF_BG, BToF_BG, PToF_BG	Signal im FToF (BToF, PToF) im Untergrundzeitfenster
ZVtx_T0	Ansprechen des z–Vertex–Triggers
zVtx_T0_nextbc	zVtx_T0 bei der nächsten Strahlkreuzung
FwdRay_T0	Ansprechen des *Forward–Ray*–Triggers
RZ_non_vtx	Rz–Triggersignal für Spuren aus Rückwärtsrichtung
RZ_sig1	Rz–Triggersignal für Spuren vom Wechselwirkungspunkt

Globale Optionen

Globale Option	Definition
f0	FToF_IA || !FToF_BG
f1	(FToF_IA || !FToF_BG) && (PToF_IA || !PToF_BG)
r0	!RZ_non_vtx || RZ_sig1
r4	!SPClh_AToF_Cl1 && !SPCLe_AToF_Etot
t0	zVtx_T0
t5	(zVtx_T0 || FwdRay_T0) || (DCRPh_T0 && !zVtx_T0_nextb)
v2	!BToF_BG && !SPClh_AToF_Cl1
v4	!BToF_BG

Tabelle 5.4: Verwendete Subtrigger, Triggerelemente und Globale Optionen
ST steht für „Subtrigger“. && bedeutet Verundung zweier Triggerelemente, || Veroderung, ! Negation eines Triggerelementes.
Das BToF (*Backward ToF*) ist ein Flugzeitzähler aus Szintillatoren im Rückwärtsbereich des Detektors (hinter dem SpaCal), das FToF (*Forward ToF*) ist ein ähnliches System innerhalb des Toroidmagneten des Vorwärts–Myonsystems, und das PToF (*Plug ToF*) befindet sich im Bereich des Plug–Kalorimeters.
Alle globalen Optionen, die einem Subtrigger zugeordnet sind, müssen erfüllt sein, damit ein Ereignis getriggert werden kann.
*: Davon gesammelte Luminosität vor der letzten HV–Einstellung des SpaCal: $131\,\mathrm{nb}^{-1}$.

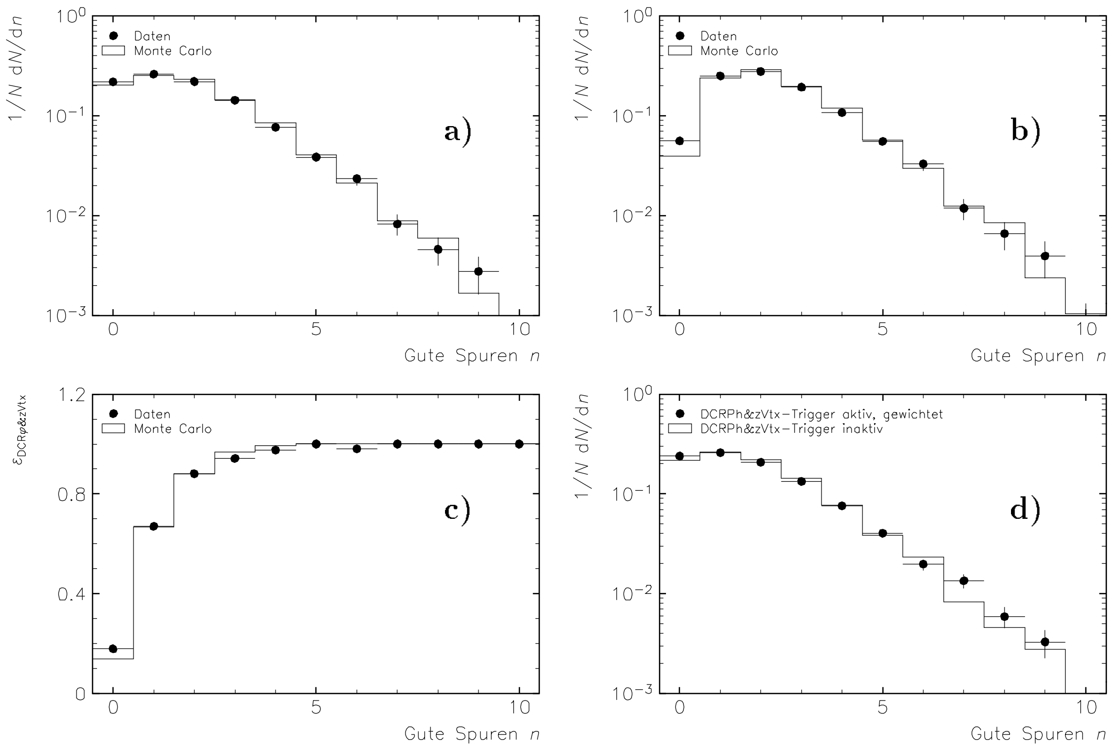


Abbildung 5.8: Korrektur der DC$R\phi$– und z–Vertex–Triggereffizienz
a) Anzahl guter Spuren für alle Ereignisse
b) Anzahl guter Spuren für Ereignisse, bei denen das Triggerelement `DCRPh_Ta` angesprochen hat
c) Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerelemente `DCRPh_Ta && zVtx_T0` in Abhängigkeit von der Anzahl guter Spuren
d) •: Anzahl guter Spuren für Ereignisse aus der Datennahmeperiode, in der Subtrigger `s2` die Triggerelemente `DCRPh_Ta && zVtx_T0` beinhaltete, nach Gewichtung. □: Anzahl guter Spuren für Ereignisse aus der Datennahmeperiode, in der die Subtrigger `s0` bzw. `s2` keine `DCRPh_Ta`–Bedingung beinhalteten.
Die Verteilungen aus den Daten für die Abbildungen a, b und c wurden aus Runs ermittelt, in denen die Subtrigger `s0` bzw. `s2` keine `DCRPh_Ta`– und `zVtx_T0`–Bedingung beinhalteten.
Eine „gute Spur“ ist definiert als vertexangepaßte Spur eines geladenen Teilchens im Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ mit einem Transversalimpuls $p_\perp > 450\,\mathrm{MeV}$ und einer radialen Länge von mindestens 10 cm.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kombination `DCRPh_Ta && zVtx_T0` in Abhängigkeit von der beobachteten Anzahl „guter“ Spuren in diesem Polarwinkel– und Transversalimpulsbereich wurde aus den Daten bestimmt, die ohne die `DCRPh_Ta`– und `zVtx_T0`–Triggerbedingung aufgezeichnet wurden und alle Selektionsschnitte außer dem Schnitt auf die Anzahl guter Spuren erfüllen (Abb. 5.8 c). Die so bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten werden benutzt, um jedem Ereignis, das unter Verwendung des DC$R\phi$–Triggers aufgenommen wurde, ein Gewicht zu geben, das die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers kompensiert. Nach dieser Wichtung stimmen die Multiplizitätsverteilungen der mit und ohne DC$R\phi$–Trigger aufgenommenen Daten überein (Abb. 5.8 b). Das durchschnittliche Gewicht dieser Ereignisse liegt bei 1.18 (Tab. 5.7.2), mit einer Standardabweichung von 0.19.

Die gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten sind mit der Annahme verträglich, daß jede der betrachteten Spuren mit einer Wahrscheinlichkeit von 68 % ein Triggersignal auslöst. Sie stimmen gut mit den simulierten Ansprechwahrscheinlichkeiten überein (Abb. 5.8 c), ebenso wie die Multiplizitätsverteilung (Abb. 5.8 a, b).

Der Anteil der Ereignisse, die keine guten Spuren enthalten, liegt in der Monte–Carlo–Simulation bei 32.1 ± 0.5 % und in den Daten aus der Periode, in denen der DC$R\phi$–Trigger nicht benutzt wurde, bei 29.1 ± 1.0 %. Aus der Differenz wird ein systematischer Fehler von 3 % auf die Effizienz des Schnittes, bei dem eine gute Spur verlangt wird, ermittelt.

5.4.4 Weitere Trigger

Neben den beiden wichtigsten Triggerelementen `SPCle_IET>1` und `DCRPh_Ta` werden eine Anzahl weiterer Triggerelemente in Form der sogenannten „globalen Optionen" (Tab. 5.4) gefordert, um Untergrund zu unterdrücken. Allen diesen zusätzlichen Triggerbedingungen ist gemeinsam, daß sie bei den erwünschten Ereignissen mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit ansprechen.

Die Option `t5` wird als 100 % effizient betrachtet, die Option `t0` tritt nur im Zusammenhang mit der `DCRPh_Ta`–Bedingung auf und wird in Abschnitt 5.4.3 behandelt.

Die globale Option `r0` basiert auf dem Rz–Trigger [Beh96], der die Signale der z–Driftkammern CIZ und COZ nutzt, um Spursegmente zu finden, die zur Wechselwirkungszone zeigen. Auch Spursegmenten von Teilchen, die von hinten in den Detektor eintreten, werden gezählt und zur Untergrundunterdrückung benutzt. Anhand der Daten wurde ermittelt, daß diese Option mit einer Wahrscheinlichkeit von 99 % anspricht. Da die Option `r0` nur bei 26 % der Daten gefordert wurde, wird die resultierende Ineffizienz vernachlässigt.

Die Optionen `f0`, `f1` und `v4` nutzen verschiedene Flugzeitzählersysteme und werden als 100 % effizient betrachtet.

Die Optionen `r4` und `v2` nutzen die Flugzeitmeßsyteme des elektromagnetischen und hadronischen SpaCal, die 1995 noch nicht endgültig verstanden und kalibriert waren. Die Verluste durch diese Triggerelemente und die resultierenden Unsicherheiten sind in der `SPCle_IET>1`–Ansprechwahrscheinlichkeit enthalten.

5.5 Selektion von Ereignissen mit führenden Protonen

Ziel dieser Analyse ist die Messung des differentiellen, inklusiven Wirkungsquerschnittes für Ereignisse mit Protonen in Vorwärtsrichtung in Abhängigkeit von der Protonenergie mit einem Transversalimpuls $p_\perp < 200$ MeV. Zur Messung des Wirkungsquerschnittes werden nur Protonen herangezogen, deren Impuls sich in einem bestimmten Vertrauensbereich befindet. Dieser Vertrauensbereich schließt Bereiche aus, in denen die Beschreibung der Akzeptanz des FPS in der Simulation ungenau ist. Seine Definition wird im nächsten Abschnitt gegeben, anschließend wird auf das Vorgehen bei mehreren Spurhypothesen im FPS eingegangen.

5.5.1 Vertrauensbereich

Es gibt eine Reihe von Phänomenen, welche die Akzeptanz des FPS beeinflussen und in der Simulation nicht berücksichtigt werden können. Dazu gehören die Korrekturspulen (siehe Abschnitt 4.1), deren Felder in der Realität von Füllung zu Füllung variieren, während in der Simulation ein fester Wert angenommen wird, alle Arten von Aufstellungsfehlern von Magneten und Vakuumkammern und die Variation des Abstandes der Detektoren vom Strahl aufgrund unterschiedlicher Strahlbedingungen.

Vergleicht man die Verteilung der nachgewiesenen Protonen in der (E'_p, θ_x)– bzw. (E'_p, θ_y)–Ebene in den Daten mit der Simulation, so zeigt sich, daß die generelle Form der Verteilung reproduziert wird, aber nicht die genauen Grenzen der Akzeptanz.

Um die Akzeptanzkorrektur unempfindlich auf diese Unterschiede zwischen Realität und Simulation zu machen, wird in der (E'_p, θ_x)– bzw. (E'_p, θ_y)–Ebene ein Vertrauensbereich definiert, der den Bereich umfaßt, in dem Daten und Simulation übereinstimmen. In diesem Bereich ist die Akzeptanz des FPS gut verstanden.

Definition des Vertrauensbereiches

Der Vertrauensbereich wird so definiert, daß sich die Streuwinkel in x und y in Abhängigkeit von der Protonenergie E'_p innerhalb bestimmter Grenzen befinden müssen:

$$\theta_{x,\min}(E'_p) \leq \quad \theta_x \quad \leq \theta_{x,\max}(E'_p) \tag{5.4}$$

$$\theta_{y,\min}(E'_p) \leq \quad \theta_y \quad \leq \theta_{y,\max}(E'_p). \tag{5.5}$$

Die Grenzwerte betragen

$$\begin{array}{rcll}
\theta_{x,\min}(E'_p) & = & -0.3\,\mathrm{mrad} & \text{unabhängig von } E'_p \\
\theta_{x,\max}(E'_p) & = & +0.3\,\mathrm{mrad} & \text{unabhängig von } E'_p \\
\theta_{y,\min}(E'_p) & = & \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{100\,\mathrm{GeV}}(600\,\mathrm{GeV} - E'_p) & \text{für } 500\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 600\,\mathrm{GeV} \\
\theta_{y,\min}(E'_p) & = & \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(600\,\mathrm{GeV} - E'_p) & \text{für } 600\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 650\,\mathrm{GeV} \\
\theta_{y,\min}(E'_p) & = & -0.3\,\mathrm{mrad} & \text{für } 650\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 725\,\mathrm{GeV} \\
\theta_{y,\min}(E'_p) & = & \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(E'_p - 775\,\mathrm{GeV}) & \text{für } 725\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 765\,\mathrm{GeV} \\
\theta_{y,\max}(E'_p) & = & +0.3\,\mathrm{mrad} & \text{für } 500\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 575\,\mathrm{GeV} \\
\theta_{y,\max}(E'_p) & = & \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{300\,\mathrm{GeV}}(875\,\mathrm{GeV} - E'_p) & \text{für } 575\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 708.3\,\mathrm{GeV} \\
\theta_{y,\max}(E'_p) & = & \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{75\,\mathrm{GeV}}(750\,\mathrm{GeV} - E'_p) & \text{für } 708.3\,\mathrm{GeV} \leq E'_p \leq 765\,\mathrm{GeV}.
\end{array} \tag{5.6}$$

Die Grenzen des Vertrauensbereiches zusammen mit der Verteilung der beobachteten Protonen sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Wie Abbildung 5.10 zeigt, treffen die Protonen, die in den Vertrauensbereich fallen, die Faserhodoskope überwiegend nicht am Rand, d. h. der Schnitt auf den Vertrauensbereich beseitigt die Akzeptanzunterschiede, die durch unterschiedliche Strahllage und Detektorposition in Daten und Simulation zustande kommen.

5.5.2 Vorgehen bei mehreren Spur– oder Impulshypothesen

Aufgrund von Rauschen in den Detektoren, Übersprechen in den PSPMs und Treffer durch Delta–Strahlen ermittelt die FPS–Rekonstruktion teilweise mehrere Spurhypothesen beim Durchgang eines Protons durch das FPS. Zusätzlich gibt es in der Regel zwei Lösungen der Impulsrekonstruktion in der vertikalen Ebene, von denen in einigen Fällen beide mit der in der horizontalen Ebene gemessenen Energie verträglich sind.

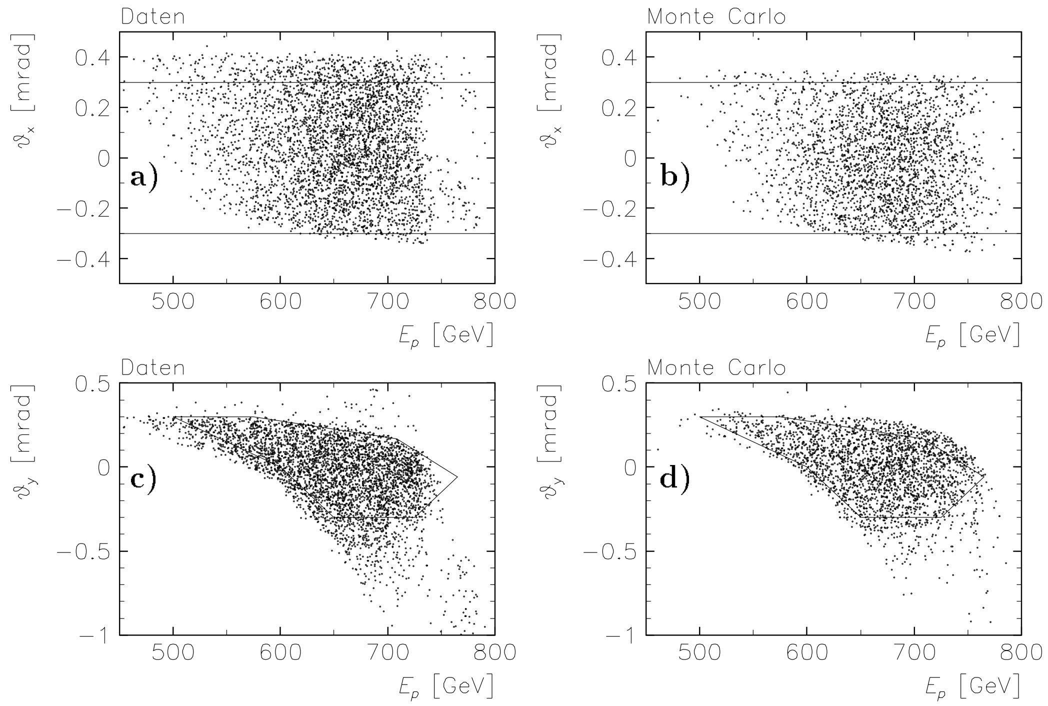


Abbildung 5.9: Vertrauensbereich in der E_p', θ_x– und E_p', θ_y–Ebene
a) Daten, E_p', θ_x–Ebene b) Monte–Carlo–Simulation, E_p', θ_x–Ebene
c) Daten E_p', θ_y–Ebene d) Monte–Carlo–Simulation, E_p', θ_y–Ebene
Die Linien umreißen den Vertrauensbereich.

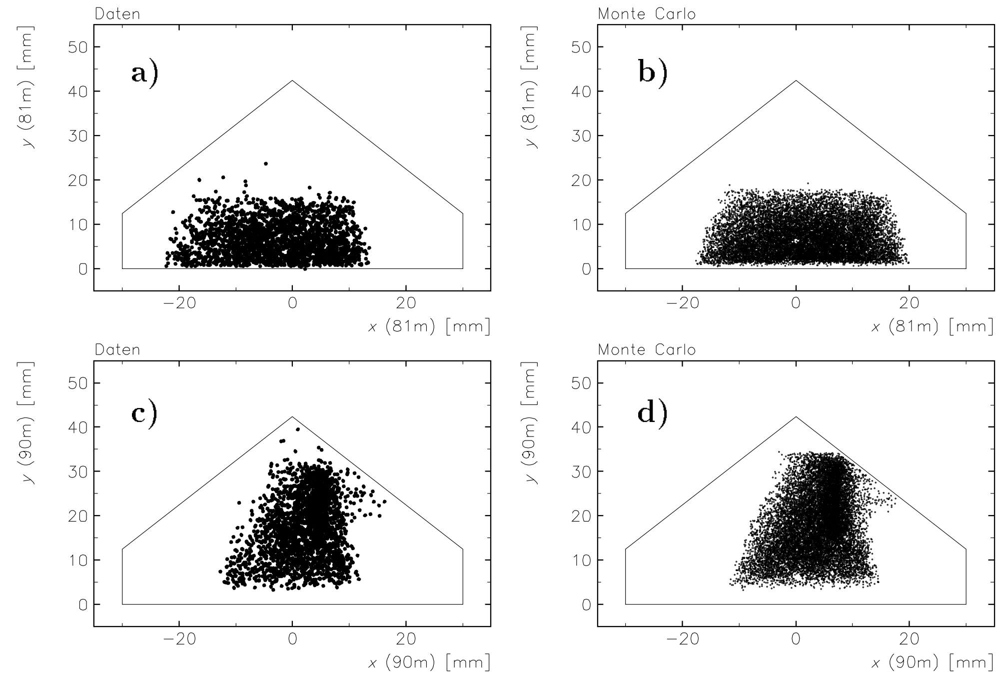


Abbildung 5.10: Verteilung der Protonen im Vertrauensbereich auf der Hodoskopoberfläche
a) Daten, Station bei 81 m b) Monte–Carlo–Simulation, Station bei 81 m
c) Daten, Station bei 90 m d) Monte–Carlo–Simulation, Station bei 90 m
Der Schnitt auf den Vertrauensbereich entfernt Ereignisse, bei denen das gestreute Proton nahe an den Rändern der Hodoskopoberfläche auftrifft.

Wenn für mehrere dieser Spurhypothesen ein Impuls rekonstruiert werden kann, so werden zunächst diejenigen Spurhypothesen ausgewählt, die die größte Anzahl getroffener Hodoskoplagen umfassen. Aus den Energiehypothesen dieser Spuren wird anschließend diejenige ausgewählt, bei der die Impulsmessungen in x und y am besten übereinstimmen.

5.6 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Protonen im FPS

Die Korrektur für die Protonrekonstruktionswahrscheinlichkeit enthält drei Bestandteile:

- Einen Gewichtungsfaktor für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit, die berücksichtigt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Spur eines Protons, das beide FPS–Stationen durchquert, rekonstruiert wird.
- Eine Migrationskorrektur, die die Wahrscheinlichkeit angibt, mit welcher der Impuls eines Protons aus dem Vertrauensbereich eines bestimmten Protonenergieintervalls auch im Vertrauensbereich dieses Energieintervalles rekonstruiert wird.
- Eine Akzeptanzkorrektur, die berücksichtigt, welcher Anteil der Protonen eines Energieintervalles innerhalb des Vertrauensbereiches liegt.

Diese Bestandteile werden im folgenden diskutiert. Die dabei verwendeten Definitionen für verschiedene Ereigniszahlen sind in Tabelle 5.5 zusammengefaßt.

5.6.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden aus den Daten und den simulierten Ereignissen mit der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Methode ermittelt und die Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der ein Proton genügend Treffer in den Hodoskopen und Triggerszintillatoren erzeugt, damit eine Spur rekonstruiert werden kann. Die echten wie die simulierten Ereignisse wurden mit dem Kehrwert dieser Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten gewichtet.

Bei den Triggerszintillatoren wird berücksichtigt, welche Szintillatoren von dem Proton durchquert wurden, so daß die unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Szintillatoren ausgeglichen werden. Da die Auftrefforte bei gegebenem Protonimpuls auf den Hodoskopoberflächen in Daten und Simulation unterschiedlich sind (Abb. 5.10),

Symbol	Bedeutung
N_{gen}^{ful}	Anzahl der Ereignisse mit einem Proton im betrachteten Energiebereich und $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ auf Hadronniveau
N_{gen}^{fid}	Anzahl der Ereignisse mit einem Proton im betrachteten Energie– und Transversalimpulsbereich, nach Schnitt auf Vertrauensbereich auf Hadronniveau
W_{rec}^{fid}	Anzahl der Ereignisse mit rekonstruiertem Proton im betrachteten Energie– und Transversalimpulsbereich, nach Schnitt auf Vertrauensbereich und nach Gewichtung für Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Tabelle 5.5: Bezeichnungen für verschieden definierte Ereignisanzahlen; auf einen Index, der den betrachteten Energiebereich angibt, wurde der Übersichtlichkeit halber verzichtet. N_{gen}^{ful} und N_{gen}^{fid} sind nur bei simulierten Ereignismengen bekannt, W_{rec}^{fid} wird für Daten und simulierte Ereignisse bestimmt.

muß diese Gewichtung für Daten– und simulierte Ereignisse auch dann getrennt erfolgen, wenn die Ansprechwahrscheinlichkeiten aller Triggerszintillatoren in der Simulation stimmen.

Migrationskorrektur

Die Migrationskorrektur ist definiert als

$$C_M = \frac{W_{rec}^{fid}}{N_{gen}^{fid}}, \tag{5.7}$$

das Verhältnis der Anzahl der in einem Protonenergieintervall rekonstruierten Protonen innerhalb des Vertrauensbereiches (nach Gewichtung zur Korrektur der Spurrekonstruktionseffizienz) zur Anzahl der in diesem Bereich generierten Protonen.

Für die Größe der Migrationskorrektur sind die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Kalibration entscheidend, und ob sie von dem verwendeten Monte–Carlo–Modell abhängen. Sie wurden anhand von simulierten Ereignissen untersucht. Abbildung 5.11 zeigt das Ergebnis der Kalibrationsprozedur für verschiedene Datensätze.

Drei Datensätze verschiedener Monte–Carlo–Generatoren (DJANGO/ARIADNE mit und ohne Pomeron, RAPGAP), die etwa die gleiche Anzahl rekonstruierter Protonen aufwiesen wie eine typischen e^+–Füllung, wurden kalibriert (Abb. 5.11a). Im Rahmen der Fehler führen die verschiedenen Energie– und Transversalimpulsspektren dieser Datensätze zum selben Kalibrationsergebnis.

Außerdem wurde die Kalibration auf verschiedene Teile des RAPGAP–Datensatzes angewandt, die ein Fünftel (Abb. 5.11c), Zehntel (d) oder Zwanzigstel (e) des gesamten Datensatzes ausmachen. Ein Zehntel des Datensatzes enthält etwa soviele Protonen, wie bei der Kalibration einer typischen Füllung benutzt werden. Im Rahmen der jeweiligen Fehler sind die Ergebnisse mit der Eichung des vollen Datensatzes (Abb. 5.11b) verträglich.

Um zu untersuchen, inwieweit die Migrationskorrektur von der Kalibration abhängt, wurde die Impulsrekonstruktion mehrmals unter Verwendung verschiedener Kalibrationskonstanten auf denselben Monte–Carlo–Datensatz angewandt (Abb. 5.12). Diese Konstanten wurden einmal aus der Eichung des gesamten Datensatzes gewonnen („beste Kalibration“, Konstanten aus Abb. 5.11 b), und es wurden acht Sätze von Werten verwendet, die aus der Kalibration je eines Zwanzigstels des Monte–Carlo–Datensatzes stammen („Kalibrationen mit niedriger Statistik“, Konstanten aus Abb. 5.11 e). Der systematische Fehler der Migrationskorrektur wird aus den Unterschieden ermittelt, die sich bei Verwendung der verschiedenen Kalibrationskonstanten ergeben. In den für die Analyse verwendeten Energieintervallen zwischen 580 und 740 GeV beträgt er 2.3 bis 4.5 % (Tabelle 5.9).

Die Migrationskorrekturen für Ereignissätze verschiedener Monte–Carlo–Generatoren wurden ebenfalls verglichen. In den Energiebereichen unterhalb von 700 GeV liegen die mit den DJANGO–Datensätzen ermittelten Migrationskorrekturen innerhalb der Schwankungsbreite der RAPGAP–Resultate. Oberhalb von 700 GeV gibt es dagegen deutliche Unterschiede durch Ereignisse, bei denen die Protonenergiemessung in der horizontalen Koordinate ungenau ist, was zu großen Migrationen führen kann. Dies wird durch einen zusätzlichen systematischen Fehler von 18.6 % für den Bereich 4 berücksichtigt, der sich aus der Differenz der Migrationskorrekturen der RAPGAP– und DJANGO/LEPTO–Datensätze ergibt.

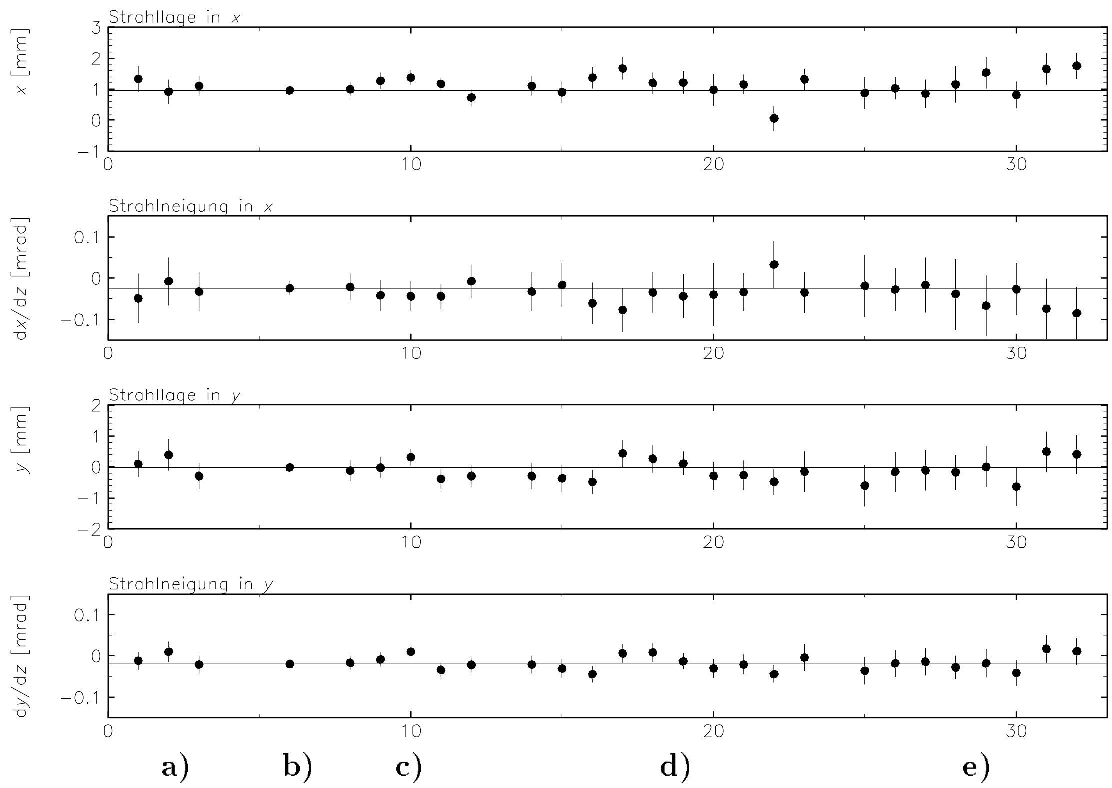


Abbildung 5.11: Ergebnisse der Kalibration für Monte–Carlo–Ereignisse
Gezeigt ist das Ergebnis der Kalibrationsprozedur für verschiedene Datensätze :
a) Drei verschiedene Monte–Carlo–Datensätze, bei denen jeweils etwa 1500/800 Spuren für die Kalibration der x–/y–Koordinate verwendet wurden.
b) Kalibrationsergebnis für den vollen RAPGAP–Datensatz (15000/8000 Spuren)
c) Kalibrationsergebnis für jeweils ein Fünftel des RAPGAP–Datensatzes (3000/1600 Spuren pro Kalibration)
d) Kalibrationsergebnis für jeweils ein Zehntel des RAPGAP–Datensatzes (1500/800 Spuren pro Kalibration)
e) Kalibrationsergebnis für jeweils ein Zwanzigstel des RAPGAP–Datensatzes (750/400 Spuren pro Kalibration)
Die horizontalen Linien entsprechen dem Ergebnis der Kalibration mit der größten Statistik (c). Die Kalibrationsprozedur führt in x zu einer systematischen Verschiebung um 1 mm gegenüber dem erwarteten Wert von 0. Bei einem Datensatz von 1500 (800) Spuren für eine mittleren Elektronfüllung beträgt die statistische Genauigkeit etwa 0.4 mm (0.3 mm) für die Strahllage in x (y), und 0.03 mrad (0.02 mrad) für die Strahlneigung.

Die Werte für die Migrations– und Akzeptanzkorrektur in den einzelnen Protonenergiebereichen sind in Tabelle 5.6 aufgeführt.

Abbildung 5.14 zeigt die Verteilung der in den Daten nachgewiesenen Protonen innerhalb des Vertrauensbereiches in der p_x, p_y–Ebene (p_x und p_y sind die Transversalimpulse des gestreuten Protons am Wechselwirkungspunkt), zusammen mit der Kontur $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$. In den vier für die Analyse genutzten Intervallen ist ein großer Teil des $p_\perp$–Bereiches durch den Vertrauensbereich abgedeckt, so daß die in der Simulation gemachten Annahmen über das $p_\perp$–Spektrum nur geringe Auswirkungen auf die Akzeptanzkorrektur haben. Die Energieintervalle 540–580 GeV und 740–780 GeV gehen nicht in die Analyse ein, weil hier der Vertrauensbereich einen zu geringen Teil des Phasenraumes abdeckt.

Die Verteilung der Differenz der in x und y gemessenen Protonenergien in den Daten und der Simulation ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Die Verteilung ist in den Daten deutlich breiter als in der Simulation, aber die Energieauflösung ist mit 6 GeV immer noch deutlich besser als die Breite der Energieintervalle von 40 GeV. Die Verteilung der auf den Fehler normierten Differenzen zeigt, daß die Fehlerfortpflanzung die Unterschiede zwischen Daten und Simulation recht gut wiedergibt, was nahelegt, daß auch der Fehler, der auf die endgültige Energiemessung angegeben wird, bei der E_x und E_y kombiniert werden, in den Daten verläßlich ist.

Die Verschiebung der Verteilung in den Daten ist ein Indiz dafür, daß die Annahmen über die Dispersion, die bei der Impulsrekonstruktion gemacht werden, nicht ganz richtig sind. Vermutlich ist dies auf die Korrekturspulen zurückzuführen, die nicht berücksichtigt werden. Zum einen führen sie zu einer zusätzlichen Dispersion, zum anderen bewirken sie, daß der Strahl nicht der nominellen Bahn folgt, so daß die Dispersion in den Quadrupolmagneten fehlerhaft beschrieben wird.

Die Verschiebung der Maxima der $(E_x - E_y)$–Verteilung zwischen Daten und Simulation beträgt 3.9 GeV, und ist damit wesentlich größer als die Verschiebung der kombinierten Energiemessung gegen die generierte Protonenergie von 0.9 GeV. Da die bei einer Fehlkalibration der Energiemessung in der x–Koordinate die Eichungsprozedur die Tendenz hat, die Differenz der in x und y gemessenen Energien zu minimieren, wird die globale Unsicherheit der Energieskala auf das Doppelte der beobachteten Verschiebung zwischen E_x und E_y geschätzt, also auf 8 GeV.

In einer Analyse, bei der für Ereignisse mit Rapiditätslücke bei hohem Q^2 aus dem mit dem H1–Detektor gemessenen $x_{\mathbb{P}}$ die Energie des gestreuten Protons berechnet und mit der Energiemessung im FPS verglichen wurde, zeigt sich keinerlei systematische Abweichung zwischen erwarteter und gemessener Energie [H1C96g]. Die Analyse enthält 6 Ereignisse mit gemessenen Protonenergien zwischen 690 und 755 GeV. Die Differenz zwischen gemessener und erwarteter Protonenergie liegt bei allen Ereignissen unter 30 GeV. Ein systematischer Fehler der Energiekalibration von deutlich mehr als 8 GeV wäre bei dieser Analyse erkennbar.

Die Protonenergieintervalle, die für diese Analyse benutzt werden, sind mit 40 GeV so breit, daß eine systematische Fehlrekonstruktion der Protonenergie um einige GeV das Ergebnis der Analyse nicht ändert. Wie die Analyse zeigt, ist das Energiespektrum der Protonen im betrachteten Bereich $580\,\mathrm{GeV} < E < 740\,\mathrm{GeV}$ flach, so daß eine Verschiebung aller gemessenen Energien um den gleichen Betrag nur zu einer geringen Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnitts führt, der im Vergleich zu den Fehlern, die für die Migrationskorrektur ermittelt wurden, vernachlässigbar ist.

Die Unsicherheit in der globalen Skala der FPS–Energiemessung wird daher in eine

Unsicherheit für den $x_{\mathbb{P}}$–Wert des Zentrums des Energieintervalles umgerechnet. Die Unsicherheit von 8 GeV in der globalen Energieskala entspricht einem Fehler $\Delta x_{\mathbb{P}} = 0.010$.

5.7 Messung des Wirkungsquerschnittes

Im ersten Teil dieses Abschnitts wird beschrieben, wie aus der Anzahl der Ereignisse, die innerhalb eines x, Q^2–Intervalles i und eines Protonenergieintervalles j beobachtet wurden, der Wirkungsquerschnitt für diesen Bereich ausgerechnet wird. Die dabei verwendeten Gewichtsfaktoren, die jedem Ereignis zugeordnet werden, werden im zweite Teil diskutiert. Der dritte Teil des Abschnittes beschreibt die Bestimmung der integrierten Luminosität, die der Messung zugrunde liegt.

5.7.1 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{i,j}$ für Ereignisse im x, Q^2–Intervall i mit Protonen im Protonenergieintervall j wird folgendermaßen bestimmt:

$$\sigma^{i,j} = \frac{W^{i,j}}{\epsilon^i \cdot C_M^j \cdot C_A^j \cdot \int \mathcal{L} \mathrm{d}t}$$

mit der gewichteten Anzahl der beobachteten Ereignisse W:

$$W^{i,j} = \sum_k w_k, \qquad \Delta W^{i,j} = \sqrt{\sum_k w_k^2}$$

wobei die Summe über die Gewichte aller Ereignisse läuft, die in das x, Q^2–Intervall i und den Protonenergiebereich j gehören. $\Delta W^{i,j}$ ist der statistische Fehler von $W^{i,j}$; da die Gewichte der einzelnen Ereignisse nur wenig schwanken, ist $\Delta W^{i,j}$ in allen Bereichen nur wenig größer als der Wert $W^{i,j}/\sqrt{n^{i,j}}$, der sich ergäbe, wenn alle $n^{i,j}$ in einem Bereich

Nr. j	Energieintervall	$C_M \pm stat$	RMS	$C_A \pm stat \pm syst$	$C_M \cdot C_A$
	540–580 GeV	1.015 ± 0.047	0.078	$0.243 \pm 0.007 \pm 0.019$	0.247
1	580–620 GeV	1.101 ± 0.031	0.039	$0.510 \pm 0.007 \pm 0.058$	0.562
2	620–660 GeV	1.083 ± 0.022	0.020	$0.864 \pm 0.004 \pm 0.052$	0.936
3	660–700 GeV	1.030 ± 0.021	0.012	$0.905 \pm 0.004 \pm 0.039$	0.932
4	700–740 GeV	0.932 ± 0.025	0.018	$0.772 \pm 0.006 \pm 0.028$	0.720
	740–780 GeV	0.772 ± 0.057	0.134	$0.230 \pm 0.007 \pm 0.070$	0.178

Tabelle 5.6: Migrationskorrektur und Akzeptanz für verschiedene Energieintervalle
Der Fehler des Korrekturfaktors C_M ist der statistische Fehler. Die Spalte „RMS" gibt die Streuung der Migrationskorrekturfaktoren an, wenn die Kalibrationskonstanten verwendet werden, die mit niedrigerer Statistik bestimmt wurden. (Abb. 5.12).
Die Spalte C_A enthält die Akzeptanz, die mit dem RAPGAP–Datensatz bestimmt wurde. Der systematische Fehler wurde aus der maximalen Differenz zwischen RAPGAP– und DJANGO–Akzeptanzwerten abgeschätzt.
Die Zahl j gibt die Nummer der Protonenergiebereiche an, die in der endgültigen Analyse verwendet werden.

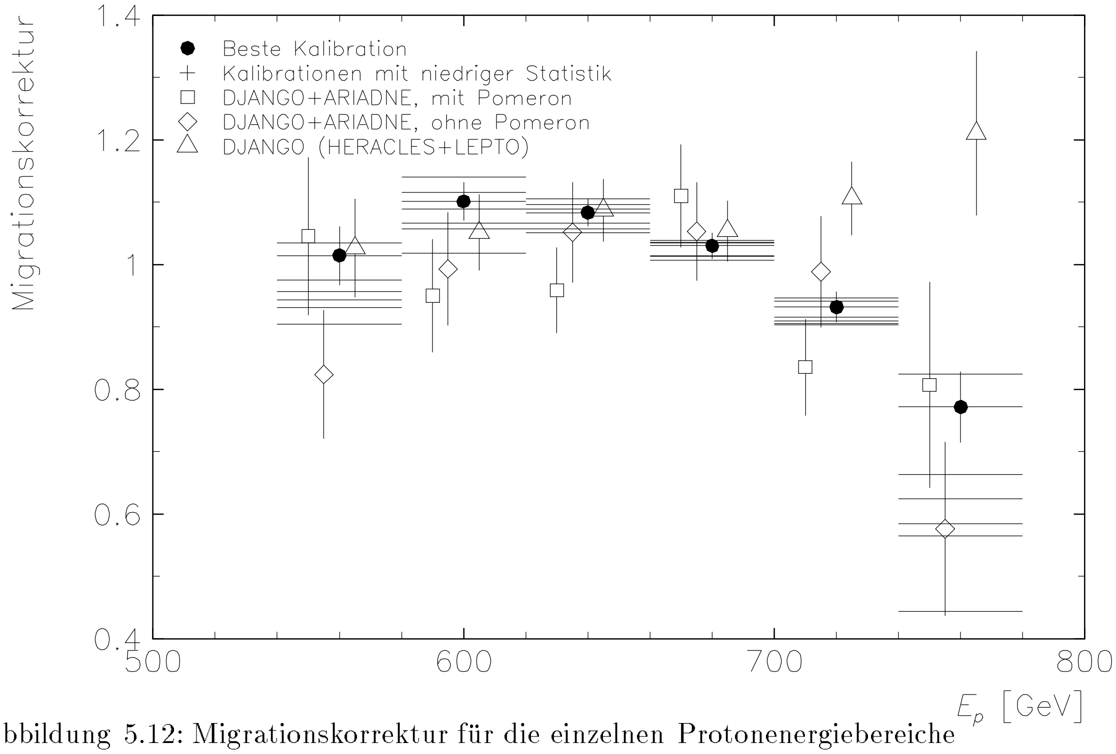


Abbildung 5.12: Migrationskorrektur für die einzelnen Protonenergiebereiche
Gezeigt ist die Migrationskorrektur C_M für Ereignisse, die mit dem Generator RAPGAP generiert wurden (•). C_M wurde mehrmals unter Verwendung verschiedener Kalibrationskonstanten aus denselben Ereignissen bestimmt (—).
Der Übersichtlichkeit halber sind die Ergebnisse für die drei DJANGO–Datensätze horizontal verschoben und ohne horizontale Fehlerbalken dargestellt.

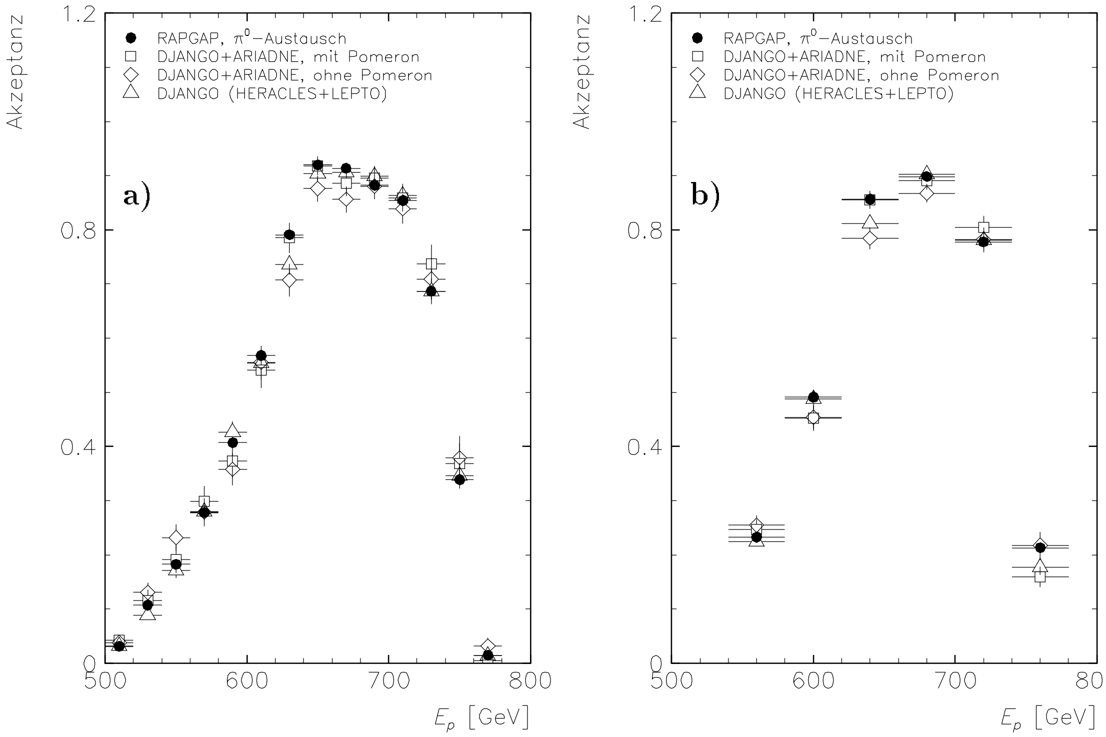


Abbildung 5.13: Akzeptanz des Schnittes auf den Vertrauensbereich
a) 20 GeV–Energieintervalle b) 40 GeV–Energieintervalle

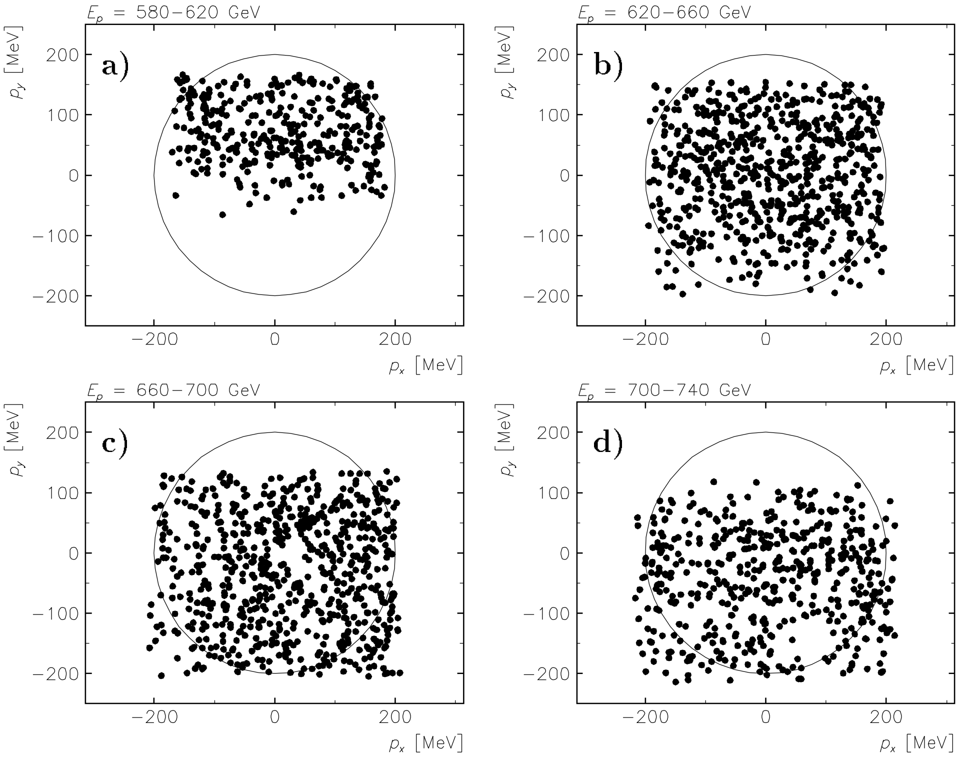


Abbildung 5.14: Verteilung der Protonen im Vertrauensbereich in der p_x, p_y–Ebene
a) Protonenergie $E'_p = 580 - 620\,\mathrm{GeV}$ b) Protonenergie $E'_p = 620 - 660\,\mathrm{GeV}$
c) Protonenergie $E'_p = 660 - 700\,\mathrm{GeV}$ d) Protonenergie $E'_p = 700 - 740\,\mathrm{GeV}$
Die Kreise geben den Bereich mit $p_\perp = 200\,\mathrm{MeV}$ an.

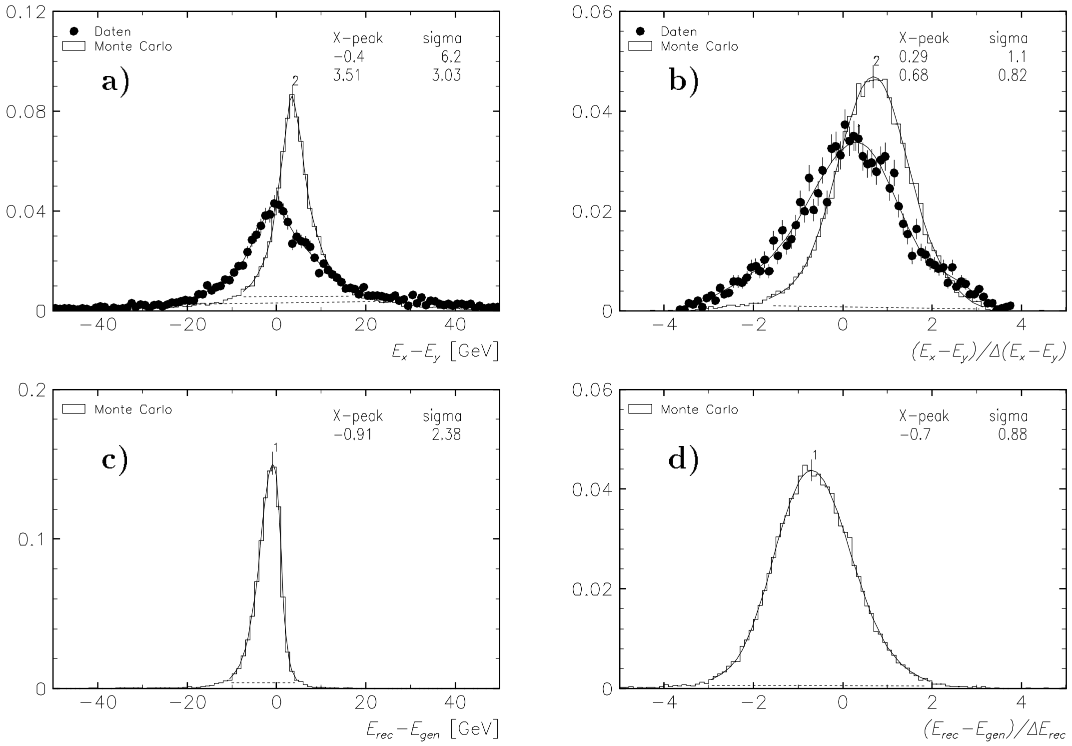


Abbildung 5.15: Energieauflösung in Daten und Simulation
a) Differenz der Energiemessungen in x und y
b) Differenz der Energiemessungen in x und y, normiert auf den Fehler
c) Differenz von gemessener zu wahrer Protonenergie
d) Differenz von gemessener zu wahrer Protonenergie, normiert auf den Meßfehler

beobachteten Ereignisse das gleiche Gewicht $\overline{W^{i,j}} = W^{i,j}/n^{i,j}$ hätten (siehe Tab. C.3, C.4).

5.7.2 Gewichtungsfaktoren

Eine Anzahl von Gewichtungsfaktoren wird für jedes Ereignis einzeln berechnet. Diese Gewichtungsfaktoren wurden in den Abschnitten 5.4.2, 5.4.3 und 5.6.1 beschrieben und sind in Tabelle 5.7.2 zusammengestellt. Das Gewicht eines einzelnen Ereignisses w_k ergibt sich aus dem Produkt dieser Gewichtsfaktoren und liegt im Mittel bei 2.45 mit einer Standardabweichung von 0.39.

5.7.3 Luminositätsbestimmung

Bei H1 wird die Luminosität aus dem Energiespektrum von Photonen aus Bremsstrahlungsereignissen des Typs $ep \to ep\gamma$ gemessen [H1C95b]. Die integrierte Luminosität wird in Intervallen von etwa 10 s zusammen mit einer Reihe von Statusbits, die den Zustand der Hochspannungsversorgung der verschiedenen Detektorkomponenten enthalten, in eine Datenbank geschrieben. Um die integrierte Luminosität zu bestimmen, die zum untersuchten Datensatz gehört, werden alle Luminositätswerte addiert, die zu Runs gehören, die in die Analyse eingehen, sofern die Statusbits der für die Analyse wichtigen Detektorkompo-

Gewichte und Korrekturfaktoren

Gewicht für	Abhängig von	Daten	Monte Carlo
Triggerszintillatoren	Auftreffort im Hodoskop, Runnummer	ja	ja
Hodoskope	Runnummer	ja	ja
Schnitt auf Vertrauensbereich	Protonenergiebereich	ja (aus MC)	ja
Migrationskorrektur	Protonenergiebereich	ja (aus MC)	ja
Triggereffizienz SpaCal	Elektronenergie	ja	nein
Triggereffizienz DC$R\phi$–Trigger	Spuranzahl, Runnummer	ja	nein
Rekonstruktionswahrscheinlichkeit	x, Q^2–Bereich	ja (aus MC)	ja

Gewichte einzelner Ereignisse

	Daten				Monte Carlo			
Gewicht für	Min	Max	MW	RMS	Min	Max	MW	RMS
Triggerszintillatoren	1.04	1.48	1.10	0.03	1.04	1.18	1.09	0.03
Hodoskope	1.84	1.92	1.89	0.02	1.31	1.35	1.33	0.02
Triggereffizienz SpaCal	1.05	1.24	1.06	0.03	1.00	1.00	1.00	0.00
Effizienz DC$R\phi$,z–Vertex–Trigger	1.00	1.49	1.11	0.17	1.00	1.00	1.00	0.00
nur Runs 122 580—125 556	1.00	1.49	1.18	0.19	1.00	1.00	1.00	0.00

Tabelle 5.7: Gewichtungsfaktoren
Aufgelistet sind die Gewichte, mit denen jedes Ereignis gezählt wird.
Die untere Tabelle gibt an, wie die Gewichte, die für jedes Ereignis errechnet werden, in Daten und Simulation verteilt sind. Die Tabelle enthält Minimum, Maximum, Mittelwert (MW) und Standardabweichung (RMS) der Gewichtsfaktoren.

nenten (siehe Abschnitt 5.1.3) für das jeweilige Zeitintervall keine Störung anzeigen.

Bei Runs, in denen der verwendete Trigger (`s0` bzw. `s2`, siehe Tabelle 5.4) skaliert war, wenn also nicht jedes der getriggerten Ereignisse tatsächlich aufgezeichnet wurde, sondern nur jedes n–te Ereignis, wird die Luminosität durch den Faktor n geteilt.

Eine Komplikation ergibt sich aus der Tatsache, daß sich die Positionen der FPS–Stationen während eines Runs ändern können. Bei der Rekonstruktion einer globalen Spur durch beide FPS–Stationen wird verlangt, daß sich die Positionen beider Stationen über einen Zeitraum von mindestens 100 Sekunden nicht geändert haben, um sicherzustellen, daß die angenommene Detektorposition korrekt ist. Dies wird bei der Luminositätsberechnung berücksichtigt, indem die Luminosität aus Zeitintervallen, in denen die FPS–Stationen bewegt wurden oder nicht an den Strahl herangefahren waren, nicht mitgezählt wird [Wit96]. Während der betrachteten 81 Luminositätsfüllungen änderten sich die Positionen der Stationen etwa 200 mal.

Die integrierte Luminosität der für diese Analyse verwendeten Daten beträgt nach allen Korrekturen $1441\,\mathrm{nb}^{-1}$ (siehe auch Tab. 5.4).

Der systematische Fehler der Luminositätsmessung beträgt für das Jahr 1995 1.14 % [Gog96], wenn man die Unsicherheit der eigentlichen Luminositätsmessung und der Korrekturen für Wechselwirkungen von Satellitenpaketen quadratisch addiert.

5.8 Systematische Fehler

Die systematischen Fehler lassen sich in drei Klassen einteilen:

- Fehler, die alle gemessenen Wirkungsquerschnitte in derselben Weise betreffen.
- Fehler, die alle Wirkungsquerschnitte eines Protonenergiebereiches in derselben Weise betreffen.
- Fehler, die alle Wirkungsquerschnitte eines x, Q^2–Intervalles in derselben Weise betreffen.

Die Fehler werden im folgenden einzeln diskutiert.

5.8.1 Allen Wirkungsquerschnitten gemeinsame Fehler

Hier handelt es sich um Fehler, die alle gemessenen Wirkungsquerschnitte um denselben Faktor verschieben. Die quadratische Summe dieser Fehler, die im folgenden einzeln aufgeführt werden, beträgt 5.2 % (Tab. 5.8).

Luminosität

Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt 1.14 % (Abschnitt 5.7.3).

Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit im FPS

Durch die Berechnung der Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit in den Faserhodoskopen aus den Lagenansprechwahrscheinlichkeiten werden Unterschiede zwischen der Simulation und den Daten in erster Näherung ausgeglichen. Effekte wie z. B. Synchrotronstrahlung oder Ausrichtungsfehler zwischen Triggerszintillatoren und Hodoskopen führen zu weiteren Unterschieden. Der daraus resultierende systematische Fehler wird auf 5 % geschätzt. Dies beinhaltet den Fehler, der durch eine ungenügende Kenntnis der Lagenansprechwahrscheinlichkeiten zustande kommt. So ergibt sich bei einer mittleren Lagenansprechwahrscheinlichkeit von (65.0 ± 0.5) % eine Wahrscheinlichkeit von (55.2 ± 1.8) % für das Ansprechen von genügend vielen Lagen für eine Spurrekonstruktion.

z–Position des Vertex

In dem dem Generator RAPGAP erzeugten Monte–Carlo–Datensatz ist die z–Position des Vertex im Mittel um 5 cm gegenüber der Position in den Daten verschoben. Die Breiten der Verteilungen stimmen mit etwa 11 cm überein, beide Verteilungen sind GAUSSförmig. Aufgrund der Verschiebung der Verteilungen gegeneinander hat der Schnitt auf die z–Position des Vertex unterschiedliche Auswirkungen. Eine Integration des vom Schnitt betroffenen Bereiches der GAUSSverteilungen ergibt, daß in Daten und Simulation weniger als 1.5 % der Ereignisse vom Schnitt betroffen sind. Der systematische Fehler, der aus diesem Schnitt resultiert, wird aus der Unsicherheit in der Bestimmung der Breite der Verteilungen und aus der Lageverschiebung zu 1 % bestimmt.

Energiegewichteter Schauerradius

Aufgrund der guten Beschreibung von $ECRA$ in der Simulation (Abb. 5.2) wird der aus diesem Schnitt resultierende systematische Fehler als vernachlässigbar klein betrachtet.

Zerfälle instabiler Teilchen

Da das FPS keine Teilchenidentifikation erlaubt, wird jedes geladene Teilchen, das das FPS erreicht, als Proton betrachtet. Bei der Definition des Wirkungsquerschnittes wird jedes positiv geladene Teilchen mit einer Zerfallslänge $c\tau$ von mindestens 10 mm wie ein Proton behandelt. Unter diese Definition fallen auch Teilchen, die zerfallen, bevor sie das FPS erreichen (z. B. Σ^+–Teilchen mit einem Wert von $\beta\gamma c\tau = 14$ m bei $E = 700$ GeV); in den DIS–Monte–Carlo–Modellen liegt deren Anteil an führenden, positiv geladenen Teilchen unter 1 %. Den größte Anteil an stabilen, führenden, positiv geladenen Teilchen haben nach den Protonen die π^+–Mesonen mit einer Zerfallslänge von $\beta\gamma c\tau = 39$ km bei $E = 700$ GeV und K^+–Mesonen mit einer Zerfallslänge von 5.3 km. In den DJANGO–Datensätzen beläuft sich ihr Anteil an allen im FPS nachgewiesenen Teilchen auf etwa 2 % für Pionen und 0.4 % für Kaonen. Auch der Anteil von Protonen aus Zerfällen von Λ^0–Teilchen (Zerfallslänge 50 m) ist mit 0.8 % vernachlässigbar gering.

5.8.2 Vom Protonenergiebereich abhängige Fehler

Migrationskorrektur

Die Migrationen zwischen den Protonenergiebereichen und zwischen Bereichen innerhalb und außerhalb des Vertrauensbereiches sind von der Energie– und Winkelauflösung des FPS bestimmt, die durch die Genauigkeit der Kalibration bestimmt wird. Der systematische Fehler wird aus der quadratischen Summe der statistischen Unsicherheit der Migrationskorrektur und der Variation aufgrund unterschiedlicher Kalibrationsergebnisse gebildet (Tab. 5.6) und beträgt je nach Protonenergiebereich 2.3 bis 4.5 % (Tab 5.9).

Akzeptanzkorrektur

Der Fehler der Akzeptanzkorrektur spiegelt die Unterschiede zwischen den verschiedenen Monte–Carlo–Modellen in der Energie– und Winkelverteilung wider. Die eher flache Winkelverteilung im DJANGO–Modell führt bei den Bereichen niedriger Protonenergie, wo der Vertrauensbereich bevorzugt kleine Transversalimpulse umfaßt, zu einer niedrigeren Akzeptanz als im Pion–Austauschmodell.

Der resultierende systematische Fehler wird aus den Abweichungen der Akzeptanzkorrekturen der DJANGO–Modelle vom RAPGAP–Modell abgeschätzt und beträgt (Tab. 5.9) zwischen 3.7 % und 11.5 %.

5.8.3 Vom x, Q^2–Intervall abhängige Fehler

Triggerwahrscheinlichkeit des SpaCal

1995 war das erste Betriebsjahr des SpaCal. Die endgültigen Hochspannungswerte der Photomultiplier wurden am 6.9. eingestellt (Run 120595), die Triggerbedingungen waren erst am 20.10. endgültig (Run 125959). Da mehr als zwei Drittel der betrachteten Daten aus Runs stammen, in denen das SpaCal noch nicht optimiert war und in denen die Vetofunktion der hadronischen Sektion des SpaCal im Trigger benutzt wurde, ist die Unsicherheit in der Triggereffizienz hoch; sie wird auf 5 % geschätzt [Mey96d].

Da die Triggereffizienz von der Energie und vom Auftreffort des Elektrons abhängt, ist sie von y und Q^2 abhängig und daher für die einzelnen x, Q^2–Intervalle unterschiedlich.

Triggerwahrscheinlichkeit des DC$R\phi$–Triggers

Die Triggerwahrscheinlichkeit des DC$R\phi$–Triggers wurde aus den Daten gewonnen und wird entsprechend der Spurmultiplizität in den Daten korrigiert, ist also von Unterschieden zwischen Daten und Simulation unabhängig. Der statistische Fehler der Effizienzbestimmung beträgt für eine gute Spur etwa 3 % und ist für höhere Multiplizitäten geringer. Betrachtet man die Auswirkung einer Variation der angenommenen Triggereffizienzen auf den Gesamtwirkungsquerschnitt, so erhält man einen systematischen Fehler von 2 %.

Da die Anzahl der geladenen Teilchen im Zentralbereich des Detektors mit y (und in geringerem Maße mit Q^2) korreliert ist, wirkt sich dieser Fehler unterschiedlich auf die einzelnen x, Q^2–Bereiche aus.

Systematische Fehler

Ursache	Fehler
Luminosität	1.14 %
Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit im FPS	5 %
z–Position des Vertex	1 %
Summe	5.2 %

Tabelle 5.8: Globale systematische Fehler

Nr. j	Energieintervall	Fehler aus Migration	Fehler aus Akzeptanz	Gesamt–fehler
1	580–620 GeV	4.5 %	11.5 %	12.3 %
2	620–660 GeV	2.7 %	6.0 %	6.6 %
3	660–700 GeV	2.3 %	4.3 %	4.9 %
4	700–740 GeV	18.9 %	3.7 %	19.3 %

Tabelle 5.9: Systematische Fehler für verschiedene Protonenergieintervalle
Die Fehler aus der Migration wurden aus der quadratischen Summe des statistischen Fehlers der C_M–Bestimmung und dem RMS, das sich bei der Variation der Kalibrationskonstanten ergibt, gebildet. Im Intervall 700–740 GeV wurde ein zusätzlicher Fehler von 18.6 % addiert, der die Unterschiede zwischen den RAPGAP– und dem LEPTO–Monte–Carlo–Modellen berücksichtigt.

Nr.	IET–Trig.	DC$R\phi$–Trig.	Spur-anzahl	Fehler E'_e	Fehler θ_e	Fehler Σ	Fehler ϵ	Summe	Korrektur $R = \infty$
1	5 %	2 %	3 %	+0.6 %	−2.3 %	+4.6 %	8.3 %	11.6 %	+6.8 %
2	5 %	2 %	3 %	−1.0 %	−2.6 %	+0.8 %	5.5 %	8.8 %	+0.6 %
3	5 %	2 %	3 %	+0.0 %	−4.0 %	−5.7 %	5.5 %	10.8 %	+0.1 %
4	5 %	2 %	3 %	+1.4 %	−2.5 %	+2.6 %	1.7 %	7.5 %	+1.8 %
5	5 %	2 %	3 %	+4.0 %	−2.5 %	−1.0 %	8.7 %	11.7 %	+0.2 %
6	5 %	2 %	3 %	+0.3 %	−2.0 %	+3.4 %	6.6 %	9.9 %	+5.9 %
7	5 %	2 %	3 %	+3.8 %	−1.9 %	±0.0 %	6.0 %	9.6 %	+0.5 %
8	5 %	2 %	3 %	+5.4 %	−3.8 %	−5.5 %	6.3 %	12.3 %	+0.1 %
9	5 %	2 %	3 %	+2.3 %	−2.8 %	+1.4 %	3.3 %	8.0 %	+1.6 %
10	5 %	2 %	3 %	+3.6 %	−3.0 %	−1.4 %	8.2 %	11.4 %	+0.2 %
11	5 %	2 %	3 %	+1.8 %	−1.4 %	+4.0 %	3.9 %	8.6 %	+9.0 %
12	5 %	2 %	3 %	+3.4 %	−0.8 %	+0.3 %	3.1 %	7.7 %	+0.8 %

Tabelle 5.10: Systematische Fehler für verschiedene x, Q^2–Intervalle
Die vorzeichenbehafteten Fehler geben an, wie sich der gemessene Wirkungsquerschnitt verändert, wenn der Meßwerte von E'_e um 1.5 % zu groß ist, wenn θ_e um 1 mrad zu groß ist und wenn Σ 4 % zu groß ist. Die Spalte „Summe" enthält die quadratische Summe der vorhergehenden Fehler. Die Korrektur für R gibt an, wie sich der errechnete Wert von F_2 ändert, wenn man statt $R = 0$ die Annahme $R = \infty$ macht.

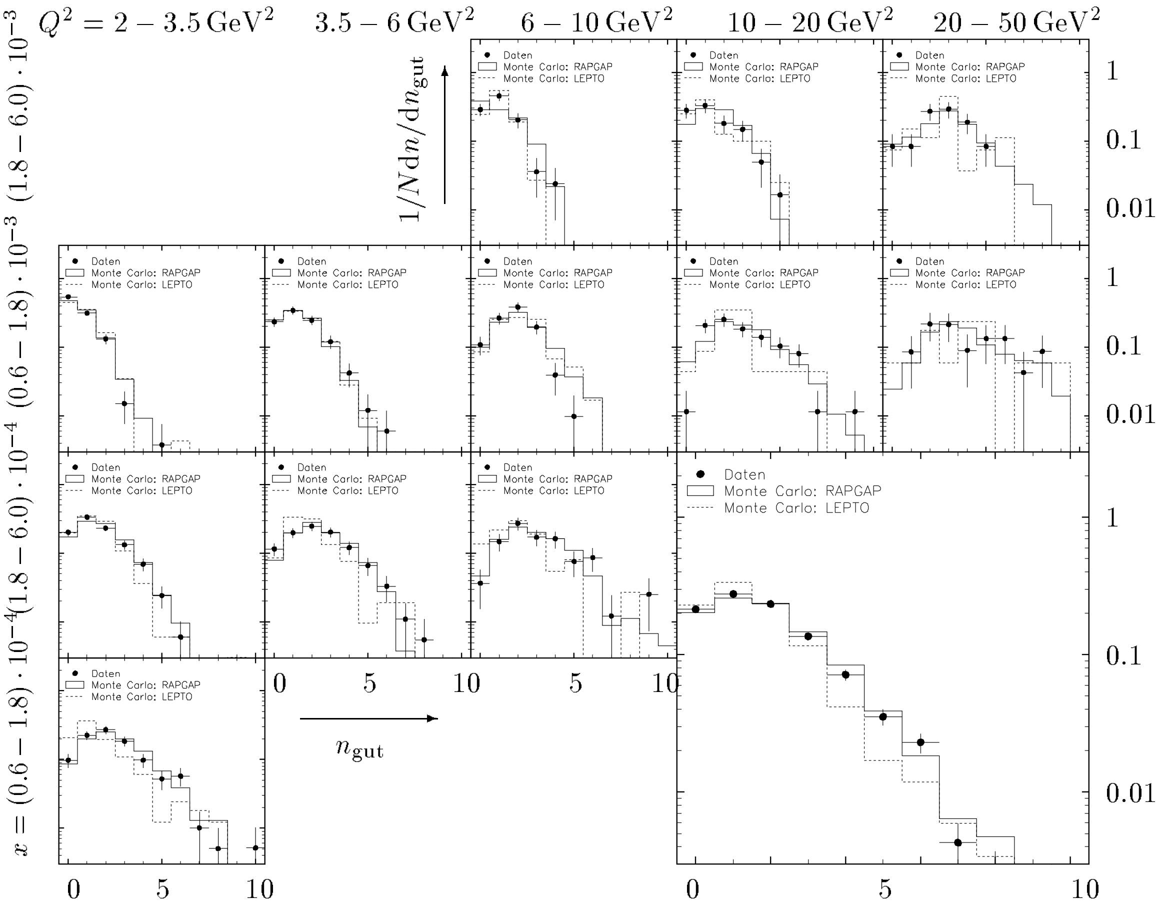


Abbildung 5.16: Anzahl „guter Spuren" im Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ mit einem Transversalimpuls $p_\perp > 450\,\mathrm{MeV}$ in den einzelnen x, Q^2–Intervallen. Die große Abbilung zeigt das Spektrum für alle Ereignisse, die die Selektion passieren.

Energie in der Vetolage

Allein aufgrund des Schnittes auf E_{VL} werden in den Daten 644 Ereignisse verworfen, verglichen mit 12608 akzeptierten Ereignissen (5.1 %); in der Monte–Carlo–Simulation beträgt das Verhältnis 1233 zu 36994 (3.3 %) für den RAPGAP–Datensatz, bei dem die Vertexverteilung in z um 5 cm verschoben ist, und 1615 zu 15200 (10.6 %) im LEPTO–Datensatz mit korrekter Vertexverteilung.

Die Unterschiede in der Akzeptanz dieses Schnittes wirken sich im Bereich kleiner Q^2 aus, also in den ersten drei x, Q^2–Bereichen. Sie sind in dem systematischen Fehler für die Rekonstruktionseffizienz bereits enthalten und brauchen deshalb nicht als eigener systematischer Fehler berücksichtigt zu werden.

Anzahl „guter" Spuren

Das RAPGAP–Monte–Carlo–Modell beschreibt die Multiplizität der beobachteten Ereignisse insgesamt gut (Abb. 5.8). In den Daten, die ohne DC$R\phi$–Triggerbedingung aufgenommen wurden, liegt der Anteil von Ereignissen, bei denen keine gute Spur gefunden wurde, bei 29.1 ± 1.0 %, im RAPGAP–Monte–Carlo–Datensatz bei 32.1 ± 0.5 %. Aus dem Unterschied wird ein systematischer Fehler von 3 % geschätzt. In keinem der x, Q^2–Bereiche wurden Unterschiede im Anteil der Ereignisse ohne gute Spur festgestellt, die nicht im Rahmen der Statistik mit diesem Fehler verträglich wären (Abb. 5.16).

Schnitt auf δ und y

Wie Abbildung 5.2 zeigt, wird der Verlauf von δ und y in der Monte–Carlo–Simulation gut beschrieben. Die Unsicherheiten, die sich aus diesen Schnitten ergeben, sind in Fehlern für die Unsicherheit bei der Elektronenergiemessung und bei der Messung von Σ enthalten, die im folgenden diskutiert werden.

Messung der Elektronenergie

Die Elektronenergie geht in die Bestimmung von x und Q^2 ein. Eine systematisch falsche Messung aufgrund eines Fehlers der Energieskala bewirkt Migrationen, die die Anzahl der in einem x, Q^2–Intervall beobachteten Ereignisse verringern oder vergrößern kann. Die Größe dieses Effekts wurde bestimmt, indem bei den simulierten Ereignissen die rekonstruierte Elektronenergie mit 1.03 multipliziert und die Kinematik neu berechnet wurde. Die Anzahl der in jedem x, Q^2–Bereich gefundenen Ereignisse wurde verglichen mit der Anzahl, die sich bei Verwendung der ursprünglichen Elektronenergie ergibt.

Die Unsicherheit der Energieskala des SpaCal wird für den verwendeten Datensatz auf 1.5 % geschätzt; es wird als systematischer Fehler die halbe Verschiebung angenommen, die sich bei einer Energieänderung um 3 % ergibt (Tab. 5.10). Der Fehler beträgt maximal 5.4 %.

Messung des Elektronstreuwinkels

Der Einfluß einer systematischen Verschiebung des Elektronstreuwinkels θ_e wurde untersucht, indem für alle Ereignisse des Monte–Carlo–Datensatzes der Streuwinkel um 1 mrad erhöht wurde. Die resultierenden Abweichungen sind in Tabelle 5.10 zusammengefaßt, sie betragen bis zu 4.0 %.

Bestimmung von Σ

Bei der Bestimmung von Σ ist die Energieskala des Flüssigargon–(LAr–)Kalorimeters der größte Unsicherheitsfaktor. Die hadronische Energieskala des LAr–Kalorimeters ist mit einer Genauigkeit von 4 % bekannt [H1C96d], der Beitrag der Spuren zur Messung von Σ ist mit einem Fehler von 3 % nicht viel genauer. Eine konservative Abschätzung des resultierenden Fehlers erhält man, indem man den Effekt einer globalen Verschiebung aller gemessenen Σ–Werte um 4 % untersucht (Tab. 5.10). Der Fehler beträgt bis zu 5.5 %.

Fehler der Akzeptanz ϵ^i

Der Fehler der Akzeptanz wurde bereits in Abschnitt 5.3.2 ermitttelt und ist in Tabelle 5.10 noch einmal aufgeführt. Er beträgt je nach Intervall 1.7 bis 8.3 %.

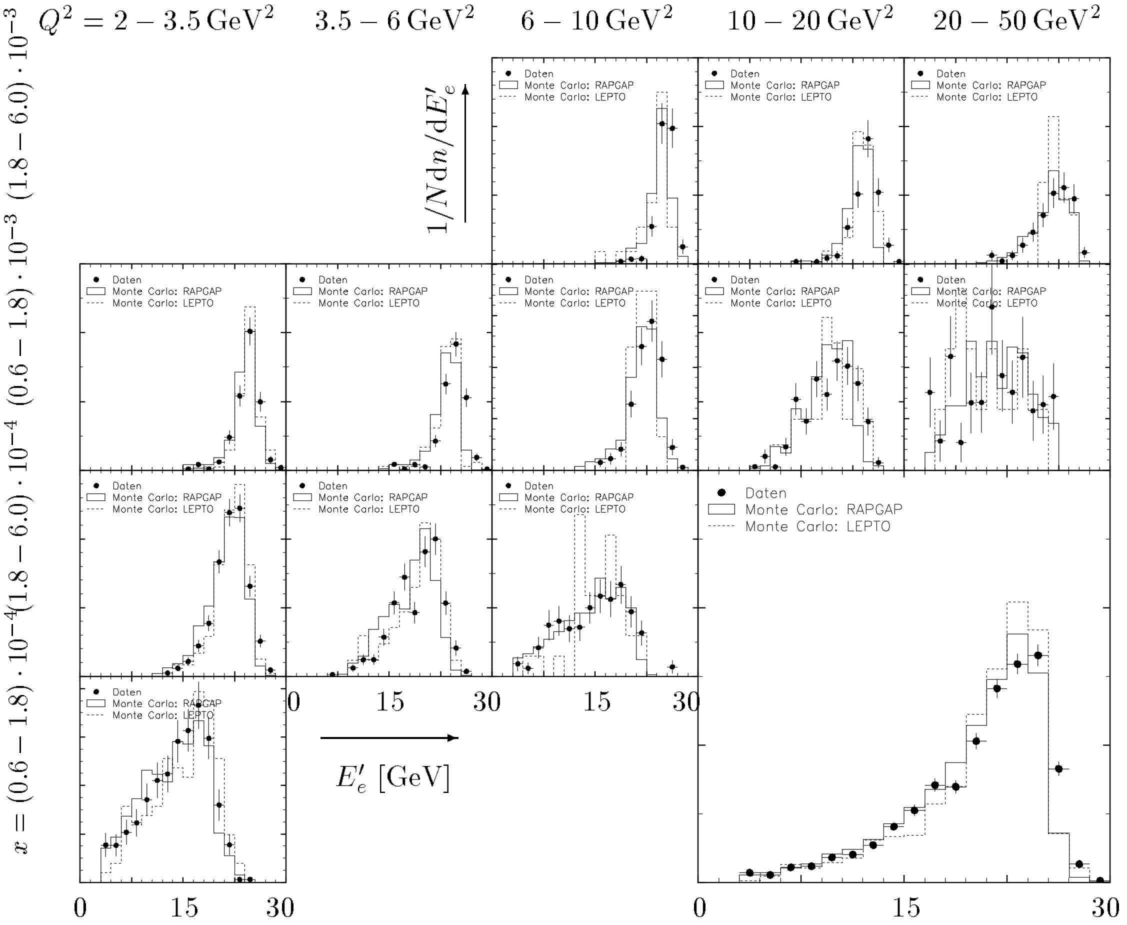


Abbildung 5.17: Energie des gestreuten Elektrons

5.8.4 Untergrund

Photoproduktionsuntergrund

Abbildung 5.17 zeigt, daß in keinem x, Q^2–Bereich Ereignisse mit Elektronenergien unter 15 GeV den dominanten Anteil am Wirkungsquerschnitt liefern. Bei größeren Elektronenergien ist der Photoproduktionsuntergrund vernachlässigbar gering, so daß er in dieser Analyse nicht betrachtet werden muß.

Untergrund im FPS

Eingehende Untersuchungen der Untergrundsituation im FPS, die 1994 durchgefürt wurden [Wil95], haben gezeigt, daß die Rate von Protonen, die in beiden Stationen des FPS beobachtet werden und nicht von der im H1–Detektor beobachteten Wechselwirkung stammen, vernachlässigbar gering ist. Das zeigt auch die Triggerrate des FPS–Triggerelementes von etwa 1 kHz, was einem Proton pro 10000 Strahlkreuzungen entspricht, woraus man eine Wahrscheinlichkeit von 10^{-4} für das zufällige Zusammentreffen eines DIS–Ereignisses im H1–Detektor und ein im FPS beobachtetes Proton ableiten kann. Diese Untergrundquelle kann vernachlässigt werden.

5.9 Bestimmung von $F_2^{LP\,(3)}$

Der Zusammenhang zwischen dem differentiellen ep–Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit vorwärts gestreuten Protonen mit $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ und der Strukturfunktion $F_2^{LP\,(3)}$ ist durch

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} = \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1+R\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})]}\right) F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$$

gegeben. Der in einem kinematischen Intervall im $x, Q^2, x_{\mathbb{P}}$–Raum gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt dann

$$\begin{aligned}\sigma &= \int\limits_{x_{\mathbb{P}}}\int\limits_{Q^2}\int\limits_{x} \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1+R\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})]}\right) F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}} \\ &= 4\pi\alpha^2\overline{F_2^{LP\,(3)}}\int\limits_{Q^2}\int\limits_{x} \frac{1 - y + \frac{y^2}{2[1+R\,(x,Q^2,x_{\mathbb{P}})]}}{x\,Q^4}\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2 \cdot \int\limits_{x_{\mathbb{P}}} 1\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}},\end{aligned}$$

wobei $\overline{F_2^{LP\,(3)}}$ der über den $x, Q^2, x_{\mathbb{P}}$–Bereich gemittelte Wert von $F_2^{LP\,(3)}$ ist. Das dabei auftretende Integral über x und Q^2 ist für ein konstant angenommenes R geschlossen lösbar, wenn das x, Q^2–Intervall durch Bedingungen der Form $x_{\min} < x < x_{\max}$, $Q^2_{\min} < Q^2 < Q^2_{\max}$ und $y_{\min} < y < y_{\max}$ eingegrenzt wird. Der Wert dieser Integrale für die gewählen Intervalle bei $R = 0$ ist in Tabelle C.2 aufgeführt.

Die Integration über $x_{\mathbb{P}}$ führt zu einem Faktor, der der Breite des $x_{\mathbb{P}}$–Intervalls entspricht. Alle vier Protonenergiebereiche sind 40 GeV breit, das entspricht einem $x_{\mathbb{P}}$–Intervall von $\Delta x_{\mathbb{P}} = 40/820 = 0.0488$. Damit erhält man den in der Analyse verwendeten Zusammenhang (unter der Annahme von $R = 0$):

$$F_2^{LP(3)} = \frac{\sigma^{i,j}}{\Delta x_{\mathbb{P}} \cdot I^i}$$

mit

$$I^i = 4\pi\alpha^2 \int\limits_{Q^2}\int\limits_{x} \frac{1 - y + \frac{y^2}{2}}{x\,Q^4}\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2. \tag{5.8}$$

$R = \sigma_L/\sigma_T$ ist das Verhältnis der Wirkunsquerschnitte für longitudinale und transversale Photonen (siehe Abschnitt 2.1). $R = 0$ entspricht dem Austausch transversal polarisierter Photonen, $R = \infty$ dem Austausch longitudinal polarisierter Photonen. Tabelle 5.10 gibt an, wie sich der Wert von $F_2^{LP\,(3)}$ ändert, wenn man statt $R = 0$ die Annahme $R = \infty$ machte; die Änderung für den Fall $R = 1$ ist halb so groß.

Die Integration erstreckt sich über den Bereich der x, Q^2–Ebene, der durch die Bedingungen $x_{\min,i} < x < x_{\max,i}$, $Q^2_{\min,i} < Q^2 < Q^2_{\max,i}$ und $y_{\min} < y < y_{\max}$ definiert ist.

5.9.1 Zentralwertkorrekturen

Der mit der oben geschilderten Methode bestimmte Wert von $F_2^{LP(3)}$ stellt einen Mittelwert über das $x, Q^2, x_{\mathbb{P}}$–Intervall dar. Eine Zentralwertkorrektur wurde nicht durchgeführt,

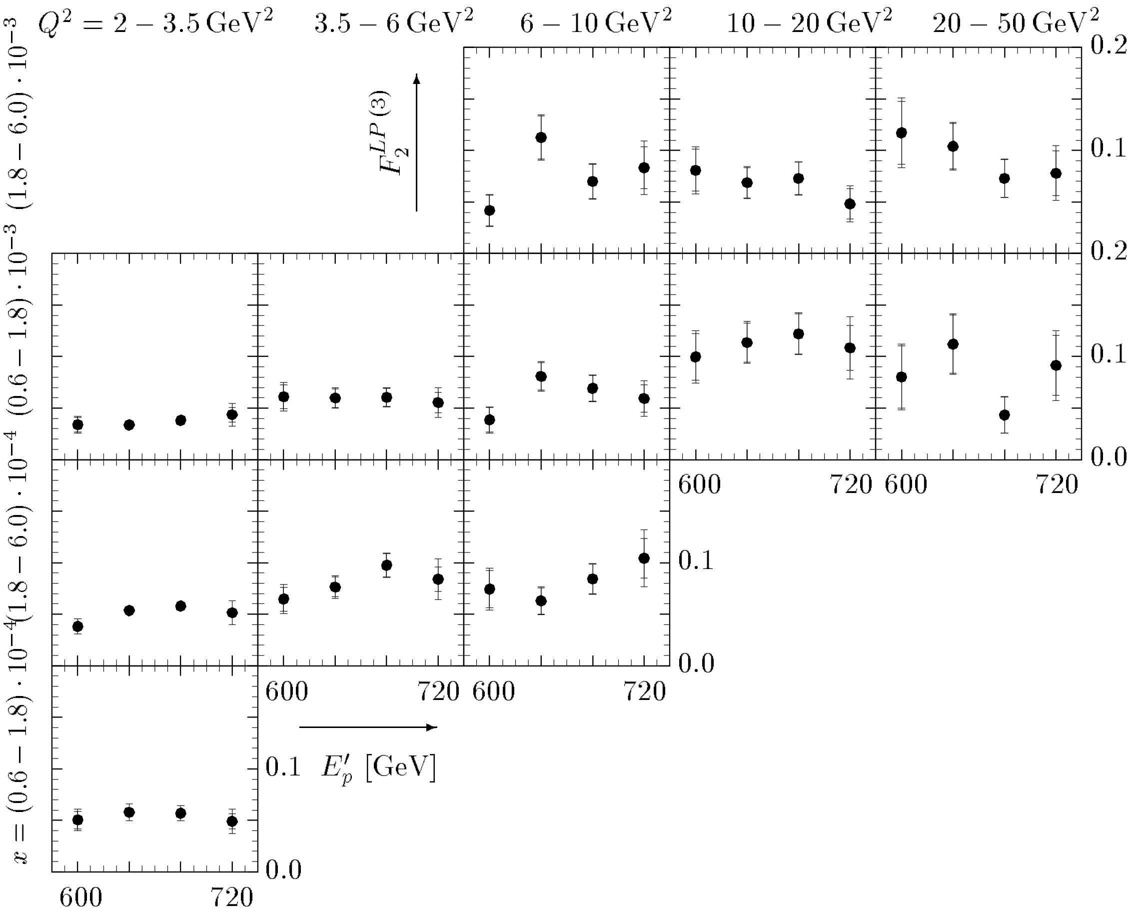


Abbildung 5.18: Verlauf von $F_2^{LP\,(3)}$ als Funktion der Protonenergie E'_p in den einzelnen x, Q^2–Bereichen

Die Darstellungen sind so angeordnet, daß Q^2 von links nach rechts und x von unten nach oben ansteigt. Der innere Fehlerbalken zeigt des statistischen Fehler, der äußere Balken die quadratische Summe aus statistischem Fehler und dem Fehler, der vom Protonenergiebereich abhängt. Der Normierungsfehler vom 5.2 % und der allen Punkten eines x, Q^2–Bereichs gemeinsame Fehler sind nicht dargestellt.

weil dazu die Kenntnis des Verlaufs von $F_2^{LP\,(3)}$ als Funktion von x, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$ notwendig ist, der *a priori* nicht bekannt ist. Die Messungen zeigen jedoch, daß die $x_{\mathbb{P}}$–Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(3)}$ gering ist, so daß der gemessene Wert von $F_2^{LP\,(3)}$ den Wert in der Intervallmitte gut approximiert. Die Bereichszentren in x und Q^2 wurden so gewählt (Abschnitt 5.2.3), daß die zu erwartenden Zentralwertkorrekturen minimal sind. Für die Protonstrukturfunktion MRS(H) [Mar94] wurde mit dem Monte–Carlo–Generator DJANGO überprüft, daß der mit der geschilderten Methode gewonnene F_2–Wert auf 2 % mit dem Wert von F_2 im Zentrum des Intervalls übereinstimmt, der aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gewonnen wurde. Im Rahmen der statistischen Fehler der in dieser Arbeit ermittelten Meßwerte sind die Zentralwertkorrekturen zu vernachlässigen.

5.9.2 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Berechnung von $F_2^{LP\,(3)}$ sind in den Tabellen C.3 und C.4 im Anhang zusammengefaßt. Abbildung 5.18 zeigt den Verlauf von $F_2^{LP\,(3)}$ als Funktion von E'_p in den einzelnen x, Q^2–Bereichen.

Kapitel 6

Ergebnisse

Zur Beschreibung tiefunelastischer ep–Streuung mit vorwärts gestreuten Protonen gibt es mehrere Ansätze. In REGGE–orientierten Modellen, auf denen der Monte–Carlo–Generator RAPGAP basiert, erwartet man eine Faktorisierung von $F_2^{LP(3)}$ in einen von $x_{\mathbb{P}}$ abhängigen Flußfaktor und eine Strukturfunktion des ausgetauschten Mesons $\mathbb{R}$ ($\mathbb{R} = \pi^0$, ρ^0, ω, f_2, a_2 etc.):

$$F_2^{LP\,(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = f_{\mathbb{R}/p}\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2^{\mathbb{R}}\,(\beta,\,Q^2). \tag{6.1}$$

Die Strukturfunktion $F_2^{\mathbb{R}}$ sollte mit kleiner werdendem $\beta = x_{i/\mathbb{R}} \ll 0.1$ ansteigen und mit $\log Q^2$ wachsen, wenn sie sich wie die Strukturfunktion $F_2\,(x,\,Q^2)$ des Protons verhält.

Im Modell der weichen Farbwechselwirkungen, das im Generator Monte–Carlo–LEPTO implementiert ist, entstehen vorwärts gestreute Protonen durch das Umordnen des Farbflusses zwischen gestreutem Quark und Protonrest. In diesem Modell ist die Einführung von β nicht notwendig, man erwartet eher ein Skalieren von $F_2^{LP\,(3)}$ mit x und Q^2, in der Form

$$F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = f\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F\,(x,\,Q^2). \tag{6.2}$$

Im Bereich $6 \cdot 10^{-5} < x < 6 \cdot 10^{-3}$ spielt die Streuung an Valenzquarks keine Rolle und die Vermutung liegt nahe, daß Ereignisse mit vorwärts gestreuten Protonen einen festen Bruchteil aller tiefunelastischen Streuereignisse ausmachen, daß also die Funktion $F\,(x,\,Q^2)$ in Gleichung 6.2 identisch mit $F_2\,(x,\,Q^2)$ ist.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst der Anstieg von $F_2^{LP(3)}$ mit $\log Q^2$ in jedem x– und $x_{\mathbb{P}}$–Intervall untersucht. Indem $F_2^{LP(3)}$ an die Formen $f\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F\,(\beta,\,Q^2)$ und $f\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F\,(x,\,Q^2)$ angepaßt wird, wird geprüft, ob Faktorisierung vorliegt und ob β oder x die geeignete Skalenvariable ist. Dann wird die Frage beantwortet, ob

$$F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = f\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2\,(x,\,Q^2) \tag{6.3}$$

in der Lage ist, die Daten zu beschreiben.

Die Messungen werden auch mit den Vorhersagen der Monte–Carlo–Generatoren RAPGAP und LEPTO verglichen. Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse den Messungen der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D\,(3)}$ gegenübergestellt.

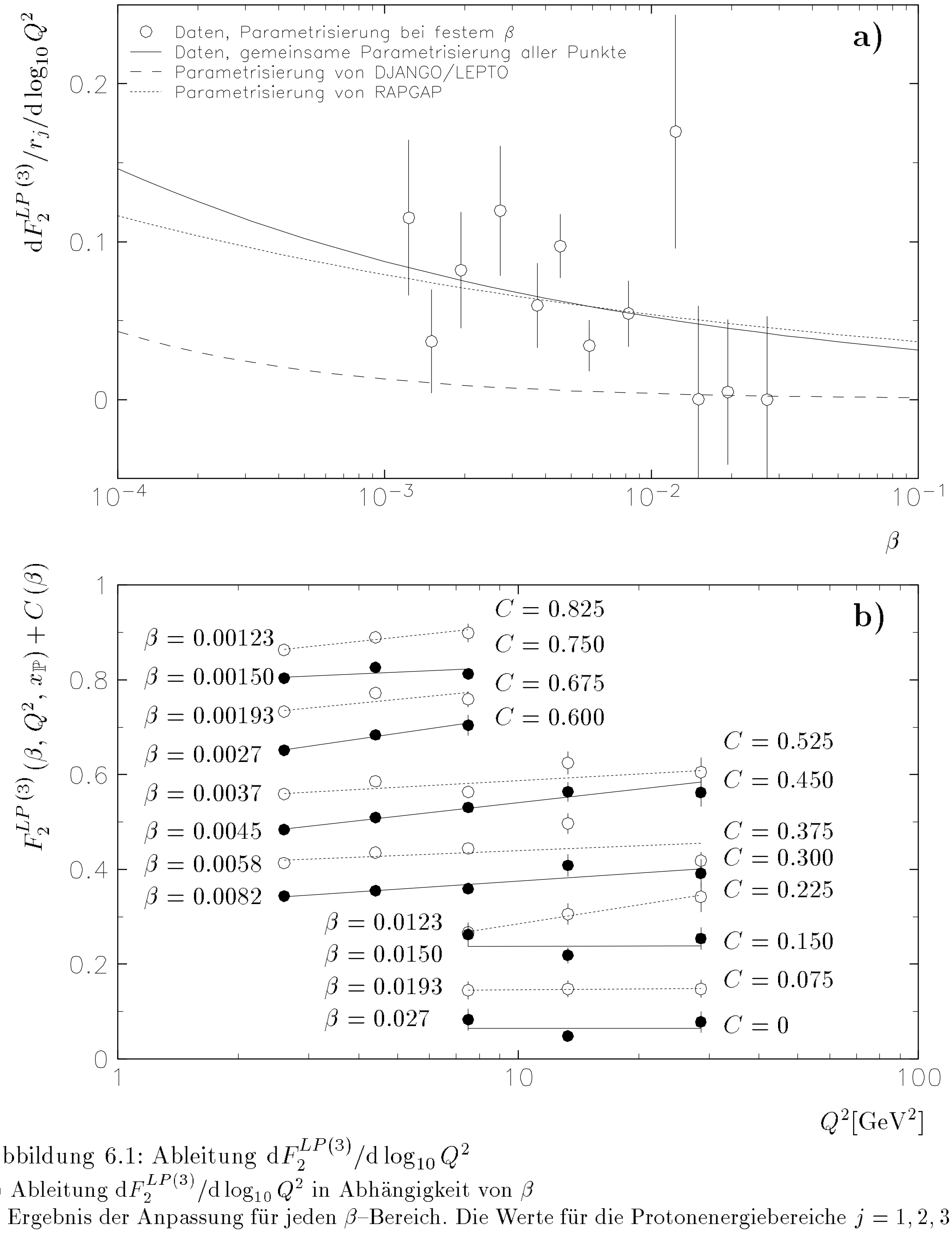


Abbildung 6.1: Ableitung $\mathrm{d}F_2^{LP(3)}/\mathrm{d}\log_{10}Q^2$

a) Ableitung $\mathrm{d}F_2^{LP(3)}/\mathrm{d}\log_{10}Q^2$ in Abhängigkeit von β

$\circ$: Ergebnis der Anpassung für jeden β–Bereich. Die Werte für die Protonenergiebereiche $j = 1, 2, 3$ und 4 sind mit $1/r_j = 1.27, 1.02, 1, 0.96$ skaliert, um sie mit dem Ergebnis der globalen Anpassung vergleichbar zu machen (siehe Abschnitt 6.2).

—: Ergebnis der gemeinsamen Parametrisierung aller Datenpunkte.

– –: Ergebnis der gemeinsamen Parametrisierung der LEPTO–Vorhersage.

$\cdots$: Ergebnis der Parametrisierung der RAPGAP–Vorhersage.

Die Kurven haben die Form $\mathrm{d}F_2^{LP(2)}/\mathrm{d}\log_{10}Q^2 = c\cdot\beta^d$ (siehe Abschnitt 6.2 und Tabelle 6.4).

b) Ergebnis der Anpassung an die Funktion $F_2^{LP\,(3)}(\beta,\,Q^2) = a(\beta)\cdot\log_{10}Q^2 + b(\beta)$.

6.1 Q^2–Abhängigkeit bei festem x und β

Um zu testen, inwieweit $F_2^{LP\,(3)}$ von Q^2 abhängt, wurden an alle Datenpunkte, die bei festem x und $x_{\mathbb{P}}$ (und daher bei festem β) gemessen wurden, eine Funktion der Form

$$F_2^{LP(3)}\,(\beta,\,Q^2) = a\,(\beta)\cdot\log Q^2 + b\,(\beta) \tag{6.4}$$

angepaßt (Q^2 in GeV^2), wobei die statistischen und die x, Q^2–abhängigen systematischen Fehler berücksichtigt wurden. Der allen Messungen gemeinsame Normierungsfehler und die Fehler, die nur vom Protonenergiebereich abhängen, spielen bei dieser Betrachtung keine Rolle.

Wie Abbildung 6.1a und Tabelle 6.1 zeigen, lassen sich die Daten durch die Form (6.4) gut beschreiben. Der Steigungsparameter a ist für acht der zwölf Meßpunkte mehr als zwei Standardabweichungen von Null verschieden. Damit ist bewiesen, daß $F_2^{LP(3)}$ in statistisch signifikantem Maße mit $\log Q^2$ ansteigt. Der Steigungsparameter a zeigt außerdem die Tendenz, mit fallendem β anzusteigen, wie man es erwartet, wenn $F_2^{LP(3)}$ proportional zur Strukturfunktion eines Hadrons ist. Inwieweit eine β–Abhängigkeit von a notwendig ist, um die Daten zu beschreiben, läßt sich beantworten, wenn man eine globale Anpassung aller Datenpunkte an eine gemeinsame Parametrisierung durchführt, was im nächsten Abschnitt geschieht.

β	x	Q^2[GeV^2]	$a\pm\delta a$	$b\pm\delta b$	χ^2/df
0.00123	0.00033	2.6–7.5	0.091±0.039	0.001±0.020	0.3/1
0.00150	0.00033	2.6–7.5	0.036±0.032	0.041±0.018	1.8/1
0.00193	0.00033	2.6–7.5	0.082±0.037	0.027±0.020	2.7/1
0.00270	0.00033	2.6–7.5	0.124±0.043	0.000±0.022	0.1/1
0.00373	0.00100	2.6–28.6	0.047±0.021	0.015±0.015	5.1/3
0.00455	0.00100	2.6–28.6	0.096±0.020	−0.005±0.013	1.0/3
0.00585	0.00100	2.6–28.6	0.034±0.016	0.030±0.012	11.8/3
0.00820	0.00100	2.6–28.6	0.057±0.022	0.019±0.015	1.8/3
0.01231	0.00330	7.5–28.6	0.134±0.058	−0.074±0.061	0.1/1
0.01500	0.00330	7.5–28.6	0.000±0.058	0.088±0.068	2.8/1
0.01930	0.00330	7.5–28.6	0.005±0.046	0.066±0.054	0.0/1
0.02705	0.00330	7.5–28.6	0.000±0.055	0.064±0.064	2.1/1

Tabelle 6.1: Ergebnis der Anpassung von $F_2^{LP(3)}$ an die Form $a\,(\beta)\cdot\log_{10} Q^2 + b\,(\beta)$
Die Anpassung erfolgt in jedem x–Bereich und in jedem Protonenergiebereich einzeln. Die Fehler von a und b sowie das χ^2 wurde aus der quadratischen Summe der statistischen und der x, Q^2–abhängigen systematischen Fehler ermittelt.

6.2 Parametrisierung der Daten in β, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$

In einem REGGE–orientierten Bild erwartet man für $F_2^{LP(3)}$ eine Faktorisierung der Form

$$F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = f_{\mathbb{R}/p}(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2^{\mathbb{R}}(\beta, Q^2).$$

Um sich von der Normierung des Flußfaktors unabhängig zu machen, wird hier die äquivalente Form

$$F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = r(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2^{LP\,(2)}(\beta, Q^2)$$

gewählt, wobei $r(x_{\mathbb{P}})$ so normiert wird, daß $r(x_{\mathbb{P}} = 0.171) = 1$ gesetzt wird. $F_2^{LP\,(2)}(\beta, Q^2)$ bezeichnet in diesem Abschnitt den von $x_{\mathbb{P}}$ unabhängigen Teil von $F_2^{LP\,(3)}$.

Eine Parametrisierung, welche die Strukturfunktion F_2 des Protons über einen weiten kinematischen Bereich beschreibt, ist durch

$$F_2(x, Q^2) = [a \cdot x^b + c \cdot x^d \cdot (1 + e \cdot \sqrt{x}) \cdot (\log Q^2 + f \log^2 Q^2 + h/Q^2)] \cdot (1-x)^g$$

gegeben [H1C95a, H1C96d]. Diese Parametrisierung sollte auch für $F_2^{LP\,(2)}(\beta, Q^2)$ geeignet sein. Einige der Parameter sind in dem untersuchten kinematischen Bereich nicht von Bedeutung. So können aufgrund der Kleinheit von β die Parameter e und g vernachlässigt werden (sie werden gleich 0 gesetzt), und aufgrund des eingeschränkten Q^2–Bereiches können auch f und h ignoriert werden. Damit vereinfacht sich die Parametrisierung zu

$$F_2^{LP\,(2)}(\beta, Q^2) = a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2.$$

Der in den einzelnen Bereichen unterschiedliche Pionfluß wird durch den Wert $r_j = r(x_{\mathbb{P},j})$ für jedes Energieintervall j berücksichtigt:

$$F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2). \qquad (6.5)$$

Aus der gewählten Normierung von $r(x_{\mathbb{P}})$ folgt $r_3 = 1$, d. h. die Daten werden auf das Intervall 3 mit $660 < E'_p < 700$ GeV normiert, welches mit der größten Genauigkeit gemessen wird.

Param.	Wert / Korrel. zu	r_1	r_2	r_4	a	b	c	d
r_1	0.79 ± 0.09	1.00	0.71	0.70	-0.68	-0.21	0.64	0.71
r_2	0.98 ± 0.17	0.71	1.00	0.93	-0.92	-0.12	0.92	0.90
r_3	1							
r_4	1.04 ± 0.23	0.70	0.93	1.00	-0.94	-0.12	0.94	0.91
a	0.021 ± 0.017	-0.68	-0.92	-0.94	1.00	0.25	-0.97	-0.94
b	0.017 ± 0.051	-0.21	-0.12	-0.12	0.25	1.00	-0.11	-0.41
c	0.018 ± 0.008	0.64	0.92	0.94	-0.97	-0.11	1.00	0.92
d	-0.222 ± 0.057	0.71	0.90	0.91	-0.94	-0.41	0.92	1.00

Tabelle 6.2: Ergebnis der Parametrisierung aller Daten in β, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$
Die Daten wurden die Funktion $F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2)$ mit $r_j = r(x_{\mathbb{P},j})$ angepaßt.
Der rechte Teil der Tabelle enthält die Korrelationskoeffizienten der angepaßten Parameter untereinander.

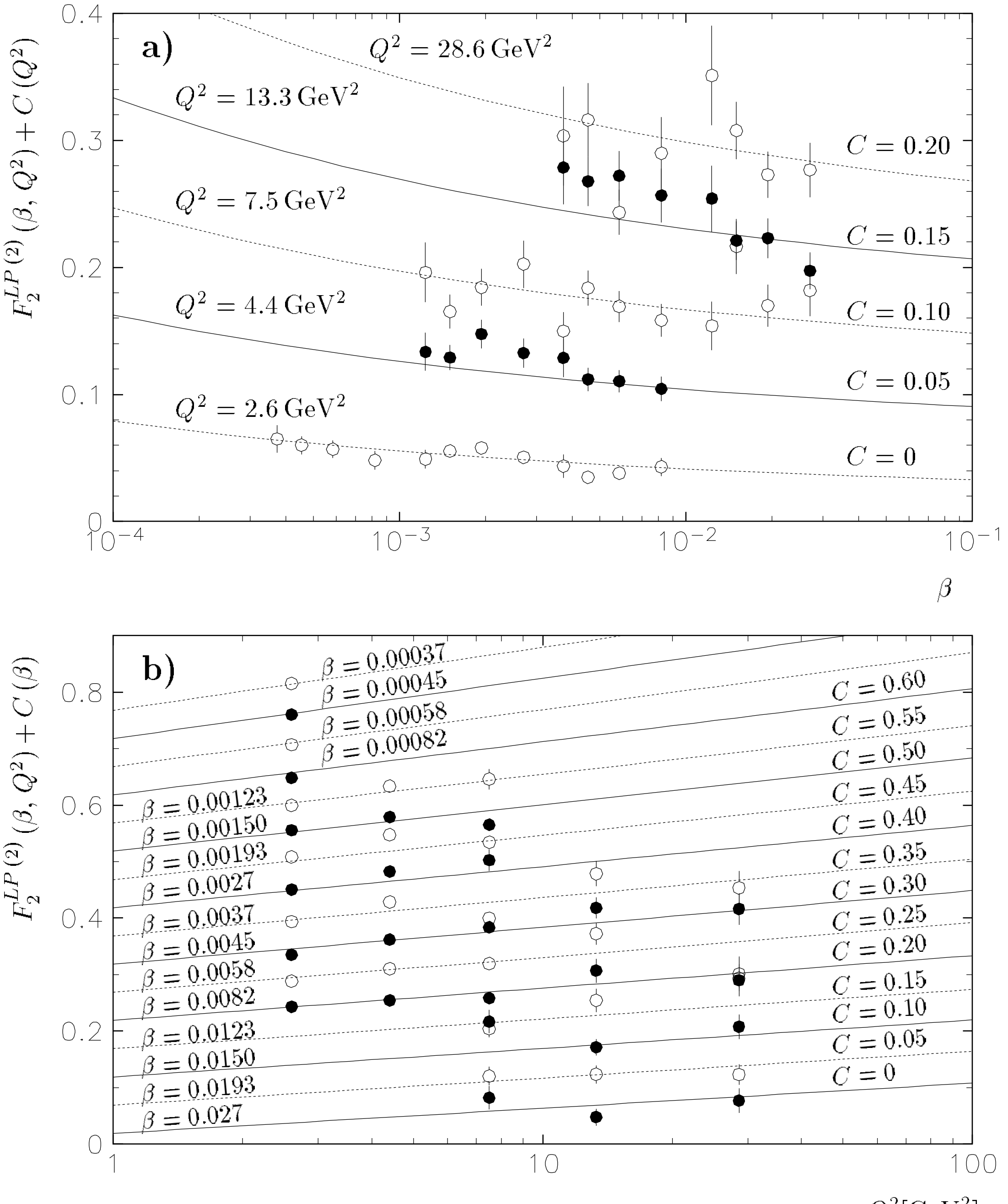


Abbildung 6.2: $F_2^{LP\,(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$
a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}\,(\beta,\,Q^2)$ von β.
b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}\,(\beta,\,Q^2)$ von Q^2.
Die Kurven zeigen die Funktion $F_2^{LP\,(2)}\,(\beta,\,Q^2)$, die aus der Anpassung der Meßwerte an die Funktion $F_2^{LP(3)}\,(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2) = r_j \cdot F_2^{LP\,(2)}\,(\beta,\,Q^2)$ resultiert; es sind $a = 0.021, b = 0.017, c = 0.018$ und $d = -0.222$ (siehe Tabelle 6.2).
Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.
Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1 \ldots 4$ sind mit $1/r_j = 1.27, 1.02, 1, 0.96$ skaliert, um sie mit $F_2^{LP\,(2)}$ vergleichbar zu machen (siehe Text).

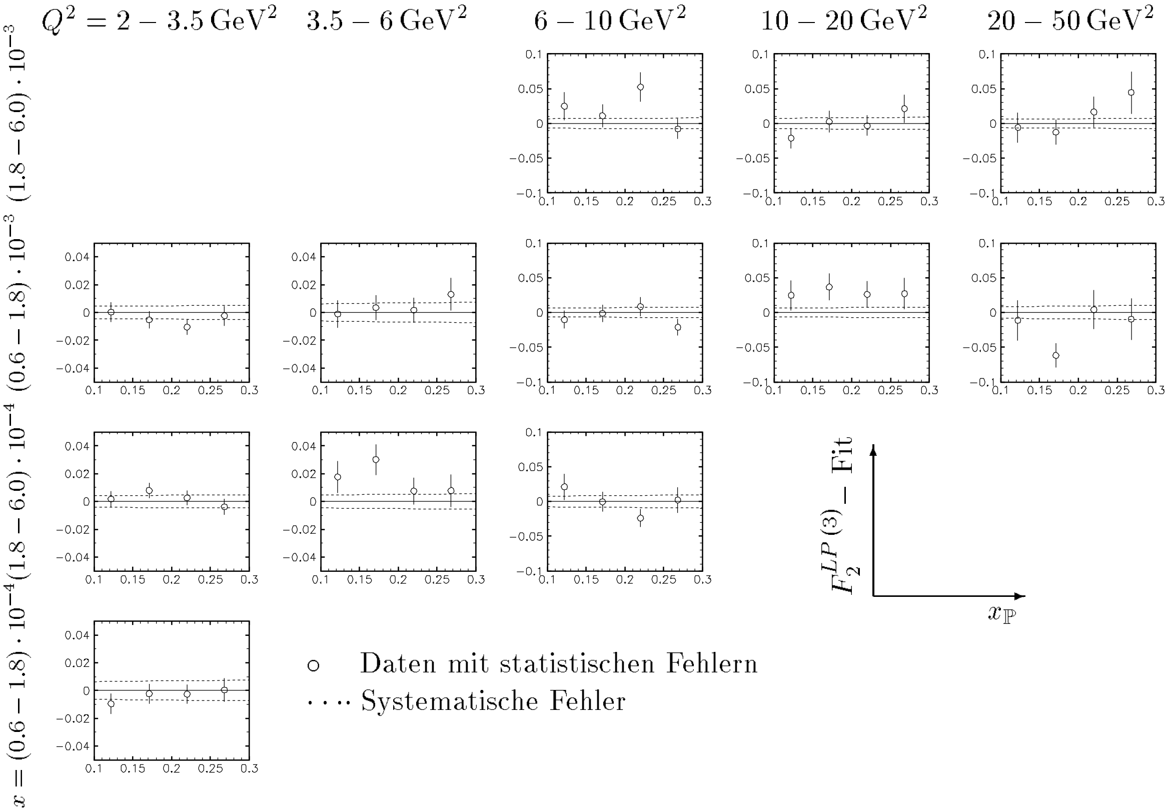


Abbildung 6.3: Differenz zwischen Daten und gemeinsamer Parametrisierung
Die Punkte geben die Differenz zwischen den Daten und der angepaßten Funktion $F_2^{LP\,(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2)$ mit den statistischen Fehlern wieder. Die Werte der Parameter sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die gepunkteten Linien zeigen die Größe des systematischen Fehlers für den jeweiligen x, Q^2–Bereich (Tab. 5.10).

Bei der Anpassung wurden die quadratische Summe der statistischen Fehler und der von x und Q^2 abhängigen Fehler zur Berechnung des χ^2 verwendet, wobei die Korrelationen zwischen den Meßwerten unberücksichtigt blieben. Zur Kontrolle wurde daher die Anpassung nur unter Berücksichtigung der statistischen Fehler wiederholt. Die besten Werte aller Parameter ändern sich dabei um weniger als eine Standardabweichung. Das Ergebnis der Anpassung der Daten an diese Funktion ist in Tabelle 6.2 wiedergegeben. Das χ^2 der Anpassung ist mit 52.9 bei 41 Freiheitsgraden (Konfidenzniveau 10.1 %) annehmbar, bei Berücksichtigung nur der statistischen Fehler erhält man $\chi^2/df = 65.7/41$ $(CL = 0.85\,\%)$

Die Messung ist also mit einer Faktorisierung von $F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2\, x_{\mathbb{P}})$ der Form (6.1) verträglich. $F_2^{LP\,(2)}(\beta, Q^2)$ läßt sich durch die Funktion $a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log_{10} Q^2$ parametrisieren und steigt im Bereich $3.7 \cdot 10^{-4} < \beta < 2.7 \cdot 10^{-2}$ und $2.6\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 28.6\,\mathrm{GeV}^2$ mit kleiner werdendem β und größer werdendem Q^2 an, wie man es für die Strukturfunktion eines Hadrons erwartet.

Die Ableitung $\mathrm{d}F_2^{LP\,(2)}/\mathrm{d}\log_{10} Q^2$ hat bei Verwendung der Parametrisierung (6.5) die Form

$$\frac{\mathrm{d}F_2^{LP\,(2)}}{\mathrm{d}\log_{10} Q^2} = c \cdot \beta^d. \tag{6.6}$$

Ihr Verlauf ist in Abbildung 6.1 eingezeichnet; er steht im Einklang mit dem Ergebnis der Anpassung der $\log Q^2$–Abhängigkeit an die Meßpunkte bei festem β.

Um die bei festem β bestimmten Anstiege $\mathrm{d}F_2^{LP\,(3)}/\mathrm{d}\log_{10} Q^2$ mit der Ableitung (6.6) vergleichbar zu machen, wurden sie mit dem Faktor $1/r_j$ multipliziert.

Abbildung 6.3 zeigt die Differenz zwischen den Daten und der angepaßten Funktion in den einzelnen x, Q^2–Intervallen. Es wird deutlich, daß die angepaßte Funktion in allen Intervallen mit den Messungen verträglich ist.

Um die in Abschnitt 6.1 gemachte Beobachtung zu überprüfen, daß die Q^2–Abhängigkeit mit kleiner werdendem β steiler zu werden scheint, wurde die Anpassung mit der Einschränkung $d = 0$ wiederholt (siehe Tab. 6.4). Dadurch steigt das χ^2 auf 57.7 bei 42 Freiheitsgraden (Konfidenzniveau 5.4 %). Bei Beschränkung auf die statistischen Fehler erhält man $\chi^2/df = 72.2/42$, $CL = 0.26\,\%$. Dieser Anstieg des χ^2 ist nicht groß genug, um die Hypothese einer von β unabhängigen Q^2–Abhängigkeit zu verwerfen.

6.3 Parametrisierung der Daten in x, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$

Wenn man die Produktion vorwärts gestreuter Protonen im Rahmen der weichen Farbwechselwirkungen betrachtet, verliert $x_{\mathbb{P}}$ seine Bedeutung als Impulsbruchteil eines eigenständigen Objektes. Es ist dann nicht klar, ob $\beta = x/x_{\mathbb{P}}$ die richtige Variable ist, um $F_2^{LP\,(3)}$ zu parametrisieren.

Um die Hypothese zu testen, daß x statt β die relevante Skalenvariable für $F_2^{LP(3)}$ ist, so daß

$$F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = f\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F\,(x,\,Q^2) \tag{6.7}$$

gilt, wurden die Daten an die Funktion

$$F_2^{LP(3)}\,(x,\,Q^2, x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot x^b + c \cdot x^d \cdot \log Q^2) = r_j \cdot F_2^{LP\,(2)}\,(x,\,Q^2) \tag{6.8}$$

angepaßt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 dargestellt, die Koeffizienten sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Vergleicht man das $\chi^2/df = 53.1/41$ der Parametrisierung in x, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$ ($CL = 9.8\,\%$, bei Beschränkung auf die statistischen Fehler $\chi^2/df = 66.0/41$, $CL = 0.79\,\%$) mit dem Wert von $\chi^2/df = 52.9/41$, der sich bei Verwendung der Variable β statt x ergibt, so sieht man, daß beide Parametrisierungen gleichwertig sind.

Da Gleichung 6.8 die Daten beschreibt, erhebt sich die Frage, ob die Strukturfunktion $F_2^{LP\,(2)}\,(x,\,Q^2)$ proportional zur Protonstrukturfunktion $F_2\,(x,\,Q^2)$ ist. Dies wird im nächsten Abschnitt überprüft.

Datensatz	r_1	r_2	r_3	r_4	a	b	c	d	$\chi^2/df, CL$
Daten	0.84	1.02	1	0.99	0.017	−0.01	0.014	−0.21	53.1/41
$\pm$	0.08	0.08	0	0.08	0.030	0.22	0.008	0.08	9.8 %

Tabelle 6.3: Ergebnis der Anpassung der Daten an die Form $F_2^{LP(3)}\,(x,\,Q^2) = r_j \cdot (a \cdot x^b + c \cdot x^d \cdot \log Q^2)$.

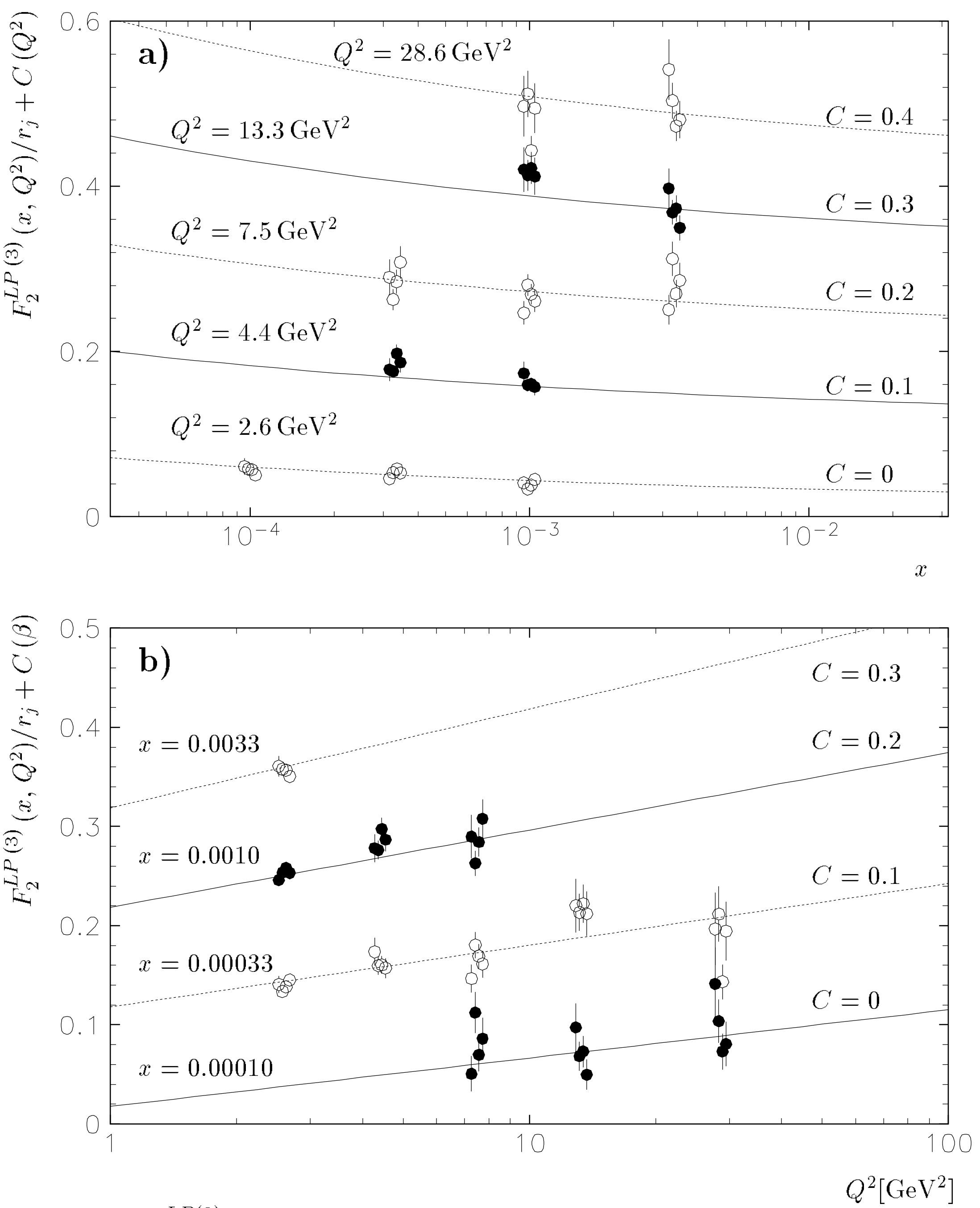


Abbildung 6.4: $F_2^{LP(3)}(x,\,Q^2)$
a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(x,\,Q^2)$ von β.
b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(x,\,Q^2)$ von Q^2.
Die Kurven zeigen die Funktion $F_2^{LP\,(2)}(x,\,Q^2)$, die aus der Anpassung der Meßwerte an die Funktion
$F_2^{LP(3)}(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2) = r_j \cdot F_2^{LP\,(2)}(x,\,Q^2)$
resultiert; es sind $a = 0.017, b = -0.01, c = 0.014$ und $d = -0.21$ (siehe Tabelle 6.3).
Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.
Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1 \ldots 4$ sind mit $1/r_j = 1.19, 0.98, 1, 1.01$ skaliert, um sie mit $F_2^{LP\,(2)}$ vergleichbar zu machen (siehe Abschnitt 6.2).

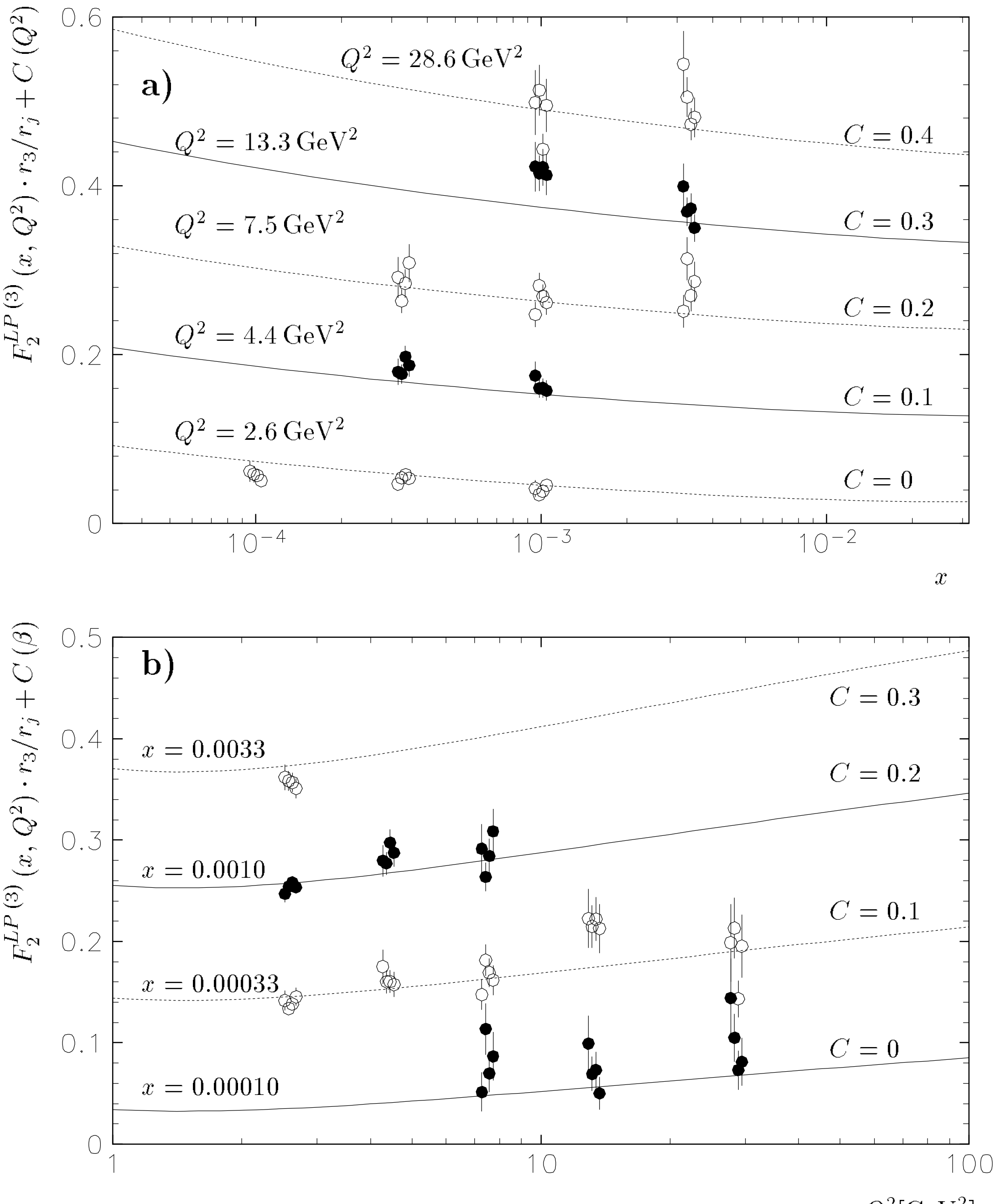


Abbildung 6.5: $F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2\,x_{\mathbb{P}})$ im Vergleich mit der H1–Parametrisierung der Strukturfunktion $F_2\,(x,\,Q^2)$

a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$ von β.

b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$ von Q^2.

Die Kurven zeigen die mit $r_3 = 0.074$ skalierte Parametrisierung von F_2, die H1 veröffentlicht hat. Die Punkte sind die Meßwerte für $F_2^{LP\,(3)}$, die mit $r_3/r_j = 1.23, 1.02, 1, 1.05$ skaliert wurden, um die $x_{\mathbb{P}}$–Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(3)}$ auszugleichen (j ist die Nummer der $x_{\mathbb{P}}$–Intervalles, dem ein Meßpunkt entstammt). Die Werte r_j wurden durch eine Anpassung der Daten an die Form $F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot F_2\,(x,\,Q^2)$ ermittelt.

Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.

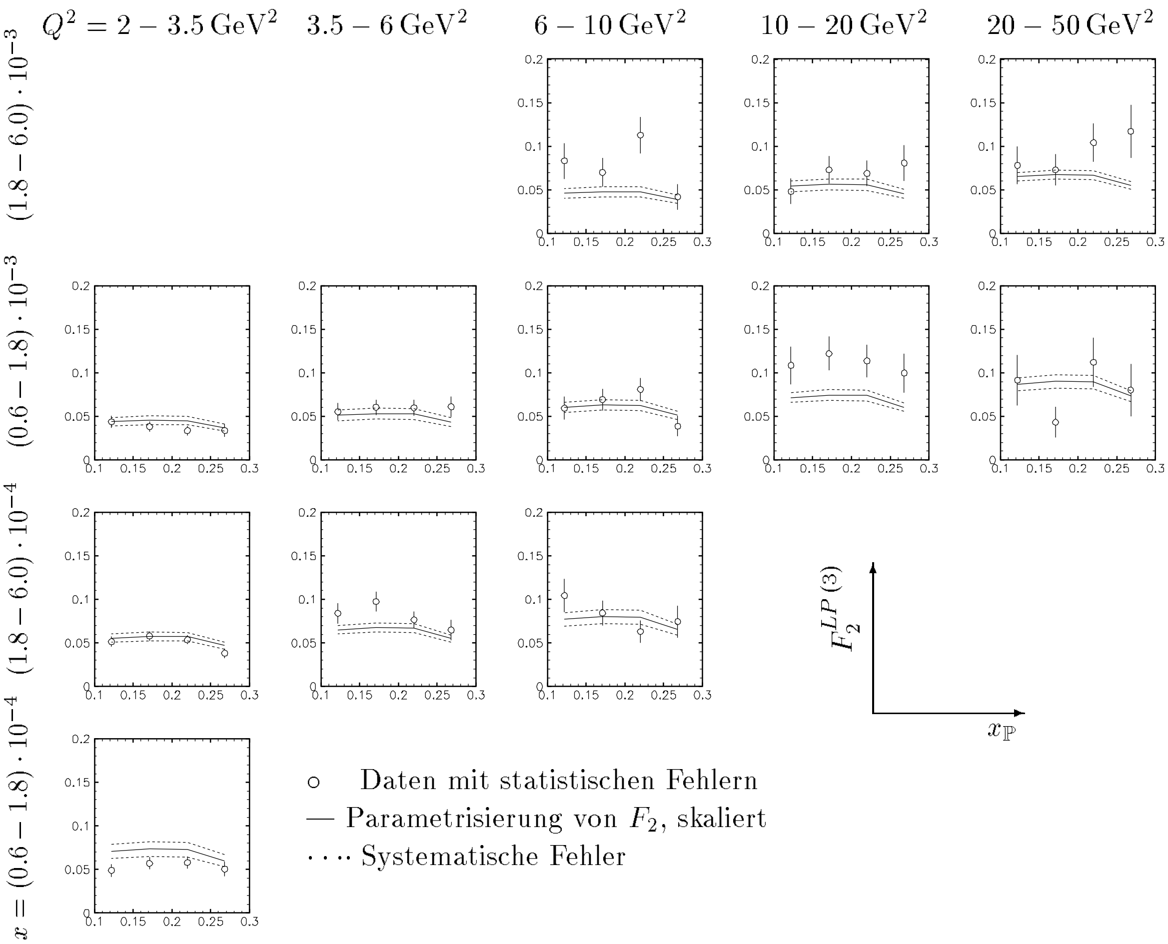


Abbildung 6.6: Vergleich mit der F_2–Parametrisierung von H1
Gezeigt ist $F_2^{LP(3)}\,(x,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}$ als Funktion von $x_{\mathbb{P}}$ in den einzelnen x, Q^2–Intervallen. Die Kreise repräsentieren die Daten mit ihren statistischen Fehlern.
Die durchgezogene Linie zeigt die Parametrisierung der von H1 gemessenen F_2–Daten (Formel 6.9), die mit $x_{\mathbb{P}}$–abhängigen Faktoren $r_j = 0.060, 0.074, 0.074, 0.071$ multipliziert wurden.
Die gepunkteten Linien geben den x, Q^2–abhängigen systematischen Fehler (Tab. 5.10) wieder.

6.4 Ist $F_2^{LP(3)}\,(x,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}})/F_2\,(x,\, Q^2)$ nur von $x_{\mathbb{P}}$ abhängig?

Die Faktorisierung von $F_2^{LP(3)}$ der Form

$$F_2^{LP\,(3)}\,(x,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}) = r\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2^{LP\,(2)}\,(x,\, Q^2)$$

wirft die Frage auf, ob $F_2^{LP(3)}$ einen konstanten Bruchteil der Protonstrukturfunktion $F_2\,(x,\, Q^2)$ ausmacht, der nur von $x_{\mathbb{P}}$ abhängt.

Um diese Hypothese zu testen, wurde eine Anpassung an die Form

$$F_2^{LP(3)}\,(x,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot F_2\,(x, Q^2) \tag{6.9}$$

durchgeführt, wobei $F_2\,(x, Q^2)$ in der von der H1–Kollaboration benutzten Weise parametrisiert ist:

$$F_2\,(x, Q^2) = [a \cdot x^b + c \cdot x^d \cdot (1 + e \cdot \sqrt{x}) \cdot (\ln Q^2 + f \ln^2 Q^2 + h/Q^2)] \cdot (1 - x)^g \tag{6.10}$$

Die Parameter a bis h sind auf die Werte festgelegt wurden, mit denen der von H1 gemessene Verlauf von F_2 beschrieben werden kann, nämlich [H1C96d]:

a	b	c	d	e	f	g	h
3.10	0.76	0.124	-0.188	-2.91	-0.043	3.69	1.40

Der Gültigkeitsbereich dieser Parametrisierung von F_2 wird von H1 mit $3 \cdot 10^{-5} < x < 1$, $1.5\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 5000\,\mathrm{GeV}^2$ und $Q^2 < x \cdot 10^5\,\mathrm{GeV}^2$ angegeben. Die Parameter r_j wurden angepaßt, wobei wegen der gegebenen Normierung von F_2 im Unterschied zu den letzten beiden Abschnitten alle Parameter r_j frei variieren. Das Resultat der Anpassung ist

r_1	r_2	r_3	r_4
0.060 ± 0.004	0.074 ± 0.004	0.074 ± 0.004	0.071 ± 0.004

bei einem χ^2/df von 77.7/44 ($CL = 0.13\,\%$). Die Beschränkung auf die statistischen Fehler führt zu einem χ^2/df von 103.0/44 ($CL = 1.2 \cdot 10^{-6}$).

Dieses Ergebnis ist wesentlich schlechter als das der vorher durchgeführten Anpassungen, und die Abbildungen 6.5 und 6.6 zeigen, daß weder die x– noch die Q^2–Abhängigkeiten von F_2 und $F_2^{LP(3)}$ übereinstimmen.

Aufgrund der χ^2–Wahrscheinlichkeit kann man die Aussage treffen, daß ein Zusammenhang der Form

$$F_2^{LP\,(3)}\,(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = r\,(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2\,(x,\,Q^2). \tag{6.11}$$

von den Daten mit mehr als 99–prozentiger Sicherheit ausgeschlossen wird.

6.5 Vergleich mit den Vorhersagen von RAPGAP

Der Datensatz, mit dem die Messungen in diesem Abschnitt verglichen werden, wurde mit dem Monte–Carlo–Generator RAPGAP [Jun95] erzeugt. Es wurden Ereignisse mit π^0–Austausch generiert. Der π^0–Flußfaktor (siehe [Fra89]) in RAPGAP ist folgendermaßen parametrisiert [Jun96]:

$$f_{\pi/p}\,(x_{\mathbb{P}},\,t) = \frac{3 \cdot G^2_{\mathbb{P}\mathbb{P}\pi} \cdot x_{\mathbb{P}}}{16\pi^2} \cdot \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} \cdot \left(\frac{1 - m_\pi^2/\Lambda^2}{1 - t/\Lambda^2}\right)^2 \tag{6.12}$$

mit $G_{\mathbb{P}\mathbb{P}\pi} = 13.5$ und $\Lambda = 0.5\,\mathrm{GeV}$. Die Partondichten im Pion wurden aus der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [Glü92] GRV–P(LO) abgeleitet, indem die Partondichten der u– und d–Quarks gemittelt werden. Ein erster Vergleich zeigt, daß die mit diesem Modell vorhergesagten Wirkungsquerschnitte zu niedrig sind.

Der von RAPGAP ermittelte Wirkungsquerschnitt wurde daher als freien Parameter behandelt und eine Anpassung durchgeführt, bei der das durch

$$\chi^2\,(N) = \sum_{i,j} \frac{(\sigma^{i,j}_{Daten} - N \cdot \sigma^{i,j}_{MC})^2}{(\Delta\sigma^{i,j}_{Daten})^2 + (N \cdot \Delta\sigma^{i,j}_{MC})^2}$$

gegebene χ^2 in Abhängigkeit von dem Normierungsfaktor N minimiert wird . ($\sigma^{i,j}_{Daten}$ und $\sigma^{i,j}_{MC}$ bezeichnen die Wirkungsquerschnitte im x, Q^2–Intervall i und Protonenergiebereich j, die gemessen bzw. vom Generator berechnet wurden, $\Delta\sigma^{i,j}_{Daten}$ und $\Delta\sigma^{i,j}_{MC}$ bezeichnen

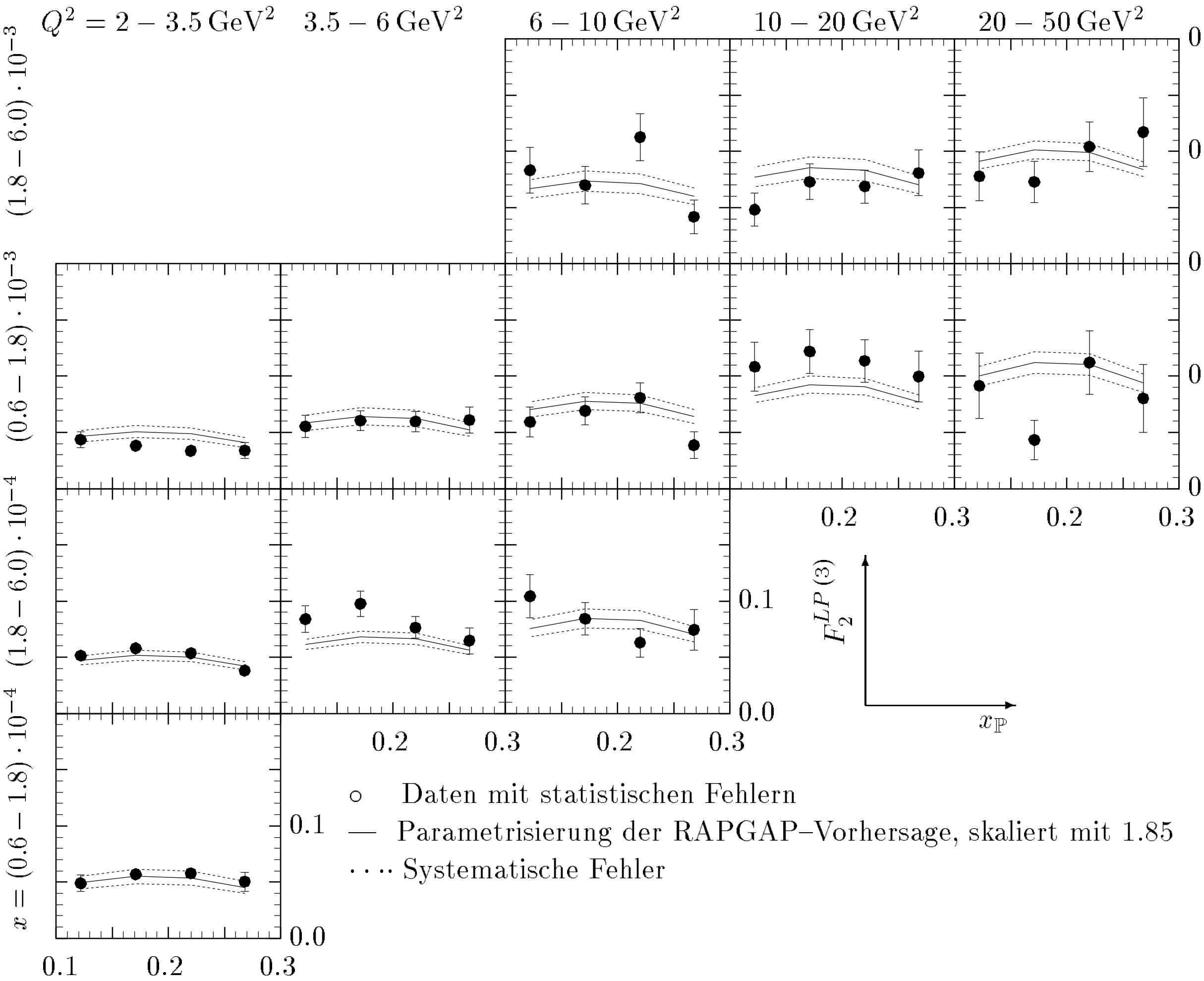


Abbildung 6.7: Vergleich mit RAPGAP
Gezeigt ist $F_2^{LP(3)}$ als Funktion von $x_{\mathbb{P}}$ in den einzelnen x, Q^2–Intervallen. Die Kreise repräsentieren die Daten mit ihren statistischen Fehlern.
Die durchgezogene Linie zeigt die an die RAPGAP–Simulation angepaßte Funktion mit einem Band, das den x, Q^2–abhängigen systematischen Fehler (Tab. 5.10) wiedergibt.
Die RAPGAP–Wirkungsquerschnitte wurden mit 1.85 multipliziert.

deren Fehler.) Das Ergebnis ist $N = 1.85 \pm 0.09$ mit $\chi^2 = 54.2$ bei 47 Freiheitsgraden ($CL = 21.9\,\%$). Beschränkt man sich bei der Berechnung von χ^2 auf die statistischen Fehler der Daten, so erhält man $\chi^2 = 65.$, was einem Konfidenzniveau von 4.0 % entspricht. Daraus kann man schließen, daß RAPGAP mit der Pionstrukturfunktion GRV–P die Form von $F_2^{LP\,(3)}$ insgesamt gut beschreibt. Die Normierung mit $N = 1.85$ wird für alle weiteren Vergleiche verwendet.

Abbildung 6.7 zeigt den Vergleich zwischen den Vorhersagen von RAPGAP und den Daten. An die mit 1.85 skalierten $F_2^{LP(3)}$–Werte von RAPGAP wurde die gleiche Funktion (Gl. 6.5) angepaßt wie an die Daten; diese Parametrisierung paßt gut an an die RAPGAP–Werte ($\chi^2/df = 47.5/41, CL = 22.5\,\%$). Abbildung 6.7 zeigt diese Parametrisierung zusammen mit den Daten.

Das RAPGAP–Modell beschreibt nach der Skalierung die β–, Q^2– und $x_{\mathbb{P}}$–Abhängigkeit der Daten. Das bestätigt auch, daß die Annahme der Faktorisierung, die dem Modell

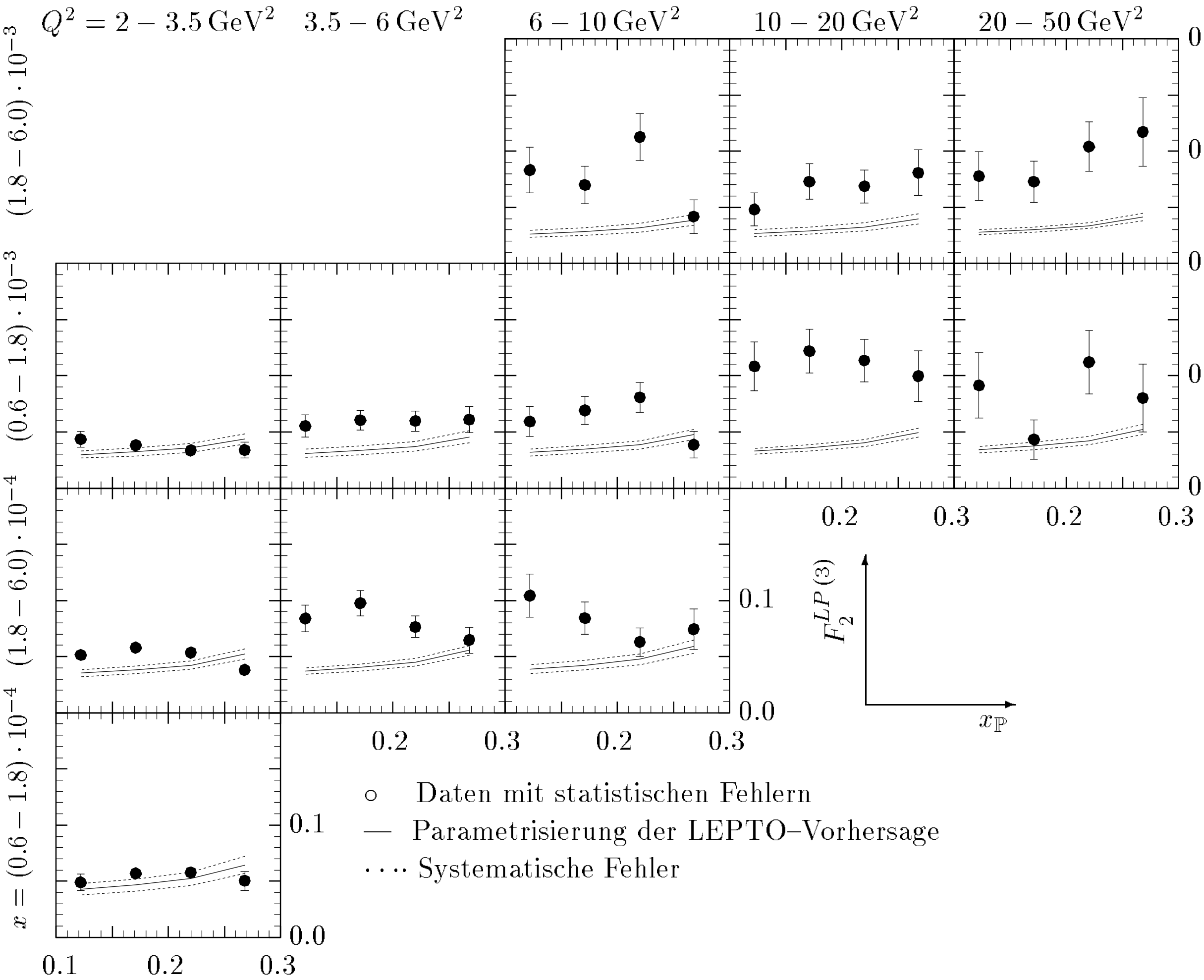


Abbildung 6.8: Vergleich mit LEPTO
Gezeigt ist $F_2^{LP(3)}$ als Funktion von $x_{\mathbb{P}}$ in den einzelnen x, Q^2–Intervallen. Die Fehlerbalken repräsentieren den statistischen Fehler der Daten.
Die durchgezogene Linie zeigt die an den DJANGO/LEPTO–Datensatz angepaßte Funktion mit einem Band, das den x, Q^2–abhängigen systematischen Fehler wiedergibt.

zugrundeliegt, mit den Daten im Einklang steht. Außerdem paßt die Parametrisierung der Pionstrukturfunktion von Glück, Reya und Vogt zu den Daten, was umso mehr hervorzuheben ist, als die Parametrisierung nur im Bereich $\beta > 0.2$ an existierende Daten angepaßt worden ist.

6.6 Vergleich mit den Vorhersagen von LEPTO

Zum Vergleich der Daten mit den Vorhersagen des Modell der weichen Farbwechselwirkungen, wie es im Monte–Carlo–Generator LEPTO 6.2.5 implementiert ist, wurden 500 000 Ereignisse erzeugt, die einer integrierten Luminosität von $0.441\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen. Aus der Anzahl der Ereignisse in dem betrachteten $x, Q^2, x_{\mathbb{P}}$–Intervall wurde $F_2^{LP(3)}$ berechnet und in der gleichen Weise parametrisiert wie die Daten (Formel 6.5); das Ergebnis der Anpassung ist in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Wie Abbildung 6.8 zeigt, beschreibt LEPTO den Wirkungsquerschnitt bei kleinem Q^2

gut. Das Energiespektrum der Protonen in LEPTO steigt zu großem $x_{\mathbb{P}}$ an, während es in den Daten etwa bei $x_{\mathbb{P}} = 0.22$ ein Maximum gibt.

Vergleicht man die Koeffizienten r_j, die sich aus der Anpassung der $F_2^{LP\,(3)}$–Werte in Daten und Simulation an die Form (6.5) ergeben (Tab. 6.4), so zeigt sich an den Werten von $r_1 = 0.79 \pm 0.09$ für die Daten und $r_1 = 1.27 \pm 0.17$ für das LEPTO–Modell, daß LEPTO im Energieintervall $580\,\mathrm{GeV} < E'_p < 620\,\mathrm{GeV}$ einen deutlich höheren Erzeugungswirkungsquerschnitt für Protonen vorhersagt, als er gemessen wird. Der systematische Fehler für das Verhältnis r_1/r_3 ergibt sich aus den in Tabelle 5.9 angegebenen Werte zu 13.2 %, so daß man bei quadratischer Addition des Fehlers aus der Anpassung und des systematischen Fehlers bei den Daten auf ein Verhältnis $r_1/r_3 = 0.78 \pm 0.14$ kommt. Damit liegen Daten und LEPTO–Vorhersage 2.2 Standardabweichungen auseinander. Dies ist eine deutliche Diskrepanz, die jedoch nicht groß genug ist, um den Schluß zu ziehen, daß LEPTO das $x_{\mathbb{P}}$–Spektrum generell falsch beschreibt.

Deutlich wird außerdem, daß LEPTO den Anstieg von $F_2^{LP(3)}$ mit Q^2 nicht wiedergibt, was sich in dem kleinen Wert von c widerspiegelt. Abbildung 6.1a zeigt dies: Erst für $\beta \lesssim 10^{-3}$ sagt LEPTO eine signifikante Q^2–Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(3)}$ voraus, während in den Daten auch für $10^{-3} < \beta < 10^{-2}$ ein deutlicher Anstieg von $F_2^{LP\,(3)}$ mit $\log Q^2$ beobachtet wird. Damit gibt das in LEPTO implementierte Modell des weichen Farbaustausches einen wesentlichen Aspekt der gemessenen $F_2^{LP\,(3)}$–Werte nicht wieder.

6.7 Vergleich mit der Messung von $F_2^{D\,(3)}$

In Abschnitt 2.1.2 wurde die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D\,(3)}$ eingeführt, die den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^D(ep \to e'N'X)}{\mathrm{d}\beta\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}}$$

parametrisiert, wobei N' ein Nukleon oder einen hadronischen Zustand niedriger Masse $M_{N'} \lesssim 4\,\mathrm{GeV}$ bezeichnet, der von dem hadronischen Endzustand, den man im Detektor beobachtet, durch eine Rapiditätslücke getrennt ist. Der Impulsübertrag t ist auf Werte $|t| \lesssim 7\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt. Im $x_{\mathbb{P}}$–Bereich der $F_2^{D\,(3)}$–Messungen von H1, nämlich

Datensatz	r_1	r_2	r_3	r_4	a	b	c	d	$\chi^2/df,\,CL$
Daten	0.79	0.98	1	1.04	0.021	0.02	0.019	−0.22	52.9
±	0.09	0.17		0.23	0.017	0.05	0.008	0.06	10.1 %
Daten	0.81	1.00	1	1.01	0.007	−0.23	0.053	0	57.7/42
±	0.06	0.05		0.08	0.004	0.15	0.007	0	5.4 %
RAPGAP·1.85	0.80	0.96	1	0.92	0.051	0.14	0.024	−0.167	47.5/41
±	0.05	0.12		0.08	0.003	0.03	0.004	0.026	22.5 %
LEPTO	1.27	1.07	1	0.97	0.0163	−0.119	0.00036	−0.521	49.5/41
±	0.17	0.07		0.04	0.0018	0.017	0.00019	0.025	17.0 %

Tabelle 6.4: Ergebnis der Anpassung der Datensätze an die Form
$F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2\, x_{\mathbb{P}}) = r_j \cdot (a \cdot \beta^b + c \cdot \beta^d \cdot \log Q^2)$.
Das χ^2 wurde unter Berücksichtigung der statistischen und der vom x, Q^2–Intervall abhängigen systematischen Fehler ermittelt.

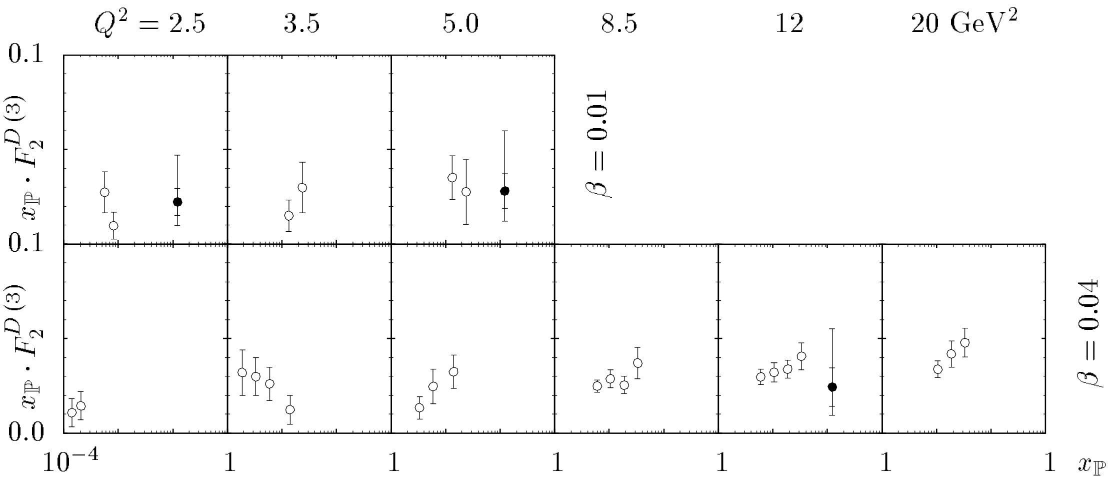


Abbildung 6.9: Vergleich mit $F_2^{D\,(3)}$
○: $F_2^{D\,(3)}$–Werte aus [H1C96f] für die angegebenen β, Q^2–Werte; statistischer und systematischer Fehler sind quadratisch addiert.
•: $F_2^{LP\,(3)}$–Meßwerte, extrapoliert auf den gesamten t–Bereich, für $\beta = 0.0082$ und $\beta = 0.027$ sowie $Q^2 = 2.5, 5$ und $13.3\,\mathrm{GeV}^2$.
Die Extrapolation von dem Bereich $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ auf den gesamten t–Bereich erfolgt unter der Annahme $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto \exp(bt)$ mit $b = 6\,\mathrm{GeV}^2$.
Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den die quadratische Summe des statistischen und aller systematischen Fehler der $F_2^{LP\,(3)}$–Messung, die äußeren Fehlerbalken zeigen die zusätzliche Veränderung des extrapolierten Wertes, wenn b zwischen 4 und $10\,\mathrm{GeV}^2$ variiert wird.

$10^{-4} < x_{\mathbb{P}} < 5 \cdot 10^{-2}$, wird erwartet, daß der diffraktive Wirkungsquerschnitt von Ereignissen mit vorwärts gestreutem Proton dominiert wird und eine t–Abhängigkeit der Form $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto \exp(bt)$ hat. Für übliche Werte von b im Bereich $4\,\mathrm{GeV}^2 < b < 10\,\mathrm{GeV}^2$ stellt somit die Forderung $|t| < 7\,\mathrm{GeV}^2$ keine wesentliche Einschränkung des Wirkungsquerschnittes dar.

Die Strukturfunktion $F_2^{LP\,(3)}$ parametrisiert den verwandten Prozeß $ep \to e'p'X$ in gleicher Weise, wobei der Transversalimpuls des gestreuten Protons auf $p_\perp < p_{\perp,\max} = 200\,\mathrm{MeV}$ begrenzt ist. Extrapoliert man den gemessenen Wirkungsquerschnitt für $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ auf den vollen t–Bereich unter der Annahme eines $\exp(bt)$–Spektrums, so kann man die Werte von $F_2^{D\,(3)}$ und $F_2^{LP\,(3)}$ vergleichen.

Aufgrund der unterschiedlichen $x_{\mathbb{P}}$–Bereiche, in denen die Messungen von $F_2^{D\,(3)}$ und $F_2^{LP\,(3)}$ durchgeführt werden (die Forderung nach einer Rapiditätslücke begrenzt den kinematischen Bereich zur $F_2^{D\,(3)}$-Messung auf $x_{\mathbb{P}} \lesssim 0.05$, während die FPS–Akzeptanz eine Messung von $F_2^{LP\,(3)}$ erst für $x_{\mathbb{P}} > 0.1$ ermöglicht), ist die Überlappung der Datensätze gering. Nur in den niedrigsten zwei der sieben β–Intervalle, in denen $F_2^{D\,(3)}$ gemessen wurde, liegen Ergebnisse der $F_2^{LP\,(3)}$–Messung vor.

Die Extrapolation vom Bereich

$$-\frac{x_{\mathbb{P}}^2 \mathrm{m}_p^2 + p_{\perp,\max}^2}{1 - x_{\mathbb{P}}} = t_{\max} \;<\; t \;<\; t_{\min} = -\frac{x_{\mathbb{P}}^2 \mathrm{m}_p^2}{1 - x_{\mathbb{P}}}$$

auf den vollen t–Bereich

$$-\infty < t < t_{\min}$$

führt zu einem Faktor

$$\frac{\int_{t_{\max}}^{t_{\min}} \exp{(bt)} \mathrm{d}t}{\int_{-\infty}^{t_{\min}} \exp{(bt)} \mathrm{d}t} = 1 - \exp(b[t_{\max} - t_{\min}]) = 1 - \exp\left(-b\frac{p_{\perp,\max}^2}{1 - x_{\mathbb{P}}}\right).$$

Für $b = 4, 6, 10\,\mathrm{GeV}^2$ und $x_{\mathbb{P}} = 0.122$ beträgt dieser Faktor 0.167, 0.239 und 0.366. Dies ist in Übereinstimmung mit den Monte–Carlo–Modellen: Im RAPGAP–Modell liegen 38.4 % der Protonen mit $700\,\mathrm{GeV} < E'_p < 740\,\mathrm{GeV}$ im Bereich $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$, bei LEPTO sind es 15.0 %.

Abbildung 6.9 zeigt die von H1 gemessenen $F_2^{D\,(3)}$–Werte [H1C96f] für die β–Bereiche, in denen auch für $F_2^{LP\,(3)}$ Werte vorliegen. Es werden die $F_2^{D\,(3)}$–Messungen bei $\beta = 0.01$ und 0.04 mit den $F_2^{LP\,(3)}$–Messungen bei $\beta = 0.0082$ und 0.027 verglichen. Die drei $F_2^{LP\,(3)}$–Meßpunkte, bei denen ein Vergleich möglich ist, wurden bei $x_{\mathbb{P}} = 0.122$ gemessen. Sie wurden unter der Annahme $b = 6\,\mathrm{GeV}^2$ auf den vollen t–Bereich extrapoliert. Die inneren Fehlerbalken zeigen den vollen Fehler der Meßwerte, die äußeren Balken zeigen den zusätzlichen Effekt, wenn b zwischen 4 und $10\,\mathrm{GeV}^2$ variiert wird, wobei sich bei $b = 10\,\mathrm{GeV}^2$ der kleinere Wert ergibt.

Es ist zu erkennen, daß die Ergebnisse beider Messungen miteinander verträglich sind. $F_2^{LP\,(3)}$ schließt innerhalb der Fehler stetig an die Daten für $F_2^{D\,(3)}$ an.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Das Vorwärts–Proton–Spektrometer von H1 wurde 1995 erstmals mit seiner vollen Instrumentierung betrieben. In e^+–Füllungen, für die die FPS–Messungen geeicht werden konnten, wurde mit dem FPS eine integrierte Luminosität von $2.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ gesammelt.

Vorwärts gestreute Protonen werden in den Magneten der HERA–Maschine abgelenkt. Die Messung der Flugrichtung des gestreuten Protons relativ zur Strahlachse mit zwei Stationen in 81 und 90 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt ermöglicht die Rekonstruktion seiner Energie E'_p und seines Streuwinkels θ im Wechselwirkungspunkt mit einer Auflösung von $\Delta E'_p = 6\,\mathrm{GeV}$ für $E'_p = 700\,\mathrm{GeV}$ und $\Delta\theta_x = 5\,\mu\mathrm{rad}$ in der horizontalen und $\Delta\theta_y < 100\,\mu\mathrm{rad}$ in der vertikalen Ebene. Die globale Unsicherheit der Energiemessung beträgt 8 GeV. Die Lage und Neigung des Strahls wird bei der Eichung aus den Daten ermittelt.

In dieser Arbeit wurde mit dem FPS zum ersten Mal bei H1 tiefunelastische ep–Streuung mit der Produktion von Protonen im Energiebereich von 580 bis 740 GeV mit einem Transversalimpuls $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ untersucht. Dazu wurde der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{\mathrm{d}^3\sigma\,(ep\to e'p'X)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}}$ gemessen und mit der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ parametrisiert ($x_{\mathbb{P}} = 1 - E'_p/E_p$ ist der Impulsbruchteil des Protons, der in den ep–Streuprozeß eingeht)

Die Messung zeigt einen Anstieg von $F_2^{LP(3)}$ mit $\log Q^2$ sowie zu kleinem $\beta = x/x_{\mathbb{P}}$. Sie ist mit einer Faktorisierung der Form $F_2^{LP(3)}(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = f_{\pi^0/p}(x_{\mathbb{P}}) \cdot F_2^{\pi^0}(\beta,\,Q^2)$ verträglich, wie sie von Modellen mit Pionaustausch vorhergesagt wird.

In Modellen, die nicht auf Mesonaustausch basieren, wie dem Modell der weichen Farbwechselwirkungen ist β nicht zwingend die angemessene Skalenvariable. Es zeigt sich, daß auch eine Faktorisierung der Form $F_2^{LP(3)}(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}}) = f(x_{\mathbb{P}}) \cdot F(x,\,Q^2)$ mit den Daten kompatibel ist. Eine Proportionalität zwischen $F_2^{LP(3)}(x,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$ und der Protonstrukturfunktion $F_2(x,\,Q^2)$ ist jedoch mit 99 % Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen.

Das auf π^0–Austausch basierende Modell, das im Monte–Carlo–Generator RAPGAP implementiert ist, gibt bei Verwendung der Pionstrukturfunktion von Glück, Reya und Vogt die Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ von β, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$ richtig wieder, unterschätzt den gemessenen Wirkungsquerschnitt aber um einen Faktor 1.85.

Das Modell der weichen Farbwechselwirkungen, wie es im Monte Carlo–Generator LEPTO implementiert ist, sagt Größe und $x_{\mathbb{P}}$–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei kleinem Q^2 richtig voraus, der Anstieg von $F_2^{LP(3)}$ mit Q^2 wird dagegen unterschätzt.

Ein Vergleich mit den Messungen der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D\,(3)}$ bei $\beta \approx 0.01$ und $\beta \approx 0.04$ zeigt, daß sich die $F_2^{LP\,(3)}$–Messungen gut an die $F_2^{D\,(3)}$–Werte anschließen, wenn man sie unter Annahme eines e^{bt}–Spektrums mit $b \approx 6\,\mathrm{GeV}$ auf den vollen Bereich des Impulsübertrags t extrapoliert.

Die Akzeptanz der bestehenden Konfiguration des FPS ist auf Protonenergien $E'_p <$ 740 GeV beschränkt. 1997 werden bei 63 und 80 m zwei weitere FPS–Stationen installiert, die horizontal an den Strahl herangefahren werden. Mit ihnen wird es möglich sein, Protonen mit Energien bis zur Strahlenergie nachzuweisen, so daß Vektormesonproduktion und der Übergang zwischen Pion–, f– und Pomeronaustausch studiert werden können. Dies wird auch den direkten Vergleichen mit den Resultaten zur diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D\,(3)}$, die über Ereignisse mit Rapiditätslücke gemessen wird, in einem größeren kinematischen Bereich erlauben. Die neuen Stationen werden auch eine bessere Eichung der existierenden Stationen ermöglichen.

Ein künftiges, besseres Verständnis der Impulsrekonstruktion des FPS und seiner Akzeptanz wird es ermöglichen, $F_2^{LP(3)}$ in einem erweiterten $x_{\mathbb{P}}$–Bereich zu messen. Die Messung von $F_2^{LP(3)}$ bei größerem $x_{\mathbb{P}}$ wird weitere Tests der Vorhersagen der verschiedenen Modelle bezüglich der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ermöglichen. Eine Erweiterung der Messung zu größeren β–Werten von $\beta > 0.2$ würde den direkten Vergleich mit den Ergebnissen von Pion–Proton–Streuexperimenten über die Pionstruktur erlauben. Die $\log Q^2$–Abhängigkeit in diesem Bereich könnte Aufschluß darüber geben, ob das ausgetauschte Objekt einen Valenzquark–Anteil besitzt wie das Pion oder gluondominiert ist wie das Pomeron. Zur Beantwortung dieser Fragen sind weitere Messungen mit höherer Luminosität nötig.

Literaturverzeichnis

[Abr95] HALINA ABRAMOWICZ, L. FRANKFURT & M. STRIKMAN (1995): Interplay of hard and soft physics in small x deep inelastic processes. — *DESY report DESY 95–047, 60 pp., Hamburg. Electronic preprint* ***hep–ph/9503437.***

[Alb81] G. ALBERI & G. GOGGI (1981): Diffraction of subnuclear waves. — *Phys. Rep.* ***74*** *(No. 1), 1–207.*

[Amo85] N. AMOS et al. (1985): Measurement of small–angle antiproton–proton and proton–proton elastic scattering at the CERN intersecting storage rings. — *Nucl. Phys.* ***B262****, 689–714.*

[Arn95] CARSTEN ARNDT (1995): Kalibration des H1 Spaghetti–Kalorimeter mit Halo Myonen. — *Diplomarbeit Universität Hamburg, 89 S., unveröffentlicht.*

[ASG94] Application Software Group, Computer and Networks Division CERN (1994): GEANT. Detector description and simulation tool. Version 3.2.1. — *CERN program library long writeup W5013, edition march 1994.* `http://wwwcn.cern.ch/asdoc/psdir/geant/geantall.ps.gz`.

[Bäh93] JÜRGEN BÄHR et al. (1993): Test of a position–sensitive photomultiplier for fast scintillating fiber detector read–out. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A330****, 103–114.*

[Bal78] YA. YA. BALITSKIĬ & L. N. LIPATOV (1978): The Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics. — *Yad. Fiz.* ***28****, 1597–1611. Übersetzt in Sov. J. Nucl. Phys.* ***28*** *(No. 6), 822–829.*

[Bas95a] URSULA BASSLER & G. BERNARDI (1995): On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Σ method. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A361****, 197–208.*

[Bas95b] URSULA BASSLER & G. BERNARDI (1995): H1KINE: Reconstruction of kinematic variables inside H1REC: User's guide.. — *H1 software note* ***51****, unpublished.*

[BCD89] BCDMS Collaboration, A. C. BENVENUTI et al. (1989): A high–statistics measurement of the proton structure functions $F_2\,(x, Q^2)$ and R from deep inelastic muon scattering at high Q^2. — *Phys. Lett.* ***B223*** *(No. 3, 4), 485–489.*

[Bec96] HANSPETER BECK (1996): Principles and operation of the z–vertex trigger. — *H1 internal report H1–05/96–479, 56 pp., unpublished.*

[Beh96] H.–J. Behrend, G. Franke, M. Kander & T. Novak (1996): The Rz–trigger at H1. — *H1 internal report H1-03/96–472, 16 pp., unpublished.*

[Bjo71] J. D. Bjorken (1971): Final state hadrons in deep inelastic processes and colliding beams. — *In:* N. B. Mistry *(ed.): Proc. 1971 international symposium on electron and photon interactions at high energies. Cornell University, Ithaka, N. Y. August 23–27, 1971.—353 pp., Cornell (Lab. Nucl. Studies), p. 281–297.*

[Buc94] W. Buchmüller (1994): Probing lumps of wee partons in deep inelastic scattering. — *Phys. Lett.* ***B335****, 479–483.*

[Buc95a] W. Buchmüller (1995): Scaling and diffraction in deep inelastic scattering. — *Phys. Lett.* ***B353****, 335–339.*

[Buc95b] W. Buchmüller & A. Hebecker (1995): A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering. — *Phys. Lett.* ***B355****, 573–578.*

[Bud75] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin & V. G. Serbo (1975): The two–photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. — *Phys. Rep.* ***15*** *(No. 4), 181–282.*

[Cal69] C. G. Callan, Jr. & D. J. Gross (1969): High–energy electroproduction and the constitution of the electric current. — *Phys. Rev. Lett.* ***22*** *(No. 4), 156–159.*

[CDF94a] CDF Collaboration, F. Abe et al. (1994): Measurement of the $\bar{p}p$ single diffraction dissociation at $\sqrt{s} = 546\,\mathrm{GeV}$ and $1800\,\mathrm{GeV}$. — *Phys. Rev.* ***D50*** *(No. 9), 5535–5549.*

[CDF94b] CDF Collaboration, F. Abe et al. (1994): Measurement of the antiproton–proton total cross section at $\sqrt{s} = 546\,\mathrm{GeV}$ and $1800\,\mathrm{GeV}$. — *Phys. Rev.* ***D50*** *(No. 9), 5550–5561.*

[Cha94] K. Charchula, G. A. Schuler & H. Spiesberger (1994): Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton–proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6, version 1.0. — *Comput. Phys. Commun.* ***81****, 381–402.*

[Che94] B. Chen, A. B. Fahr, F. Niebergall & T. Bodentien (1994): Monte Carlo studies of efficiency and resolution of scintillating fiber detectors for the H1 forward proton spectrometer (FPS). — *H1 internal report H1-10/94-387, 12 pp., unpublished.*

[Col95] John C. Collins et al. (1994): Measuring parton densities in the pomeron. — *Phys. Rev.* ***D51****, 3182–3196.*

[Coo81] R. L. Cool et al. (1981): Diffraction dissociation of $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, and $p^{\pm}$ at 100 and 200GeV/c. — *Phys. Rev. Lett.* ***47*** *(No. 10), 701–704.*

[Del95] Vittorio Del Duca (1995): An introduction to the perturbative QCD pomeron and to jet physics at large rapidities. — *DESY report DESY 95-023, 84 pp., Hamburg. Preprint DFTT 13/95. Electronic preprint* ***hep–ph/9503226.***

[Dir96] MICHAEL DIRKMANN (1996): Calibration of the SpaCal with cosmics. — *H1 internal report H1–05/96–477, 18 pp., unpublished.*

[Don86] A. DONNACHIE & P. V. LANDSHOFF (1986): Dynamics of elastic scattering. — *Nucl. Phys.* ***B267****, 690–701.*

[Don87] A. DONNACHIE & P. V. LANDSHOFF (1987): Diffractive deep inelastic lepton scattering. — *Phys. Lett.* ***B191*** *(No. 3), 309–312.*

[Don92] A. DONNACHIE & P. V. LANDSHOFF (1992): Total cross sections. — *Phys. Lett.* ***B296****, 227–232.*

[Don94] A. DONNACHIE & P. V. LANDSHOFF (1994): Proton structure function at small Q^2. — *Z. Phys.* ***C61****, 139–145.*

[Edi96] A. EDIN, G. INGELMAN & J. RATHSMAN (1996): Soft colour interactions as the origin of rapidity gaps in DIS. — *Phys. Lett.* ***B366****, 371–378.*

[Edi97] A. EDIN, G. INGELMAN & J. RATHSMAN (1997): Unified description of rapidity gaps and energy flows in DIS final states. — *Z. Phys.* ***C75****, 57–70.*

[Eic92] S. EICHENBERGER et al. (1992): A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A323****, 532–536.*

[Esc96] PATRICK VAN ESCH & HANNA MAHLKE–KRÜGER (1996): Detektorsimulation des FPS in `H1SIM`. — *Persönliche Mitteilung.*

[E710C90] E710 Collaboration, N. A. AMOS et al. (1990): A luminosity independent measurement of the $\bar{p}p$ total cross section at $\sqrt{s} = 1.8\,\mathrm{TeV}$. — *Phys. Lett.* ***B243*** *(No. 1, 2), 158–164.*

[Fra89] L. L. FRANKFURT, L. MANKIEWITZ & M. I. STRIKMAN (1989): Low limit on the slope of $NN\pi$ and $N\Delta\pi$ vertex form factors from deep inelastic lepton scattering. — *Z. Phys.* ***A334****, 343–347.*

[Gen95] M. GENOVESE, N. N. NIKOLAEV & B. G. ZAKHAROV (1995): Diffractive DIS from the generalized BFKL pomeron. Predictions for HERA. — *Zh. Éksp. Teor. Fiz.* ***108****, 1141–1154. Übersetzt in J. Exp. Theor. Phys.* ***81****, 625–632.*

[Glü92] M. GLÜCK, W. REYA & A. VOGT (1992): Pionic parton distributions. — *Z. Phys.* ***C53****, 651–655.*

[Gog96] N. GOGITIDZE & S. LEVONIAN (1996): An offline luminosity determination for the 1995 H1 e^+p data. — *H1 internal report H1–02/96–471, 22 pp., unpublished.*

[Gol96] K. GOLEC–BIERNAT & J. P. PILLIPS (1996): QCD: Quantum Chromodynamic Diffraction. — *J. Phys.* ***G22****, 921–928.*

[Gol97] K. GOLEC–BIERNAT & J. KWIECIŃSKI (1997): Subleading Reggeons in deep inelastic diffractive scattering. — *Phys. Rev.* ***D55*** *(No. 5), 3209–3211.*

[Gor96] I. Gorelov & M. Weber (1996): Performance of the H1 lead/scintillating–fibre calorimeter. — *H1 internal report H1-06/96-483, 8 pp., unpublished.*

[Gou83] K. Goulianos (1983): Diffractive interactions of hadrons at high energy. — *Phys. Rep.* ***101*** *(No. 3), 169–219.*

[Gus86] Gösta Gustafson (1986): Dual description of a confined colour field. — *Phys. Lett.* ***175****, 453–456.*

[H1C93a] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. (1993): The H1 liquid argon calorimeter system. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A336****, 460–498.*

[H1C93b] H1 Collaboration (1993): Measurement of the proton structure function $F_2\,(x,Q^2)$ in the low–x region at HERA. — *Nucl. Phys.* ***B407****, 515–535.*

[H1C93c] H1 Collaboration (1993): Technical proposal to upgrade the backward scattering region of the H1 detector. — *DESY PRC 93/02, 142 pp., unpublished.*

[H1C94] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. (1994): Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. — *Nucl. Phys.* ***B429*** *(No. 4), 477–502.*

[H1C95a] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. (1995): A measurement of the proton structure function $F_2\,(x,\,Q^2)$. — *Nucl. Phys.* ***B439*** *(No. 3), 471–502.*

[H1C95b] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. (1995): Experimental study of hard photon radiation processes at HERA. — *Z. Phys.* ***C66*** *(No. 4), 529–542.*

[H1C95c] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. (1995): First measurement of the deep–inelastic structure of proton diffraction. — *Phys. Lett.* ***B348*** *(No. 3, 4), 681–696.*

[H1C95d] H1 Collaboration, S. Aid et al. (1995): Measurement of the total photon proton cross section and its decomposition at 200 GeV centre of mass energy. — *Z. Phys.* ***C69****, 27–38.*

[H1C96a] H1 Collaboration, S. Aid et al. (1996): Elastic photoproduction of ρ^0 mesons at HERA. — *Nucl. Phys.* ***B463****, 3–32.*

[H1C96b] H1 Collaboration, S. Aid et al. (1996): Elastic electroproduction of ϱ and J/ψ mesons at large Q^2 at HERA. — *Nucl. Phys.* ***B468****, 3–36.*

[H1C96c] H1 Collaboration, S. Aid et al. (1996): Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ Mesons at HERA. — *Nucl. Phys.* ***B472****, 3–31.*

[H1C96d] H1 Collaboration, S. Aid et al. (1996): A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2\,(x,\,Q^2)$ at HERA. — *Nucl. Phys.* ***B470****, 3–40.*

[H1C96e] H1 Collaboration (1996): Leading neutron production in deep inelastic e–p scattering at HERA. — *Paper pa02-063, submitted to the 28th international conference on high energy physics ICHEP'96, Warsaw, Poland, July 1996.*

[H1C96f] H1 Collaboration (1996): A measurement and QCD analysis of the diffractive structure function $F_2^{D(3)}$. — *Paper pa02-061, submitted to the 28th international conference on high energy physics ICHEP'96, Warsaw, Poland, July 1996.*

[H1C96g] H1 Collaboration (1996): The forward proton spectrometer of H1. — *Paper pa17-025, submitted to the 28th international conference on high energy physics ICHEP'96, Warsaw, Poland, July 1996.*

[H1C97a] H1 Collaboration, I. Abt et al. (1997): The H1 detector at HERA. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A386****, 310–347.*

[H1C97b] H1 Collaboration, I. Abt et al. (1997): The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A386****, 348–396.*

[H1C97c] H1 Collaboration, S. Aid et al. (1997): Scale influence on the energy dependence of photon–proton cross sections. — *Phys. Lett.* ***B392****, 234–242.*

[H1S96] H1 SPACAL Group, T. Nicholls et al. (1996): Performance of an electromagnetic lead/scintillating–fibre calorimeter for the H1 detector. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A374****, 149–156.*

[H1S97] H1 SPACAL Group, R.–D. Appuhn et al. (1997): The H1 lead/scintillating–fibre calorimeter. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A386****, 397–408.*

[Hol95] Bernhard Holzer (1995, 1996): Emittanzen und Optik von HERA. — *Persönliche Mitteilung*

[Ing85] Gunnar Ingelman & P. E. Schlein (1985): Jet structure in high mass diffractive scattering. — *Phys. Lett.* ***152B*** *(No. 3, 4), 256–260.*

[Ing96] Gunnar Ingelman, A. Edin & J. Rathsman (1996): LEPTO 6.5—A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton–nucleon scattering. — *Comput. Phys. Commun.* ***101****, 108–134.*

[Int96] Inter-University ULB-VUB (Brussels), DESY Hamburg, II. Institut f. Experimentalphysik (University Hamburg), University Kiel, School of Physics and Materials (University Lancaster), Lebedev Physics Institut Moscow, CPPM (University Aix-Marseille), Nuclear Center (Charles University, Prague), INFN Roma Dipartemento di Fisica (La Sapienza Roma), DESY Institut f. Hochenergiephysik Zeuthen (1996): Upgrade of the H1 Forward Proton Spectrometer. — *DESY report PRC 96/01, Hamburg, unpublished.*

[Jam94] F. James (1994): Minuit: function minimazation and error analysis. Reference manual version 94.1. — *CERN program library long writeup D506, 50 pp., unpublished.* `http://wwwcn.cern.ch/asdoc/psdir/minuit.ps.gz`.

[Jan95] J. Janoth, J. Stiewe & A. Meyer (1995): An algorithm to calibrate the new H1 backward calorimeter "SPACAL" using the kinematic peak. — *H1 internal report H1-11/95-464, 15 pp., unpublished.*

[Jun95] Hannes Jung (1995): Hard diffractive scattering in high energy *ep* collisions and the Monte Carlo generator RAPGAP. — *Comput. Phys. Commun.* ***86****, 147–161.*

[Jun96] Hannes Jung (1996): Simulation von π^0–Austausch mit RAPGAP. — *Persönliche Mitteilung.*

[Kur76] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov & V. S. Fadin (1976): Multiregge processes in the Yang–Mills theory. — *Zh. Éksp. Teor. Fiz.* ***71****, 840-855. Übersetzt in Sov. Phys. JETP* ***44*** *(No. 3), 443–451.*

[Kur77] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov & V. S. Fadin (1977): The Pomeranchuck singularity in nonabelian gauge theories. — *Zh. Éksp. Teor. Fiz.* ***72****, 377–389. Übersetzt in Sov. Phys. JETP* ***45*** *(No. 2), 199–204.*

[Kwi92a] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger & H.–J. Möhring (1992): HERACLES. An event generator for *ep* interactions at HERA energies including radiative processes. — *Comput. Phys. Commun.* ***69****, 155–171.*

[Kwi92b] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger & H.–J. Möhring (1992): HERACLES. An event generator for *ep* interactions at HERA including radiative processes. Version 4.1. — *In:* W. Buchmüller & G. Ingelman *(eds.) (1992): Proceedings of the workshop Physics at HERA. Hamburg, October 29–30, 1991. vol.* ***3****, pp. 1294–1310.*

[Kwi93] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger & H.–J. Möhring (1993): HERACLES. An event generator for *ep* interactions at HERA including radiative processes. Version 4.5.2. — *Program manual, unpublished.*

[Lan94] P. V. Landshoff (1994): The two pomerons. — *Electronic preprint* ***hep–ph/9410250.***

[Lan95] P. V. Landshoff (1995): Introduction to the pomeron structure function. — *Electronic preprint* ***hep–ph/9505254.*** *Published in:* J. F. Laporte & Y. Sirois *(eds.) (1995): Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 95). Paris, France, 24-28 Apr, 1995.—Paris (Ecole Polytechnique), pp. 371–374.*

[Lan96] P. V. Landshoff (1996): The soft pomeron. — *Preprint DAMTP 96/48, 14 pp., Cambridge. Electronic preprint* ***hep–ph/9605383.***

[Lan87] P. V. Landshoff & O. Nachtmann (1987): Vacuum structure and diffraction scattering. — *Z. Phys.* ***C35****, 405–416.*

[Lip76] L. N. Lipatov (1976): Reggeization of the vector meson and the vacuum singularity in nonabelian gauge theories. — *Yad. Fiz.* ***23****, 642–656., übersetzt in Sov. J. Nucl. Phys.* ***23****, 338.*

[Lis93] B. List (1993): Diffraktive J/ψ–Produktion in Elektron–Proton–Stößen am Speicherring HERA. — *Diplomarbeit Technische Universität Berlin, 87 S., unveröffentlicht.*

[Lön92] LEIF LÖNNBLAD (1995): Ariadne version 4. A program for simulation of QCD–cascades implementing the colour dipole model. — *Comput. Phys. Commun.* ***71**, 15–31.*

[Lön94] LEIF LÖNNBLAD (1995): Ariadne version 4. A program for simulation of QCD–cascades implementing the colour dipole model. Revision 5. — *Updated version of [Lön92], unpublished.*

[Lön95] LEIF LÖNNBLAD (1995): Rapidity gaps and other final state properties in the colour dipole model for deep inelastic scattering. — *Z. Phys.* ***C65**, 285–292.*

[Lön96] LEIF LÖNNBLAD (1996): Colour reconnections and rapidity gaps. — *J. Phys.* ***G22**, 947–949.*

[Low75] F. E. LOW (1975): Model of the bare pomeron. — *Phys. Rev.* ***D12** (No. 1), 163–173.*

[Mah96] HANNA MAHLKE–KRÜGER (1996): Simulation der FPS–Detektoren in H1SIM. — *Persönliche Mitteilung.*

[Mar94] A. D. MARTIN, W. J. STIRLING & R. G. ROBERTS (1994): Parton distributions of the proton. — *Phys. Rev.* ***50** (No. 11), 6734–6752.*

[Mey96a] ANDREAS MEYER (1996): Energiekalibration des SpaCals. — *Persönliche Mitteilung.*

[Mey96b] ANDREAS MEYER (1996): FCORSP: Rekalibration der Elektronenergie im SpaCal. — *Fortran–Funktion in* H1UTIL.

[Mey96c] ANDREAS MEYER (1996): RCORSP1.FOR: Runselektion für das SpaCal. — *Fortran–Funktion.*

[Mey96d] ARND MEYER (1996): SpaCal–Triggereffizienzen. — *Persönliche Mitteilung.*

[NMC94] New Muon Collaboration, M. ARNEODO et al. (1994): Exclusive ρ^0 and ϕ muoproduction at large Q^2. — *Nucl. Phys.* ***B429**, 503–529.*

[NMC97] New Muon Collaboration, M. ARNEODO et al. (1996): Measurement of the proton and deuteron structure functions, F_2^p and F_2^d, and of the ratio σ_L/σ_T. — *Nucl. Phys.* ***B483**, 3–43.*

[Nik94] N. N. NIKOLAEV, B. G. ZAKHAROV & V. R. ZOLLER (1994): The direct calculation of the QDC pomeron's trajectory. — *JETP Lett.* ***60**, 694–698.*

[Nus75] S. NUSSINOV (1975): Colored–quark version of some hadronic puzzles. — *Phys. Rev. Lett.* ***34** (No. 20), 1286–1289.*

[PDG94] Particle Data Group, L. MONTANET et al. (1994): Review of particle properties. — *Phys. Rev.* ***50** (No. 3, Pt. I), 1173–1825. and 1995 off-year partial update for the 1996 edition,* http://pdg.lbl.gov/.

[PDG96] Particle Data Group, R .M. BARNETT et al. (1996): Review of particle physics. — *Phys. Rev.* ***54** (No. 1, Pt. I), 1–720.*

[Pre96] Sören Prell (1996): Vertexauflösung des CST. — *Persönliche Mitteilung*

[Reg59] T. Regge (1959): Introduction to complex orbital momenta. — *Nuov. Cim. **14** (No. 5), 951–976.*

[Reg60] T. Regge (1960): Bound states, shadow states and mandelstam representation. — *Nuov. Cim. **18** (No. 5), 947–956.*

[Rie92] J. Riedlberger (1995): The H1 trigger with emphasis on tracking triggers. — *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **44**, 423–429.*

[Roß93] J. Rossbach & P. Schmüser (1993): Basic course on accelerator optics. — *Internal Report DESY M–93–03, 71 pp., unpulished. Lectures given at the CERN Accelerator School.*

[Sjö86] Torbjörn Sjöstrand (1986): The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics – Jetset version 6.2. — *Comput. Phys. Commun. **43**, 367–379.*

[Sjö87] Torbjörn Sjöstrand & M. Bengtsson (1987): The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics – Jetset version 6.3 – an update. — *Comput. Phys. Commun. **39**, 347–407.*

[Sjö94a] Torbjörn Sjöstrand (1994): High–energy–physics event generation with Pythia 5.77 and Jetset 7.4. — *Comput. Phys. Commun. **82**, 74-90.*

[Sjö94b] Torbjörn Sjöstrand (1994): Pythia 5.77 and Jetset 7.4. Physics and manual. — *CERN preprint CERN–Th.7112/93, 305 pp., Geneva. Revised version February 1994.*

[Spi96] Hubert Spiesberger (1996): DJANGO6 version 2.4 – A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton proton scattering including QED and QCD radiative effects. — *Unpublished program manual. Updated version pf [Cha94].*

[Squ68] G. L. Squires (1968): Practical physics. — *224 pp., London (McGraw–Hill).*

[Sut92] P. J. Sutton, A. D. Martin, R. G. Roberts & W. J. Stirling (1992): Parton distributions for the pion extracted from Drell–Yan and prompt photon experiments. — *Phys. Rev. **45** (No. 7), 2349–2359.*

[Wei34] C. F. v. Weizsäcker (1934): Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. — *Z. Phys. **88**, 612–625.*

[Whi90] L. W. Whitlow et al. (1990): A precise extraction of $R = \sigma_\mathrm{L}/\sigma_\mathrm{T}$ from a global analysis of the SLAC deep inelastic e–p and e–d scattering cross sections. — *Phys. Lett. **B250** (No. 1, 2), 193–198.*

[Wil34] E. J. Williams (1934): Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. — *Phys. Rev. **45**, 729–730.*

[Wil92] K. Wille (1992): Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. — *318 S., Stuttgart (Teubner).*

[Wil95] TIM WILKSEN (1995): Untersuchungen am Prototypen des H1–Vorwärtsprotonspektrometers mit dem Triggerszintillatorsystem. — *Diplomarbeit Univ. Hamburg, unveröffentlicht.*

[Wil96] TIM WILKSEN (1996): Slow Control des FPS und Speicherung der Daten in ORACLE und MDB. — *Persönliche Mitteilung.*

[Wit96] CARSTEN WITTEK (1996): ROPLUMI: Berechnung der integrierten Luminosität von FPS–Daten. — *UNIX–Skript.* `/afs/desy.de/user/w/wittek/public/roplumi/roplumi`.

[Wol92] TH. WOLFF et al. (1992): A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* ***A323****, 537–541.*

[Wol96] G. WOLF (1996): Rapidity gaps in deep inelastic scattering. ZEUS Collaboration. — *Talk on the Topical conference on hard diffractive processes, Feb. 18–23, 1996, Eilat, Israel.*

[You96] U.K. YANG et al. (CCFR/NuTeV Collaboration) (1996): A measurement of $R = \sigma_L/\sigma_T$ in deep inelastic neutrino–nucleon scattering at the Tevatron. — *J. Physics* ***G22****, 775–780.*

[ZEU93a] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1993): Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. — *Phys. Lett.* ***B315****, 481–493.*

[ZEU93b] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1993): Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA. — *Phys. Lett.* ***B316****, 412–426.*

[ZEU94] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1994): Measurement of total and partial photon proton cross sections at 180 GeV center of mass energy. — *Z. Phys.* ***C63****, 391–408.*

[ZEU95a] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1995): Measurement of the cross section for the reaction $\gamma p \to J/\psi p$ with the ZEUS detector at HERA. — *Phys. Lett.* ***B350****, 120–134.*

[ZEU95b] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1995): Measurement of the diffractive structure function in deep inelastic scattering at HERA. — *Z. Phys.* ***C68****, 569–584.*

[ZEU95c] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1995): Diffractive hard photoproduction at HERA and evidence for the gluon content of the pomeron. — *Phys. Lett.* ***B356****, 129–146.*

[ZEU95d] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1995): Exclusive ρ^0 production in deep inelastic electron–proton scattering at HERA. — *Phys. Lett.* ***B356****, 601–616.*

[ZEU95e] ZEUS Collaboration, M. DERRICK et al. (1995): Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA. — *Z. Phys.* ***C69****, 39–54.*

[ZEU96a] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. (1996): Measurement of the proton structure function F_2 at low x and low Q^2 at HERA. — *Z. Phys.* ***C69****, 607–620.*

[ZEU96b] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. (1996): Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA. — *Phys. Lett.* ***B377****, 259–272.*

[ZEU96c] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. (1996): Observation of events with an energetic forward neutron in deep inelastic scattering at HERA. — *Phys. Lett.* ***B384****, 388–400.*

[ZEU96d] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. (1996): Measurement of elastic ω photoproduction at HERA. — *Z. Phys.* ***C73****, 73–84.*

[ZEU97] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. (1997): Measurement of elastic ϱ^0 photoproduction at HERA using the ZEUS leading proton spectrometer. — *Z. Phys.* ***C73****, 253–268.*

Anhang A

Die Filter–Methode zur Unterdrückung von Übersprechen

Ziel der Filtermethode ist es, die Amplitude der durch Übersprechen verursachten Signale soweit zu unterdrücken, daß bei einer niedrigen Nachweisschwelle die Anzahl der fehlidentifizierten Treffer klein bleibt.

Bei der Filter–Methode, wie sie in der FPS–Rekonstruktion verwendet wird, wird von jedem Signal S_i ein Bruchteil der Signale S_j der Nachbarpixel abgezogen:

$$\begin{aligned} \hat{S}_i &= r_{comp} \left(S_i - r_{dir} \sum_{\text{dir.Nachb.}} S_j - r_{diag} \sum_{\text{diag.Nachb.}} S_j \right) \qquad \text{mit} \\ r_{comp} &= \left(1 - 4 \cdot r_{dir} \cdot x_{dir} - 4 \cdot r_{diag} \cdot x_{diag}\right)^{-1} . \end{aligned}$$

Die Parameter r_{dir} und r_{diag} bestimmen, wie stark ein Pixel mit hohem ADC–Wert die Signale in den umgebenden Pixeln unterdrückt, in der Rekonstruktion werden die Werte

$$r_{dir} = 0.15, \qquad r_{diag} = 0.10$$

verwendet[1]. Die Werte von x_{dir} und x_{diag} parametrisieren den erwarteten mittleren Bruchteil des Signals, der durch Übersprechen in den Nachbarkanälen auftritt, in der Rekonstruktion werden standardmäßig die Werte

$$x_{dir} = 0.030, \qquad x_{diag} = 0.015 \qquad \Rightarrow r_{comp} = 1.025$$

verwendet. Die Multiplikation mit r_{comp} soll bewirken, daß für isolierte Signale $\langle \hat{S}_i \rangle = \langle S_i \rangle$ ist, daß also die mittlere Amplitude durch den Filteralgorithmus nicht verändert wird. Die Histogramme in Abbildung 4.12 zeigen das ADC–Spektrum der LED–Pixel nach der Anwendung des Filteralgorithmus. ADC–Werte zwischen 5 und 15 ADC–Einheiten treten sehr viel seltener auf als vorher, was es erlaubt, die Trefferschwelle niedrig zu wählen.

Wichtig für die Anwendung dieser Methoden ist die Anordnung der Fasern auf der Oberfläche des PSPMs. Diese muß so gewählt sein, daß hintereinanderliegende Fasern, die

[1] Wenn $r_{dir} + r_{diag} = 0.25$ ist, wird von jedem Pixel das gewichtete Mittel der Signale in den Nachbarpixeln abgezogen, so daß eine gemeinsame Erhöhung aller ADC–Werte um einen bestimmten Betrag die Trefferidentifikation nicht beeinflußt. Dies macht die Methode wenig anfällig gegen fehlerhafte Pedestal–Kalibration.

PSPM–Pixelnummer / FADC–Nummer

Reihe/Spalte	0	1	2	3	4	5	6	7
0	0/0	1/4	2/8	3/12	4/16	5/20	6/24	7/28
1	8/29	9/25	10/21	11/17	12/13	13/9	14/5	15/1
2	16/2	17/6	18/10	19/14	20/18	21/22	22/26	23/30
3	24/31	25/27	26/23	27/19	28/15	29/11	30/7	31/3
4	32/32	33/36	34/40	35/44	36/48	37/52	38/56	39/60
5	40/61	41/57	42/53	43/49	44/45	45/41	46/37	47/33
6	48/34	49/38	50/42	51/46	52/50	53/54	54/58	55/62
7	56/63	57/59	58/55	59/51	60/47	61/43	62/39	63/35

Lagennummer / Fasernummer

Reihe/Spalte	0	1	2	3	4	5	6	7
0	3/8	3/10	3/7	3/5	0/10	0/6	0/2	0/11
1	3/2	3/4	3/1	3/3	0/1	0/4	0/9	0/7
2	3/9	3/6	LED 4	2/5	2/11	LED 3	0/0	0/3
3	3/0	3/11	2/1	2/8	2/0	2/9	0/5	0/8
4	1/4	1/6	2/3	2/6	2/2	2/7	4/3	4/1
5	1/8	1/11	LED 1	2/10	2/4	LED 2	4/10	4/8
6	1/5	1/0	1/3	1/1	4/6	4/2	4/5	4/0
7	1/2	1/10	1/7	1/9	4/4	4/9	4/11	4/7

Abbildung A.1: Faseranordnung auf der PSPM–Maske auf der Anodenseite
Oben: Numerierung der PSPM–Pixel
Die Pixel der PSPMs sind fortlaufend numeriert, während die zugehörigen FADCs Nummern haben, die sich nach ihrer Lage auf den Karten der Ausleseelektronik richtet.
Unten: Zuordnung der Hodoskopfasern zu den PSPM–Pixeln
Jede Fasernummer n bedeutet, daß die Fasern n, $n+12$, $n+24$ und $n+36$ auf dieses Pixel geführt sind.

beim Durchgang eines Teilchens getroffen werden, auf der Photokathode nicht auf benachbarte Pixel geführt werden, so daß im Normalfall deutlich voneinander getrennte Treffer auf der PSPM–Oberfläche rekonstruiert werden. Auch benachbarte Fasern sollten nicht auf benachbarte PSPM–Pixel geführt werden, so daß durch Übersprechen verursachte, fälschliche Treffer Fasern zugeordnet sind, die möglichst weit entfernt von der echten Spur sind. Solche Treffer dürfen sich auch nicht zu einer zweiten Spur anordnen. Die Faseranordnung auf der PSPM–Oberfläche (Abb. A.1) wurde nach diesen Kriterien entworfen.

Abbildung A.2 illustriert die Wirkung des Filteralgorithmus: Man erkennt eine klare Teilchenspur bei Fasernummer 8 (gekennzeichnet mit =), zu der auch ein Treffer mit einem sehr niedrigem ADC–Wert von 7/5 (vor/nach dem Filteralgorithmus) gehört; der ADC–Wert eines der Nachbarpixel ist mit 8/7 sogar höher, so daß die Methode des lokalen Maximums den Treffer nicht identifizieren würde. Ein völliger Verzicht auf den Filteralgorithmus würde zu einer Reihe zusätzlicher Treffer führen.

Die nach dem Filteralgorithmus verbleibenden Treffer, die durch Übersprechen verursacht werden, sind zufällig über den Detektor verteilt und werden nicht zu einer Spur zusammengefaßt.

```
FADC-Werte      vor Filter                    nach Filter
Zeile/Spalte    0  1  2  3  4  5  6  7         0  1  2  3  4  5  6  7

   0          (51) 6  2  .  3  1  .  .       (50) .  .  .  2  .  .  .
   1            4  2  2  .  1  1  .  .         .  .  .  .  .  .  .  .
   2            3  2  3  5(40) 2  .( 8)        1  .  .  .(33) .  .( 7)
   3          ( 5) 1  3(58) 5  .  .( 7)      ( 4) .  .(52) .  .  .( 5)
   4            .  .  2  6  .  .  1  3         .  .  .  .  .  .  .  .
   5            .  .  1  2  .  .  .(21)        .  .  .  .  .  .  .(20)
   6            .  .  1  1  .  .  1  1         .  .  .  .  .  .  .  .
   7            .  .  .  .  .  .  .  1         .  .  .  .  .  .  .  .

FADC-Werte      vor Filter                    nach Filter
Faser/Lage      0    1    2    3    4          0    1    2    3    4

   0            1  ( 5)   5    .    .          .  ( 4)   .    .    .
   1            3    2    3    1    1          .    .    .    .    .
   2            .    4    .    .    .          .    .    .    .    .
   3            1    .    2    1  ( 8)         .    .    .    .  ( 7)
   4            .    2    .    .    1          .    .    .    .    .
   5            1    .    5    .    .          .    .    .    .    .
   6            .    2    6    .    1          .    .    .    .    .
   7            1    2    .    .    .          .    .    .    .    .
   8          =(21)=(51)=(58)=  . =( 7)=     =(20)=(50)=(52)=  . =( 5)=
   9            .    3    .    .    .          .    1    .    .    .
  10            .    6    2    .    3          .    .    .    .    2
  11            .    1  (40)   .    .          .    .  (33)   .    .


FADC-Werte der LED-Pixel:
LED             1    2    3    4               1    2    3    4
                1    .    2    3               .    .    .    .
```

Abbildung A.2: Arbeitsweise des Algorithmus zur Korrektur des Übersprechens am Beispiel der Spur eines Protons in einem Hodoskop
Oberer Teil: FADC–Werte für die Pixel eines PSPMs vor (links) und nach (rechts) Anwendung des Filteralgorithmus. Punkte stehen für FADC–Werte ≤ 0. In Klammern: FADC–Werte, die nach Anwendung des Filteralgorithmus als Treffer identifiziert wurden.
Unterer Teil: Zuordnung der FADC–Werte zu den Hodoskop–Fasern (ohne Auflösung der Mehrdeutigkeit durch Multiplexing).

Anhang B

Die Monte–Carlo–Simulation des FPS

In diesem Kapitel wird dargestellt, wie die HERA–Strahlführungseinrichtungen und das FPS in der H1–Detektorsimulation beschrieben sind. Zunächst wird auf die Beschreibung des Strahlrohres und die Magnetfelder der HERA–Magnete eingegangen, dann wird die Simulation der Detektoren selbst besprochen.

B.1 Beschreibung von Strahlrohr und Magnetfeldern

Um die Akzeptanz des FPS für Protonen verschiedener Energien und Emissionswinkel korrekt zu wiederzugeben ist eine Beschreibung der Aperturen notwendig, die zwischen H1 und dem FPS liegen. Das Programm, das den H1–Detektor simuliert (`H1SIM`) [H1C97a] basiert auf dem Programmpaket `GEANT` [ASG94]. Der Verlauf und die Abmessungen des Protonstrahlrohres wurden anhand der Konstruktionsunterlagen von HERA in `H1SIM` implementiert (siehe Abb. B.1).

B.2 Simulation der Faserhodoskope und Triggerszintillatoren

B.2.1 Simulation der Faserhodoskope

Die Faserlagen der Hodoskope sind in `H1SIM` als homogene, 1.00 mm dicke Szintillatorplatten simuliert. Beim Durchgang eines Teilchens wird der Energieverlust durch Ionisation bestimmt und anschließend ermittelt, welcher Bruchteil der Energiedeposition innerhalb des sensitiven Teils einer szintillierenden Faser stattgefunden hat. Bei Energiedeposition durch δ-Strahlen werden δ-Elektronen mit einer kinetischen Energie von mehr als 50 keV (das entspricht einer Reichweite in Szintillatormaterial von ca. 40 μm) als Teilchen verfolgt, während die Energiedeposition durch δ-Elektronen kleinerer Energie zur ursprünglichen Teilchenspur addiert wird [Esc96]. Die Energiedepositionen aller Teilchen, die eine Faser durchqueren, werden addiert.

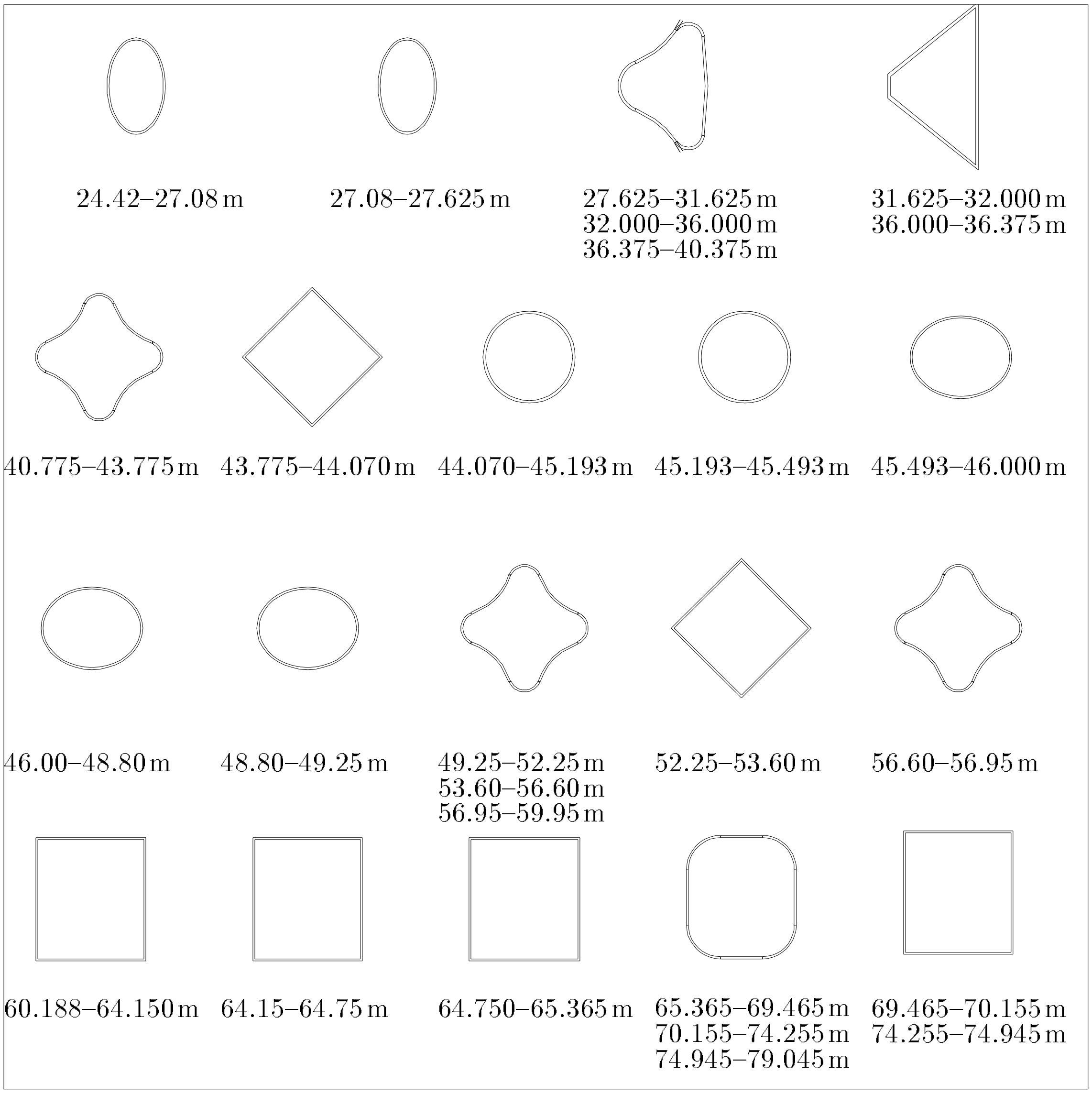


Abbildung B.1: Strahlrohrquerschnitte in `H1SIM`

B.2.2 Simulation der PSPMs

Die Menge der Photonen, die in den szintillierenden Fasern erzeugt wird, ist proportional zur deponierten Energiemenge, man rechnet mit etwa 10 Photonen pro keV [Che94]. Die Anzahl der Photoelektronen ist wiederum proportional zur Anzahl der erzeugten Photonen und POISSONverteilt. Die einzelnen Prozesse des Lichteinfangs in der Faser, der Lichtleitung und –abschwächung und die Erzeugung der Photoelektronen auf der Photokathode werden nicht im einzelnen simuliert, sondern durch einen Proportionalitätsfaktor zwischen in der Faser deponierter Energie und mittlerer Anzahl der erzeugten Photoelektronen beschrieben. Dieser Faktor wird für jede Lage ermittelt, um die in den Daten gemessenen Lagenansprechwahrscheinlichkeiten zu reproduzieren. Er beträgt etwa 0.08 e/keV, in Übereinstimmung mit detaillierteren Modellen [Che94], was bei einer typischen Energiedeposition von 150 keV pro Faser einer mittleren Anzahl von 12 Photoelektronen entspricht. Die tatsächliche Anzahl der Photoelektronen wird gemäß einer POISSONverteilung gewürfelt. Anschließend wird die Anzahl der Photoelektronen in ADC–Einheiten umgerechnet; der Proportionalitätsfaktor ist ebenfalls von der Faserlage abhängig und beträgt etwa 3 ADC–Einheiten pro Photoelektron in Übereinstimmung mit den Erwartungen für eine Verstärkung von $3 \cdot 10^6$ im PSPM und 100 mV/pC im Vorverstärker sowie einem dynamischen Bereich der FADCs von 1 V bei einer Auflösung von 6 bit.

Die beiden Faktoren zur Umrechnung der Energiedeposition in Photoelektronen und Photoelektronen in ADC–Einheiten können für jede Faserlage getrennt angegeben werden, und wurden so gewählt, daß die in den Daten beobachteten ADC–Spektren und Lagennachweiswahrscheinlichkeiten reproduziert werden. Damit wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die Eigenschaften der PSPMs, insbesondere die Verstärkung, über die Oberfläche variieren, und daß die optische Ankopplung zwischen Fasern und PSPM–Pixeln variiert [Mah96].

Zur Simulation des Übersprechens zwischen benachbarten Pixeln wird aus den ADC–Werten der Nachbarn eines jeden Pixels ein Beitrag erwürfelt und addiert. Die Verteilung dieses Beitrages wurde an die Daten angepaßt. Abschließend wird ein normalverteiltes Rauschspektrum addiert, dessen RMS dem gemessenen RMS der Pedestals eines jeden Pixels entspricht.

Der Effekt der Pedestalsubtraktion wird simuliert, indem ADC–Werte, die größer als $63 - P_i$ sind, wobei P_i den Pedestal–Wert des entsprechenden Pixels bezeichnet, auf den Wert $63 - P_i$ gerundet werden. Auf diese Weise erhält man eine gute Beschreibung des Rückgangs der Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Fehlfunktionen der FADCs, die sich während der Datennahmeperiode einstellten. Diese Fehlfunktionen führten zu einer schrittweisen Erhöhung des Pedestal–Wertes bis auf den Maximalwert 63, so daß nach der Pedestalkorrektur keine von 0 verschiedenen ADC–Werte auftreten können.

Wie Abbildung B.2 zeigt, erhält man eine insgesamt gute Beschreibung des beobachteten Ansprechverhaltens der Faserdetektoren. Die Anzahl der Treffer im PSPM, die beim Durchgang eines Teilchens gemessen werden, sind in der Simulation jedoch zu niedrig, sowohl, was die Treffer in unmittelbarer Nähe der Spur (Abb. B.2c) als auch in der weiteren Umgebung (Abb. B.2d) angeht.

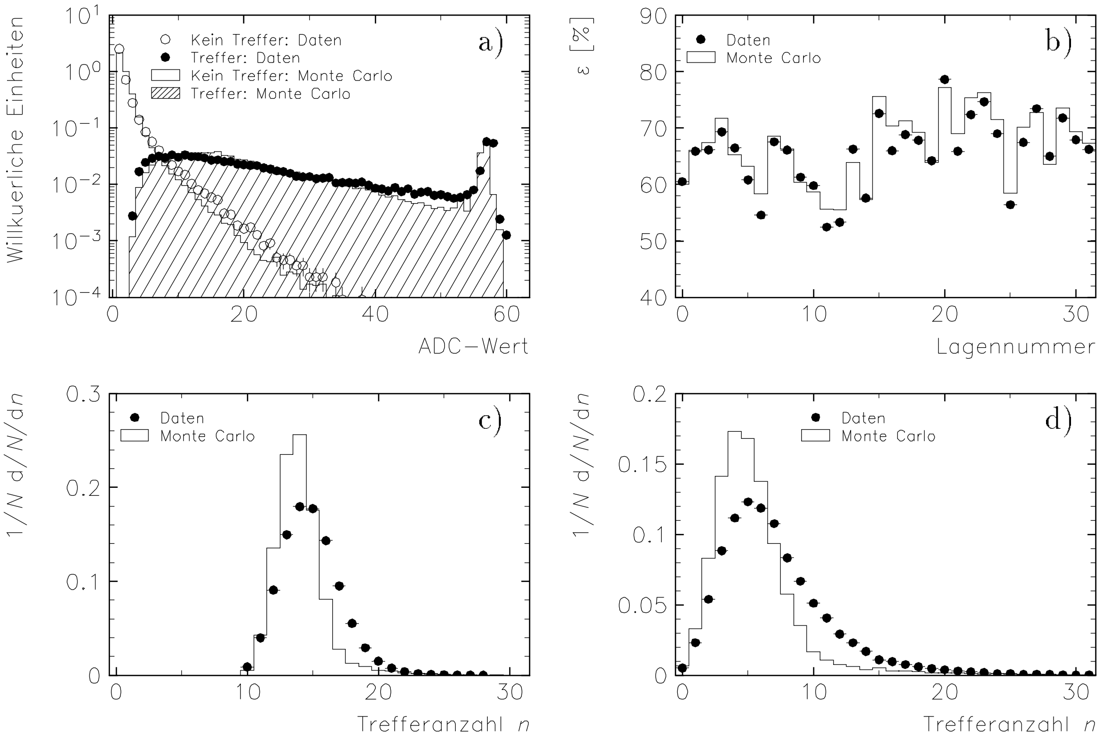


Abbildung B.2: Simulation der Faserdetektoren und PSPMs
a) ADC–Spektrum eines PSPM für Pixel, die als getroffen betrachtet werden (ausgefüllte Kreise bzw. schraffiertes Histogramm), und für Pixel, deren Signal nicht als Treffer gewertet wird (offene Kreise bzw. nicht schraffiertes Histogramm)
b) Lagennachweiswahrscheinlichkeiten
c) Anzahl der Treffer einer Station, die zu einer Spur zusammengefaßt werden
d) Anzahl der Treffer einer Station, die nicht der Spur zugeordnet werden

B.2.3 Simulation der Triggerszintillatoren

Die Simulation der Triggerszintillatoren erfolgt ähnlich wie die der Faserhodoskope. Die Energiedeposition in jedem der Szintillatoren wird in eine mittlere Anzahl von Photoelektronen umgerechnet, der Umrechnungsfaktor C beträgt etwa 0.005 e/keV. Dieser im Vergleich zu den PSPMs sehr niedrige Wert spiegelt die schlechte Lichtausbeute der eingeklebten Wellenlängenschieberfasern wider, die sich wiederum in der schlechten Ansprechwahrscheinlichkeit von 80–95 % niederschlägt. Die typische Energiedeposition beim Durchgang eines Protons von $\langle E \rangle \approx 600\,\text{keV}$ führt zu einer mittleren Photoelektronenzahl von 3 Photoelektronen. Das ergibt eine Wahrscheinlichkeit von $\exp(-3) = 5\,\%$ dafür, daß 0 Photoelektronen erzeugt werden, was die Ansprechwahrscheinlichkeit auf 95 % begrenzt. Ein Photoelektron entspricht etwa 5 ADC–Einheiten, was aus der höheren Verstärkung der verwendeten Photomultiplier im Vergleich zu den PSPMs entspricht. Die Parameter wurden für jeden der 32 Triggerszintillatoren an die Daten angepaßt [Mah96].

Da die Energiedeposition beim Durchgang eines Protons durch einen Triggerszintillator wenig schwankt, ist die mittlere Anzahl der erzeugten Photoelektronen immer gleich. Dies führt zu einem GAUSSförmigen ADC–Spektrum. Bei einer mittleren Energiedeposition

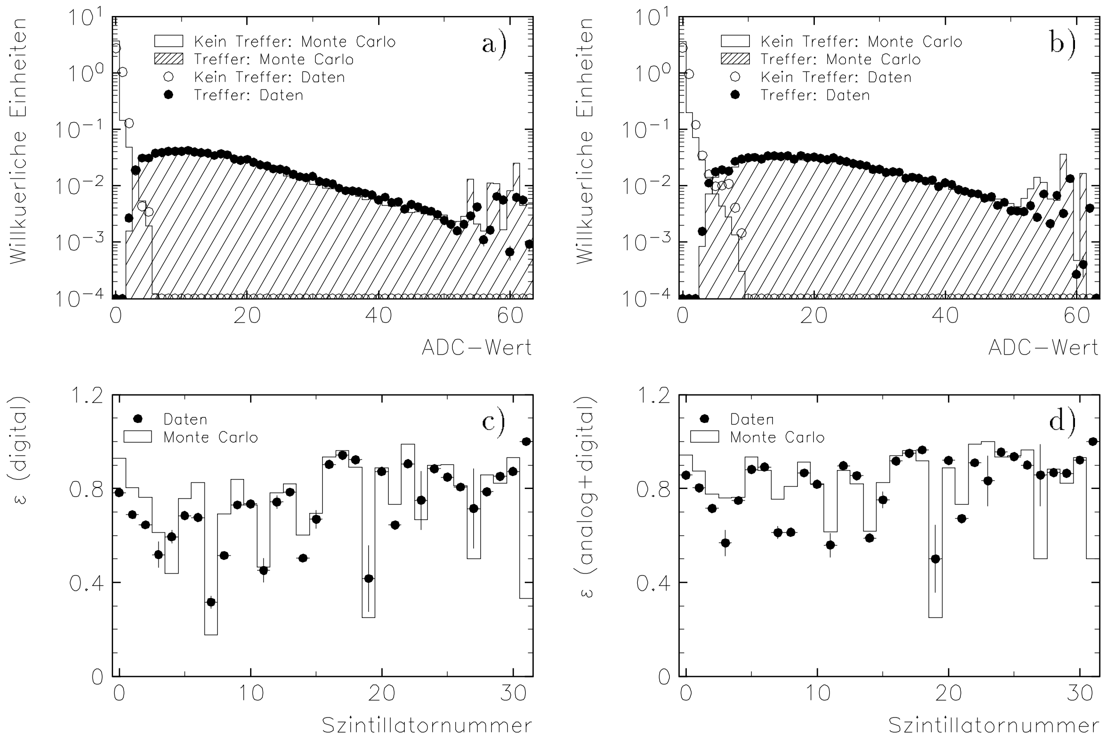


Abbildung B.3: Simulation der Triggerszintillatoren
a) ADC–Spektren der Szintillatoren der 81 m–Station
Leere Kreise, nicht schraffiertes Histogramm: ADC–Werte, die nicht als Treffer gewertet wurden; Volle Kreise, schraffiertes Histogramm: ADC–Werte von „analogen" Treffern.
b) ADC–Spektren der Szintillatoren der 90 m–Station.
c) Ansprechwahrscheinlichkeiten der Diskriminatoren der Triggerszintillatoren
d) Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren bei Verwendung der Digital– und Analoginformation

$\langle E \rangle$ ergibt sich für den Szintillator Nummer i eine mittlere Photoelektronenanzahl $\langle n_e \rangle = C_i \cdot \langle E \rangle$. Mit dem Verstärkungsfaktor G_i erhält man für den Mittelwert μ und die Breite σ der Amplitudenverteilung

$$\mu = G_i \langle n_e \rangle = G_i \cdot C_i \cdot \langle E \rangle$$
$$\sigma^2 = G_i^2 \langle n_e \rangle = G_i^2 \cdot C_i \cdot \langle E \rangle$$

(die zweite Gleichung resultiert aus der Tatsache, daß die Anzahl n_e der erzeugten Photoelektronen POISSONverteilt ist). Da $\langle E \rangle$ bekannt ist, erhält man durch Anpassung einer GAUSSkurve die benötigten Parameter C_i und G_i.

Zusätzlich zur Simulation der Analoginformation muß bei den Triggerszintillatoren auch das Verhalten der Diskriminatoren simuliert werden, die für die Erzeugung des Triggersignales verwendet werden. Aus den Daten wird ermittelt, bei welcher Amplitude ein Signal die Diskriminatorschwelle überwindet. Die eingestellte Schwelle von 40 mV entspricht zwischen 5 und 10 ADC–Einheiten, je nach Szintillator. Oberhalb diese ADC–Wertes wird in der Simulation angenommen, daß das Signal die Diskriminatorschwelle überwunden hat, und das entsprechende Bit gesetzt.

B.2.4 Simulation des Triggerprozessors

Nachdem die Ausgangssignale der an die Triggerszintillatoren angeschlossenen Diskriminatoren simuliert wurden, werden auch die Ausgangsbits des Triggerprozessors (siehe Abschnitt 4.3.1) simuliert. Dies geschieht durch die logische Verknüpfung der bits, die den Triggerszintillatoren entsprechen. Eine Simulation des Zeitverhaltens des Triggerprozessors findet nicht statt.

B.3 Rekonstruktion

Die Simulation erzeugt die gleichen Banken, wie sie in den Daten vorliegen. Die simulierten Ereignisse werden mit demselben Rekonstruktionsprogramm bearbeitet wie die Daten. Es zeigt sich, daß bei realistischen Lagenansprechwahrscheinlichkeiten eine Ortsauflösung von $50\,\mu$merreicht wird.

B.4 Eichung

Obwohl bei den simulierten Daten die Lage des Strahles (d. h. die Bahn eines 820 GeV–Protons) relativ zu den Detektoren bekannt ist, werden die simulierten Ereignisse der gleichen Kalibrationsprozedur unterworfen wie die Daten. Es zeigt sich, daß das Ergebnis der Kalibration der x–Koordinate systematisch um 1.2 mm vom erwarteten Wert (0.0 mm) abweicht. Dies ist weder auf eine systematisch falsche Ortsmessung zurückzuführen, noch auf eine falsche Beschreibung der Optik, noch auf die Verschmierung der Ereignisvertizes in x, y oder z. Insgesamt führt diese Verschiebung zu einer Verbesserung der Impulsauflösung bei Verwendung der Kalibrationsresultate im Vergleich zur Verwendung der nominellen Werte. Die Eichung erfüllt damit ihren Zweck, Verschiebungen zu ermitteln, die eine bestm ogliche Energierekonstruktion erlauben, wenn auch zwischen der ermittelten Verschiebung und der tatsächlichen Strahllage in x ein Unterschied besteht.

Aus Abbildung B.4 ist ersichtlich, daß nach der Eichung generierte und rekonstruierte Energien und Winkel im Mittel übereinstimmen.

B.5 Impulsrekonstruktion

Abbildung B.4 zeigt den Vergleich zwischen simulierten und rekonstruierten Größen in der Monte–Carlo–Simulation. Es zeigt sich, daß nach der Kalibration weder die rekonstruierte Energie noch die Emissionswinkel systematisch verschoben sind. Die Energieauflösung beträgt für die simulierten Daten etwa 2 GeV, die Winkelauflösung in x und y $13\,\mu$rad. Während die Fehlerangaben der Rekonstruktion für die rekonstruierte Energie und den Emissionswinkel θ_y korrekt sind (Abb. B.4 c und i), sieht man in Abb. B.4 f), daß der Fehler des Emissionswinkels θ_x von der Rekonstruktion unterschätzt wird. Genauere Analysen zeigen, daß es systematische Abweichungen des rekonstruierten vom generierten Emissionswinkel θ_x gibt, die von der x–Vertexposition, der Protonenergie und dem θ_x abhängen. Nach einer Korrektur dieser systematischen Verschiebungen, die bei simulierten Daten möglich ist, zeigt sich, daß die Rekonstruktion den Fehler des Emissionswinkels, soweit er aus der Auflösung des Detektors herrührt, korrekt berechnet.

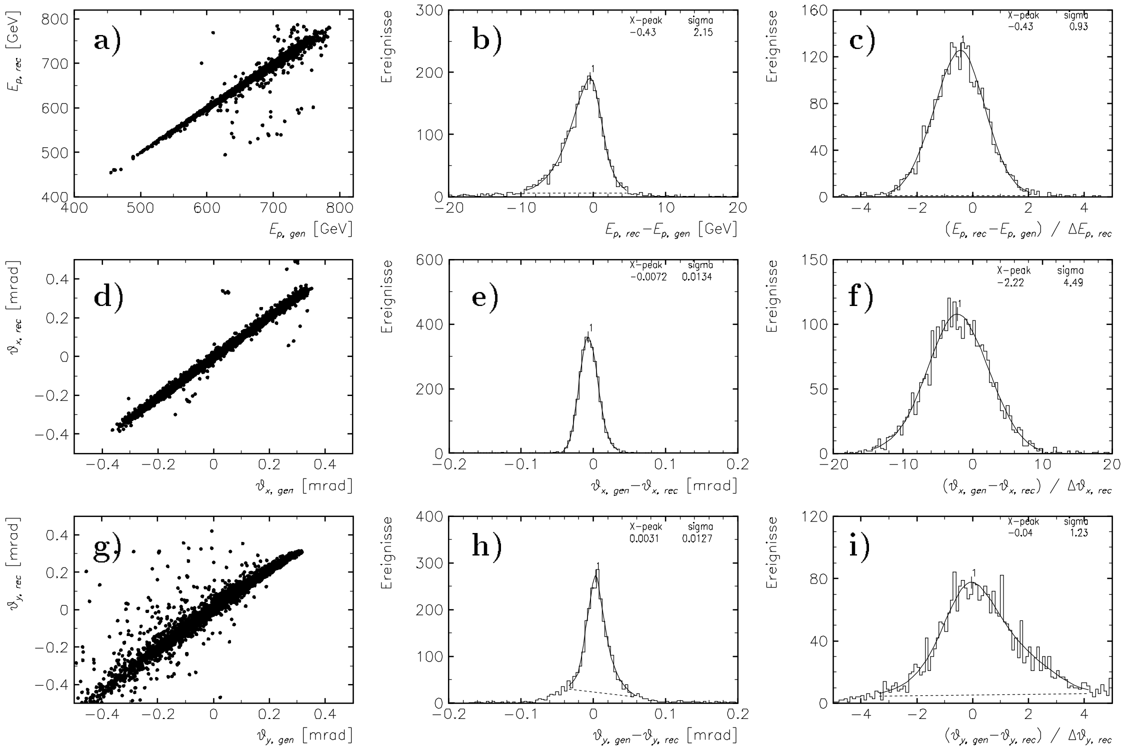


Abbildung B.4: Impulsauflösung simulierter Daten nach der Kalibration

Anhang C

Wirkungsquerschnitte in den $x, Q^2, x_{\mathbb{P}}$–Intervallen

Nr. j	Energieintervall	$x_{\mathbb{P}}$–Intervall	$x_{\mathbb{P}}$–Zentrum
1	580–620 GeV	0.293–0.244	0.268
2	620–660 GeV	0.244–0.195	0.220
3	660–700 GeV	0.195–0.146	0.171
4	700–740 GeV	0.146–0.098	0.122

Tabelle C.1: Definition der in der Analyse verwendeten Protonenergieintervalle
Die gemeinsame Unsicherheit aller $x_{\mathbb{P}}$–Werte aufgrund der globalen Unsicherheit der Protonenergiemessung von 8 GeV beträgt 0.010.

Nr.	x–Intervall	Q^2–Intervall [GeV^2]	x–Zentrum	Q^2–Zent. [GeV^2]	y–Zent.	Integral I^i [pb]	Korrektur $R = \infty$
1	0.00006–0.00018	2–3.5	0.00010	2.6	0.27	46124	−6.8 %
2	0.00018–0.00060	2–3.5	0.00033	2.6	0.086	61285	−0.6 %
3	0.00060–0.0018	2–3.5	0.0010	2.6	0.027	46384	−0.1 %
4	0.00018–0.00060	3.5–6	0.00033	4.4	0.149	31863	−1.8 %
5	0.00060–0.0018	3.5–6	0.0010	4.4	0.047	32401	−0.2 %
6	0.00018–0.00060	6–10	0.00033	7.5	0.25	16073	−5.9 %
7	0.00060–0.0018	6–10	0.0010	7.5	0.080	17526	−0.5 %
8	0.0018 –0.0060	6–10	0.0033	7.5	0.025	14150	−0.1 %
9	0.00060–0.0018	10–20	0.0010	13.3	0.142	12289	−1.6 %
10	0.0018 –0.0060	10–20	0.0033	13.3	0.045	14847	−0.2 %
11	0.00060–0.0018	20–50	0.0010	28.6	0.30	5549	−9.0 %
12	0.0018 –0.0060	20–50	0.0033	28.6	0.096	8451	−0.8 %

Tabelle C.2: Definition der x, Q^2–Intervalle und Integrale darüber
Das Integral I^i ist in Gl. 5.8 definiert. Die Korrektur für R gibt an, wie sich der Wert des Integrals ändert, wenn man statt $R = 0$ die Annahme $R = \infty$ macht.

i	j	x	$Q^2[\mathrm{GeV}^2]$	β	$x_{\mathbb{P}}$	n	$W \pm stat$	σ[pb]	$F_2^{LP(3)} \pm stat \pm fps \pm dis \pm norm$
1	1	0.00010	2.6	0.00037	0.268	36	84.55 ± 14.21	113.38	$0.0504 \pm 0.0085 \pm 0.0062 \pm 0.0058 \pm 0.0026$
1	2	0.00010	2.6	0.00045	0.220	69	161.81 ± 19.65	130.29	$0.0579 \pm 0.0070 \pm 0.0038 \pm 0.0067 \pm 0.0030$
1	3	0.00010	2.6	0.00058	0.171	67	158.33 ± 19.50	128.04	$0.0569 \pm 0.0070 \pm 0.0028 \pm 0.0066 \pm 0.0030$
1	4	0.00010	2.6	0.00082	0.122	44	105.23 ± 15.98	110.15	$0.0490 \pm 0.0074 \pm 0.0094 \pm 0.0057 \pm 0.0025$
2	1	0.00033	2.6	0.00123	0.268	46	112.29 ± 16.75	114.00	$0.0381 \pm 0.0057 \pm 0.0047 \pm 0.0033 \pm 0.0020$
2	2	0.00033	2.6	0.00150	0.220	106	262.71 ± 25.90	160.15	$0.0536 \pm 0.0053 \pm 0.0035 \pm 0.0047 \pm 0.0028$
2	3	0.00033	2.6	0.00193	0.171	114	282.91 ± 26.87	173.20	$0.0579 \pm 0.0055 \pm 0.0028 \pm 0.0051 \pm 0.0030$
2	4	0.00033	2.6	0.00270	0.122	77	193.80 ± 22.40	153.58	$0.0514 \pm 0.0059 \pm 0.0099 \pm 0.0045 \pm 0.0027$
3	1	0.00100	2.6	0.00373	0.268	23	56.27 ± 11.91	76.60	$0.0339 \pm 0.0072 \pm 0.0042 \pm 0.0037 \pm 0.0018$
3	2	0.00100	2.6	0.00455	0.220	37	93.03 ± 15.54	76.04	$0.0336 \pm 0.0056 \pm 0.0022 \pm 0.0036 \pm 0.0017$
3	3	0.00100	2.6	0.00585	0.171	41	105.28 ± 16.68	86.42	$0.0382 \pm 0.0061 \pm 0.0019 \pm 0.0041 \pm 0.0020$
3	4	0.00100	2.6	0.00820	0.122	38	92.98 ± 15.27	98.79	$0.0437 \pm 0.0072 \pm 0.0084 \pm 0.0047 \pm 0.0023$
4	1	0.00033	4.4	0.00123	0.268	32	77.69 ± 13.92	100.61	$0.0647 \pm 0.0116 \pm 0.0080 \pm 0.0048 \pm 0.0034$
4	2	0.00033	4.4	0.00150	0.220	64	152.70 ± 19.25	118.73	$0.0764 \pm 0.0096 \pm 0.0050 \pm 0.0057 \pm 0.0040$
4	3	0.00033	4.4	0.00193	0.171	79	194.03 ± 22.10	151.52	$0.0975 \pm 0.0111 \pm 0.0048 \pm 0.0073 \pm 0.0051$
4	4	0.00033	4.4	0.00270	0.122	53	129.09 ± 17.98	130.49	$0.0840 \pm 0.0117 \pm 0.0162 \pm 0.0063 \pm 0.0044$
5	1	0.00100	4.4	0.00373	0.268	28	69.81 ± 13.38	96.39	$0.0610 \pm 0.0117 \pm 0.0075 \pm 0.0071 \pm 0.0032$
5	2	0.00100	4.4	0.00455	0.220	45	113.94 ± 17.23	94.46	$0.0598 \pm 0.0090 \pm 0.0039 \pm 0.0070 \pm 0.0031$
5	3	0.00100	4.4	0.00585	0.171	48	114.77 ± 16.76	95.57	$0.0605 \pm 0.0088 \pm 0.0030 \pm 0.0071 \pm 0.0031$
5	4	0.00100	4.4	0.00820	0.122	33	81.08 ± 14.27	87.38	$0.0553 \pm 0.0097 \pm 0.0107 \pm 0.0065 \pm 0.0029$
6	1	0.00033	7.5	0.00123	0.268	17	42.17 ± 10.33	58.34	$0.0744 \pm 0.0182 \pm 0.0092 \pm 0.0073 \pm 0.0039$
6	2	0.00033	7.5	0.00150	0.220	25	59.49 ± 12.03	49.42	$0.0630 \pm 0.0127 \pm 0.0042 \pm 0.0062 \pm 0.0033$
6	3	0.00033	7.5	0.00193	0.171	34	79.27 ± 13.69	66.13	$0.0843 \pm 0.0146 \pm 0.0041 \pm 0.0083 \pm 0.0044$
6	4	0.00033	7.5	0.00270	0.122	31	75.76 ± 13.79	81.81	$0.1043 \pm 0.0190 \pm 0.0201 \pm 0.0103 \pm 0.0054$
7	1	0.00100	7.5	0.00373	0.268	11	25.01 ± 7.60	33.04	$0.0386 \pm 0.0117 \pm 0.0048 \pm 0.0037 \pm 0.0020$
7	2	0.00100	7.5	0.00455	0.220	37	87.05 ± 14.44	69.04	$0.0808 \pm 0.0134 \pm 0.0053 \pm 0.0077 \pm 0.0042$
7	3	0.00100	7.5	0.00585	0.171	32	74.29 ± 13.23	59.17	$0.0692 \pm 0.0123 \pm 0.0034 \pm 0.0066 \pm 0.0036$
7	4	0.00100	7.5	0.00820	0.122	21	49.17 ± 10.83	50.69	$0.0593 \pm 0.0131 \pm 0.0114 \pm 0.0057 \pm 0.0031$
8	1	0.00330	7.5	0.01231	0.268	8	17.32 ± 6.13	28.88	$0.0418 \pm 0.0148 \pm 0.0051 \pm 0.0052 \pm 0.0022$
8	2	0.00330	7.5	0.01500	0.220	30	77.61 ± 14.40	77.71	$0.1126 \pm 0.0209 \pm 0.0074 \pm 0.0139 \pm 0.0059$
8	3	0.00330	7.5	0.01930	0.171	18	47.97 ± 11.46	48.23	$0.0699 \pm 0.0167 \pm 0.0034 \pm 0.0086 \pm 0.0036$
8	4	0.00330	7.5	0.02705	0.122	17	44.12 ± 10.88	57.43	$0.0832 \pm 0.0205 \pm 0.0161 \pm 0.0102 \pm 0.0043$

Tabelle C.3: Meßwerte, Teil 1
i bezeichnet die Nummer des x, Q^2–Intervalles, j die Nummer des Protonenenergiebereiches. n ist die Anzahl der Ereignisse, W die Summe der Gewichte, σ der Wirungsquerschnitt. *fps*, *dis* und *norm* bezeichnen die systematischen Fehler, die von der Protonenergie abhängen (Abschnitt 5.8.2, Tabelle 5.9), *dis* den von x und Q^2 abhängigen Fehler (Abschnitt 5.8.3, Tabelle 5.10), und *norm* den Fehler in der Normierung von 5.2% (Abschnitt 5.8.1).

i	j	x	$Q^2[\mathrm{GeV}^2]$	β	$x_{\mathbb{P}}$	n	$W \pm stat$	σ[pb]	$F_2^{LP(3)} \pm stat \pm fps \pm dis \pm norm$
9	1	0.00100	13.3	0.00373	0.268	20	45.65 ± 10.26	59.78	$0.0997 \pm 0.0224 \pm 0.0123 \pm 0.0080 \pm 0.0052$
9	2	0.00100	13.3	0.00455	0.220	37	86.67 ± 14.35	68.15	$0.1137 \pm 0.0188 \pm 0.0075 \pm 0.0091 \pm 0.0059$
9	3	0.00100	13.3	0.00585	0.171	40	92.63 ± 14.76	73.15	$0.1220 \pm 0.0194 \pm 0.0060 \pm 0.0098 \pm 0.0063$
9	4	0.00100	13.3	0.00820	0.122	26	63.60 ± 12.65	65.01	$0.1085 \pm 0.0216 \pm 0.0209 \pm 0.0087 \pm 0.0056$
10	1	0.00330	13.3	0.01231	0.268	16	37.16 ± 9.36	58.44	$0.0807 \pm 0.0203 \pm 0.0099 \pm 0.0092 \pm 0.0042$
10	2	0.00330	13.3	0.01500	0.220	22	52.69 ± 11.31	49.76	$0.0687 \pm 0.0148 \pm 0.0045 \pm 0.0078 \pm 0.0036$
10	3	0.00330	13.3	0.01930	0.171	22	55.69 ± 12.05	52.82	$0.0729 \pm 0.0158 \pm 0.0036 \pm 0.0083 \pm 0.0038$
10	4	0.00330	13.3	0.02705	0.122	11	28.37 ± 8.69	34.83	$0.0481 \pm 0.0147 \pm 0.0093 \pm 0.0055 \pm 0.0025$
11	1	0.00100	28.6	0.00373	0.268	7	15.84 ± 5.99	21.70	$0.0802 \pm 0.0303 \pm 0.0099 \pm 0.0069 \pm 0.0042$
11	2	0.00100	28.6	0.00455	0.220	16	36.87 ± 9.27	30.34	$0.1121 \pm 0.0282 \pm 0.0074 \pm 0.0097 \pm 0.0058$
11	3	0.00100	28.6	0.00585	0.171	6	14.18 ± 5.80	11.72	$0.0433 \pm 0.0177 \pm 0.0021 \pm 0.0037 \pm 0.0023$
11	4	0.00100	28.6	0.00820	0.122	10	23.14 ± 7.33	24.75	$0.0915 \pm 0.0290 \pm 0.0177 \pm 0.0079 \pm 0.0048$
12	1	0.00330	28.6	0.01231	0.268	15	36.29 ± 9.45	48.27	$0.1171 \pm 0.0305 \pm 0.0144 \pm 0.0091 \pm 0.0061$
12	2	0.00330	28.6	0.01500	0.220	23	53.70 ± 11.31	42.89	$0.1040 \pm 0.0219 \pm 0.0069 \pm 0.0080 \pm 0.0054$
12	3	0.00330	28.6	0.01930	0.171	16	37.47 ± 9.39	30.05	$0.0729 \pm 0.0183 \pm 0.0036 \pm 0.0056 \pm 0.0038$
12	4	0.00330	28.6	0.02705	0.122	13	30.95 ± 8.65	32.13	$0.0779 \pm 0.0218 \pm 0.0150 \pm 0.0060 \pm 0.0041$

Tabelle C.4: Meßwerte, Teil 2

Danksagung

Anders als die untersuchten Protonen bewegt sich der Verfasser dieser Dissertation nicht im luftleeren Raum. Ich möchte mich daher ganz herzlich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Abeit beigetragen haben, indem sie mich begleitet, unterstützt und motiviert haben.

An erster Stelle steht Herr Prof. Dr. Wulfrin Bartel, dem ich für die hervorragende Betreuung während der gesamten Zeit meiner Arbeit danke. Sein Engagement für das FPS hat mich ebenso wie die anderen Mitglieder der FPS–Gruppe immer wieder mitgerissen, und sein Ansporn während der Datenanalyse hat viel zu deren Ergebnis beigetragen.

Herrn Prof. Dr. Erich Lohrmann danke ich für die Übernahme des zweiten Gutachtens.

Hanna Mahlke–Krüger hat mir mit der FPS–Simulation viel geholfen und den Leser vor zahllosen Tipp– und Kommafehlern bewahrt. Die verbliebenen Fehler gehen auf mein Konto.

Tim Wilksen danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit in den letzten Jahren. Ohne seinen unermüdlichen Einsatz hätte es weitaus weniger Daten zu analysieren gegeben.

Arnd Meyer und Andreas Meyer habe ich beim SpaCal– und Triggerteil der Arbeit wertvolle Hinweise und Zahlen zu verdanken.

Dr. Claus Kleinwort danke ich für Rat und Tat im Kampf mit der Datenbank.

Petra Merkel danke ich für das Korrekturlesen früher Versionen dieser Arbeit.

Bei den Mitgliedern der *diffractive working group*, besonders Prof. Dr. John Dainton, Prof. Dr. Felst, Dr. Julian Paul Phillips und Dr. Andrew Mehta bedanke ich mich für viele anregende Gespräche; Julian und Andrew danke ich auch für die $F_2^{D\,(3)}$–Daten.

Dr. André Schöning war der beste Gesprächspartner für alle Themen der Physik, die uns einfielen. Ich habe viel von ihm gelernt, wie auch von Dr. Carola Schmidt.

Allen Mitgliedern der Myongruppe, auch denen, die hier nicht namentlich aufgeführt sind, danke ich für die angenehme Arbeits– und Feierabendstimmung, die hier herrscht. Das gilt auch für all diejenigen, die ihre Zeit vor allem in der Halle Nord verbringen und mit großem Einsatz daran arbeiten, die Daten zu nehmen, mit denen dann „Physik gemacht“ wird. Es hat immer Spaß gemacht, in der Halle zu sein, wenn auch nicht immer, dorthin gerufen zu werden.

Bei meinem Bruder Martin und meinen Berliner, Hamburger und Münchner Freunden bedanke ich mich für ihre Freundschaft, ihren Rat und ihren Trost, die ich immer erhielt, wenn ich sie brauchte.

Auch der Schluß ist ein Ehrenplatz, und so möchte ich hier meinen Eltern danken, die mich immer bei allem unterstützt haben, was ich gemacht habe, und ohne die ich heute nicht da wäre, wo ich bin.