Nachweis vorwärts gestreuter Protonen in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit dem Vorwärtsprotonspektrometer von H1

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
TIM WILKSEN
aus Varel

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Bartel Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation:	09.02.2001
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden tiefinelastische Streuereignisse der Elektron–Proton–Wechselwirkung mit einem führenden Proton in einem Bereich des Protonimpulsbruchteils von $0.7 < z = E_{p'}/E_p < 0.9$ und einem Transversalimpuls $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ untersucht. Gemessen wird der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma\ (ep \to e'p'X)}{dx dQ^2 dz}$ in Abhängigkeit von der Bjorken–Skalenvariable x, dem Viererimpulsübertrag Q^2 und dem Bruchteil der Protonenergie z. Eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes führt auf die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z)$, gemessen in einem Bereich $6.0 \cdot 10^{-5} < x < 6.0 \cdot 10^{-3}$, $2.0\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50.0\ \mathrm{GeV}^2$ und $0.7 < z < 0.9$. In diesem Bereich dominiert die Streuung des Elektrons an leichten Mesonkonstituenten des Protons. Insbesondere tragen das Pion und das f_2–Meson zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei. Vergleiche der gemessenen Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ mit theoretischen Vorhersagen ergeben eine gute Übereinstimmung für die Abhängigkeit von der Variablen Q^2, die absolute Rate wird jedoch unterschätzt. Weiter werden der Beitrag der tiefinelastischen Streuprozesse mit einem führendem Proton zur Protonstrukturfunktion untersucht. Ihr Anteil beträgt 6% in dem genannten kinematischen Bereich. Die Multiplizitäten der untersuchten Ereignisklasse entsprechen denen tiefinelastischer Ereignisse.

Abstract

In this thesis Deep–Inelastic Scattering events are investigated in electron–proton interactions with a leading proton for proton momentum fractions of $0.7 < z = E_{p'}/E_p < 0.9$ and transverse momenta $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$. The threefold differential cross section $\frac{d^3\sigma\ (ep \to e'p'X)}{dx dQ^2 dz}$ is measured as a function of the Bjorken–scaling variable x, the four–momentum transfer squared Q^2 and the proton energy fraction z. A parameterisation gives the structure function $F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z)$, measured within the range $6.0 \cdot 10^{-5} < x < 6.0 \cdot 10^{-3}$, $2.0\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50.0\ \mathrm{GeV}^2$ and $0.7 < z < 0.9$. In this kinematic region, electron scattering off the light meson constituents of the proton dominates. Mainly the pion and the f_2 meson contribute to the measured cross section. Comparisons of $F_2^{LP(3)}$ with theoretical models fit the Q^2 dependency well, however they fail to describe the absolute rate. The fraction of events with a leading proton in Deep–Inelastic Scattering is also analysed. These contribute 6 % within the given kinematic region. The multiplicities of the analysed events are comparable to those of inclusive deep inelastic scattering.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit Ende der sechziger Jahre wird die hochenergetische Streuung von Leptonen an Nukleonen erforscht. Gegenstand der Untersuchungen ist die innere Struktur des Nukleons, um so ein besseres Verständnis über den Aufbau der Materie zu erhalten.

Das H1–Experiment ist einer der aktuellen Versuche, die Protonstruktur mit Hilfe der *tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung*[1] zu bestimmen. Dieses wird an der Hadron–Elektron-Ring–Anlage (HERA[2]), bei der Elektronen mit Protonen in einem Ringbeschleuniger kollidieren, durchgeführt. HERA stellt bezüglich der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie eine wesentliche Erweiterung des zugänglichen kinematischen Bereiches dar. Während in bisherigen Experimenten stets Leptonen mit einem ruhenden Target kollidierten und eine Schwerpunktsenergie von maximal 35 GeV zur Verfügung stand, beträgt diese bei HERA etwa 318 GeV. Dieses ermöglicht die Messung von Viererimpulsübertragsquadraten Q^2 zwischen Elektron und Proton bis zu Werten von $10^5\,\mathrm{GeV}^2$ und die Messung der Bjorken–Skalenvariable x bis zu Werten von $5 \cdot 10^{-6}$. HERA erlaubt darüberhinaus eine genauere Untersuchung des hadronischen Endzustandes als in Experimenten mit ruhendem Target.

Im Jahr 1993 ist bei HERA eine Klasse von Ereignissen gefunden worden [H1C94, ZEU93a], bei denen sich zwischen dem in Vorwärtsrichtung gestreuten Proton bzw. Protonrest und den im Zentralbereich des Detektors durch Fragmentation entstandenen Hadronen in einem weiten Polarwinkelbereich keine weiteren Teilchen beobachten ließen. Die Ereignisklasse weist typische Merkmale der diffraktiven Streuung auf, wie man sie aus Hadron–Hadron–Experimenten kennt. Diese langreichweitige Wechselwirkung läßt sich beschreiben durch den Austausch eines farbneutralen Zustands. Zwischen dem Proton und den fragmentierten Hadronen entsteht dabei kein Farbfeld, was zu der charakteristischen Lücke in der Ereignistopologie führt. Allgemeiner gesprochen lassen sich tiefinelastische Streuprozesse, bei denen die langreichweitigen Komponenten dominieren, als Wechselwirkung des vom Elektron abgestrahlten Photons mit leichten Mesonkonstituenten des Protons ansehen[3]. Den größten Wechselwirkungslängen ordnet man als Austauschteilchen das Pion zu, aber auch der Austausch von ϱ–, ω–, a_2– oder f_2–Mesonen trägt zum Streuquerschnitt bei. Typischerweise erhält das Pion dabei einen Bruchteil von mehr als 10 % des Protonimpulses, das f_2 mehr als 5 %. Wird das Proton hierbei elastisch gestreut, so trägt dieses den Großteil der ursprünglichen Energie E_p mit sich. Der Impulsbruchteil des gestreuten Protons wird im folgenden mit der Variablen $z = E_{p'}/E_p$ bezeichnet.

[1] Sie wird auch *Deep Inelastic Scattering (DIS)* genannt.

[2] HERA ist beheimatet am Deutschen Elektronen–Synchrotron in Hamburg.

[3] Dieses läßt sich über die Heisenbergsche Unschärferelation zeigen. Geht man von einem Potentialansatz $V(r) \propto \alpha_s/r + \lambda r$ aus, wobei r die Wechselwirkungslänge ist, α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und λ der Parameter der langreichweitigen Komponente, so läßt sich für ein Austauschteilchen der Masse m schreiben: $r = \hbar/mc$.

In der vorliegenden Analyse werden tiefinelastische Ereignisse mit einem führenden Proton untersucht. Das unter kleinen Winkeln gestreute Proton läßt sich mit Hilfe des Vorwärtsprotonspektrometers am H1–Experiment nachweisen. Bestimmt wird der inklusive, dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma(x, Q^2, z)/dxdQ^2dz$ im Bereich $6.0 \cdot 10^{-5} < x < 6.0 \cdot 10^{-3}$, $2.0\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50.0\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.7 < z < 0.9$ sowie dessen Parametrisierung[4] $F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z)$. In dem zugänglichen kinematischen Bereich sind der Austausch eines Pions oder eines sekundären Reggeons die dominanten Beiträge zum beobachteten Wirkungsquerschnitt [H1C98b]. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, eine verbesserte Messung der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ zu erreichen sowie den Anteil von Ereignissen mit einem vorwärts gestreuten Proton in der tiefinelastischen Streuung zu bestimmen. Die Spurmultiplizitäten dieser Ereignisse werden mit denen von tiefinelastischen verglichen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im zweiten Kapitel wird ein Überblick über die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Streuung gegeben und es werden die zur Beschreibung benötigten kinematischen Größen erläutert. Weiter wird auf die Meßgrößen eingegangen, die in einer semiinklusiven Messung eines tiefinelastischen Streuprozesses mit vorwärts gestreutem Proton gebräuchlich sind.

In Kapitel 3 wird der H1–Detektor vorgestellt und auf das Vorwärtsprotonspektrometer eingegangen, welches die Detektorkomponente zum Nachweis führender Protonen darstellt. Weiter werden die Detektoren des Spektrometers, die Ausleseelektronik sowie das *Slow Control System* erklärt. Letzteres dient u.a. der Steuerung der bewegbaren Detektoren und der Messung ihrer aktuellen Position relativ zum umlaufenden Protonstrahl. Die verwendeten Steuerungssysteme und –programme werden beschrieben. Nach der Auslese der Daten wird die Rekonstruktion von Ereignissen mit Protonkandidaten vorgestellt. Die Kalibration des Spektrometers mit den Daten des Jahres 1996 bildet den Abschluß.

In Kapitel 4 wird die Auswahl der in dieser Analyse verwendeten Daten vorgestellt und die Selektionskriterien besprochen.

In Kapitel 5 wird die Messung des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^3\sigma/dxdQ^2dz$ für tiefinelastische Streuereignisse mit einem vorwärts gestreuten Proton vorgestellt und die Parametrisierung $F_2^{LP(3)}$ bestimmt. Ein Vergleich mit Modellen, die zur Beschreibung des Pion– bzw. Pomeronaustausches in der tiefinelastischen Streuung verwendet werden, folgt anschließend. Weiter wird der Anteil an Ereignissen mit einem vorwärts gestreuten Protonen in tiefinelastischen Streuprozessen gemessen.

In Kapitel 6 werden Rapiditätsverteilungen und Multiplizitäten des hadronischen Endzustandes der selektierten Ereignisklasse mit einem vorwärts gestreuten Proton im Vergleich zu den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung betrachtet.

In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Analysen der Daten mit vorwärts gestreuten Protonen mit dem H1–Vorwärtsprotonspektrometer gegeben.

[4] Hierbei bedeutet *LP Leading Proton*, und die Zahl 3 repräsentiert die Abhängigkeit von den Variablen x, Q^2 und z, siehe auch Abschnitt 2.1.1.

Kapitel 2

Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung mit vorwärts gestreutem Proton

Ein grundlegender Prozeß bei HERA ist die tiefinelastische Streuung[1] eines Leptons an einem Proton. Dabei vermittelt ein virtuelles Eichboson, γ, Z^0 oder $W^\pm$, die Wechselwirkung. Im Falle des γ– und Z^0–Austausches behält das gestreute Lepton seine Ladung, man ordnet diese Ereignisse dem neutralen Strom (NC = Neutral Current) zu. Beim Austausch eines $W^\pm$–Bosons ist das auslaufende Lepton entweder ein Neutrino oder ein Antineutrino. Diese Ereignisse werden den Prozessen des geladenen Stroms (CC = Charged Current) zugeschrieben. Im Bereich niedriger Impulsüberträge $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ dominiert der Austausch eines virtuellen Photons[2] und somit überwiegen die Ereignisse des neutralen Stroms.

Der leptonische Vertex läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnen, der Protonvertex hingegen wird mit Hilfe von Strukturfunktionen parametrisiert, die die Eigenschaften des Hadrons beschreiben. Die der tiefinelastischen Streuung zugrunde liegende Kinematik und die Strukturfunktion des Protons werden in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben. Dabei wird auf den speziellen Fall eingegangen, daß das gestreute Proton intakt bleibt und vermessen werden kann. Die Kinematik dieses semiinklusiven Streuprozesses $ep \to e'p'X$ und dessen Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte werden im zweiten Teil des Kapitels besprochen.

2.1 Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuprozesse

2.1.1 Kinematik

Die Abbildung 2.1 definiert die kinematischen Variablen, die zur Beschreibung eines tiefinelastischen Streuprozesses bei HERA gebräuchlich sind.

[1] Oft auch kurz mit *DIS (Deep Inelastic Scattering)* bezeichnet.

[2] Entscheidend ist der Propagatorfaktor $Q^2/(Q^2 + M_{Boson})^2$. Durch die Masse des Z^0–Bosons $m_{Z^0} \approx 91$ GeV [PDG00] sind die zugehörigen Beiträge einschließlich des Interferenzterms unterdrückt. Bei einem Viererimpulsquadrat von $1000\,\mathrm{GeV}^2$ beträgt der Beitrag des Z^0–Austausches etwa 1 %, der des Interferenzterms zwischen Z^0 und γ etwa 4 % für Impulsquadrate von etwa $31000\,\mathrm{GeV}^2$.

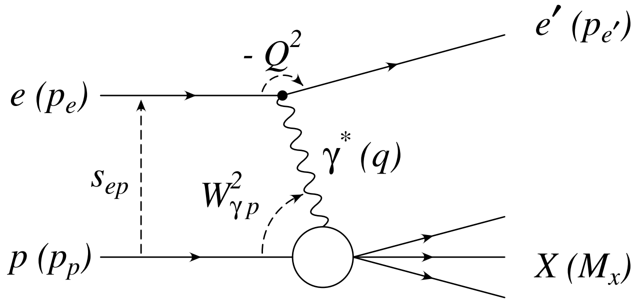


Abbildung 2.1: *Kinematische Variablen, die zur Beschreibung eines tiefinelastischen Prozesses gebräuchlich sind. In Klammern sind die Bezeichnungen der Viererimpulse bzw. die Masse des hadronischen Endzustandes angegeben.*

Der Viererimpuls[3] des einlaufenden Protons wird mit p_p bezeichnet, der des einlaufenden Elektrons[4] mit p_e, ihre Energien mit E_p und E_e und die Ruhmassen mit m_p und m_e. Im Jahr 1996 sind bei HERA Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht worden, im folgenden wird aber der Einfachheit halber stets vom Elektron gesprochen.

Die Vierervektoren sind definiert als $p = (E,\ \vec{p})$ und das Skalarprodukt zweier Vierervektoren p_1 und p_2 durch $p_1 \cdot p_2 = E_1 E_2 - \vec{p_1} \cdot \vec{p_2}$. Die Viererimpulse des gestreuten Elektrons und des Photons lauten $p_{e'}$ und $q = p_e - p_{e'}$. Die Virtualität des Photons wird durch

$$Q^2 = -q^2 > 0 \tag{2.1}$$

bezeichnet. Für $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$ wird das ausgetauschte Photon quasireell und kann nur noch transversale Polarisationsfreiheitsgrade tragen. Solche Prozesse werden der Photoproduktion zugeordnet. Für $Q^2 > 0\,\mathrm{GeV}^2$ sind auch longitudinale Polarisationsfreiheitsgrade möglich. Das Quadrat der Elektron-Proton-Schwerpunktenergie wird mit

$$s_{ep} = (p_e + p_p)^2 = 2\,p_p \cdot p_e + m_e^2 + m_p^2 \approx 2p_p \cdot p_e \approx 4E_pE_e \tag{2.2}$$

beschrieben. Das Quadrat der Schwerpunktenergie des Photon-Proton-Systems lautet

$$W_{\gamma p}^2 = (p_p + q)^2 = 2\,p_p \cdot q + m_p^2 - Q^2 \approx 2\,p_p \cdot q - Q^2\ . \tag{2.3}$$

Zur Beschreibung der tiefinelastischen Kinematik werden weitere, dimensionslose Größen verwandt. Die Bjorkensche Skalenvariable x, die als Impulsanteil des gestoßenen Partons am Gesamtimpuls des einlaufenden Protons interpretiert werden kann, wird gebildet durch

$$x = \frac{Q^2}{2\,p_p \cdot q} = \frac{Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2 - m_p^2} \approx \frac{Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2}\ ,\ x \,\epsilon\, [0, 1]\ . \tag{2.4}$$

Die Inelastizität y, die im Ruhesystem des Protons den normierten Energieübertrag des Elektrons an das Proton angibt, ist

$$y = \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \approx \frac{W_{\gamma p}^2 + Q^2}{s_{ep}}\ ,\ y \,\epsilon\, [0, 1]\ . \tag{2.5}$$

[3]In der vorliegenden Arbeit werden Vektorgrößen mit drei Komponenten durch einen Pfeil über der Variablen gekennzeichnet sowie die natürlichen Einheiten $\hbar = c = 1$ verwendet.

[4]Bei HERA können neben Elektronen auch Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht werden, wie es in den Jahren 1994 - 1997 und 1999 - 2000 der Fall war. Der Unterschied von Streuprozessen mit einem Elektron oder einem Positron ist für die vorliegende Analyse nicht von Bedeutung.

Die Photonvirtualität läßt sich unter Verwendung der obigen Größen ausdrücken durch

$$Q^2 = xy(s_{ep} - m_e^2 - m_p^2) \approx xys_{ep} \ . \tag{2.6}$$

Von den Parametern x, Q^2 und y sind jeweils zwei unabhängig.

2.1.2 Parametrisierung des inklusiven Wirkungsquerschnittes

Im Falle des neutralen Stroms läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Streuung eines Leptons an einem Hadron mit Hilfe des Matrixelements $\mathcal{M}$ zwischen Lepton– und Hadronvertex ausdrücken durch [Per82]:

$$d\sigma \propto |\mathcal{M}|^2 \propto \frac{\alpha^2}{Q^4} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \ , \tag{2.7}$$

wobei α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ist, $L_{\mu\nu}$ den leptonischen und $H^{\mu\nu}$ den hadronischen Tensor beschreiben. Während $L_{\mu\nu}$ sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik exakt berechnen läßt, gilt dieses nicht für den hadronischen. Dieser läßt sich jedoch parametrisieren mit Hilfe von drei Strukturfunktionen F_1, F_2 und F_3. Sie beschreiben in Abhängigkeit von den Variablen x, Q^2 und y die Eigenschaften des Hadrons, hier des Protons. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Streuung eines Elektrons an einem Proton läßt sich dann schreiben als:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{e^\pm}}{dx dQ^2} &= \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) 2xF_1(x,Q^2) \right. \\
&\left. +(1-y)\left(F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)\right) \mp \left(y - \frac{y^2}{2}\right) xF_3(x,Q^2) \right\} \ .
\end{aligned}$$

Im Bereich kleiner Viererimpulsüberträge $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ ist der Beitrag der Strukturfunktion F_3 vernachlässigbar. Oft definiert man den Ausdruck $F_2 - 2xF_1$ als longitudinale Strukturfunktion F_L. Sie ist direkt proportional zum longitudinalen Wirkungsquerschnitt[5] $\sigma_L^{\gamma^* p}$. Mit $R = \sigma_L/\sigma_T = (F_2 - 2xF_1)/2xF_1$ als dem Verhältnis des Wirkungsquerschnittes mit longitudinal polarisierten Photonen zu dem mit transversal polarisierten Photonen liest sich der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt wie

$$\frac{d^2\sigma_{e^\pm}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2} \left(\frac{1}{1 + R(x,Q^2)} \right) \right\} F_2(x,Q^2) \ , \tag{2.8}$$

bei Vernachlässigung der Strukturfunktion F_3. In diesem Ausdruck entspricht $R = 0$ dem Austausch nur transversal polarisierter Photonen, $R \to \infty$ dem Austausch nur longitudinal polarisierter Photonen.

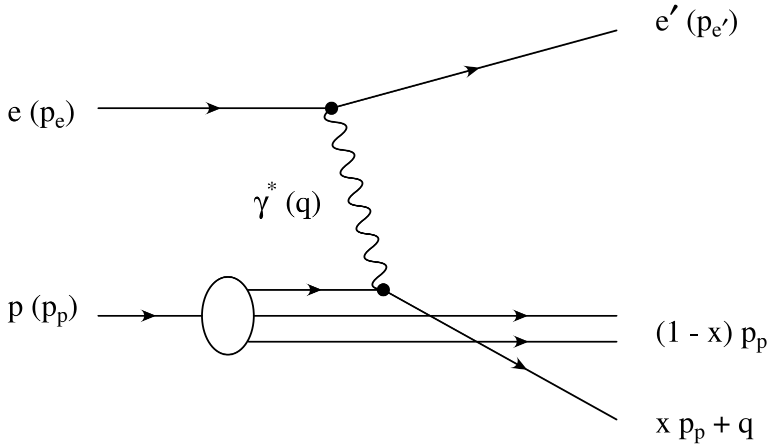


Abbildung 2.2: *Streuung eines vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons an einem Parton, wie es im naiven Quarkpartonmodell zu verstehen ist. Das virtuelle Photon schlägt ein Quark aus dem Proton heraus. Dabei bleiben die zwei weiteren Quarks im Proton unberührt von dem Geschehen.*

2.1.3 Quark–Partonmodell

Tiefinelastische Streuexperimente am SLAC [Brei69] bestätigten die 1967 von Bjorken aufgestellte Hypothese [Bjo69], daß die Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ für $Q^2 \to \infty$ und $pq \to \infty$ gegen einen endlichen Grenzwert streben. Die Funktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ hängen dann nur noch von dem dimensionslosen und endlichen Verhältnis $x = \frac{Q^2}{2pq}$ ab. Sie sind *skaleninvariant*.

Feynman interpretierte die Skaleninvarianz mit Hilfe des *Parton–Modells* [Fey69] als Folge elastischer Streuung der Leptonen an punktförmigen Konstituenten, den *Partonen*. In diesem Modell setzt sich das Proton aus punktförmigen, masselosen Konstituenten zusammen. Man wählt ein Bezugssystem, in welchem für den Impulsbetrag des Protons $|\vec{p}| \to \infty$ gilt. So kann die inelastische Streuung eines Photons am Proton als elastische Streuung des Photons an den Konstituenten interpretiert werden, wie in Abbildung 2.2 gezeigt ist. Die Konstituenten wechselwirken innerhalb einer so kurzen Zeitskala $\propto 1/Q^2$, daß sie sich aufgrund der relativistischen Zeitdilatation in diesem Bezugssystem wie quasifreie Teilchen verhalten. Während ein Parton mit dem Photon wechselwirkt, bewegen sich die anderen ungestört weiter.

In diesem Modell gibt die Bjorken-Variable x an, welchen Bruchteil des Protongesamtimpulses das gestreute Parton trägt. Man definiert die Partondichte f_i derart, daß $f_i(x)dx$ die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß ein Parton i mit einem Impulsbruchteil x innerhalb des Intervalls $[x, x+dx]$ gefunden wird. Mit e_i als Elementarladung des Partons i lassen sich die Strukturfunktionen F_1 und F_2 durch die Partondichten $f_i(x)$ und $\overline{f_i(x)}$ für die Antiteilchen schreiben als:

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 (f_i(x) + \overline{f_i(x)}) \tag{2.9}$$

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x (f_i(x) + \overline{f_i(x)})\,. \tag{2.10}$$

[5] Faßt man die tiefinelastische Streuung $ep \to e'X$ als Photon–Proton–Absorption $\gamma^* p \to X$ auf, bei der das Elektron die Quelle virtueller Photonen darstellt, so läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt für den Photon–Proton–Streuprozeß angeben als $\sigma^{ep\to e'X} \propto f_{\gamma/e}\sigma_{tot}^{\gamma^* p}$. Für transversale resp. longitudinal polarisierte Photonen läßt sich dieser Wirkungsquerschnitt aufteilen in $\sigma_{tot} = \sigma_T + \sigma_L$. Es gilt dann $\sigma_T \propto 2xF_1$ und $\sigma_L \propto F_2 - 2xF_1$.

Daraus läßt sich die folgende Beziehung zwischen F_1 und F_2 ableiten:

$$F_2(x) = 2xF_1(x)\,. \tag{2.11}$$

Sie wird *Callan–Gross–Beziehung* [Cal69] genannt. Diese Relation wird erwartet, geht man von einer elastischen Streuung an punktförmigen Partonen mit einem Spin $\frac{1}{2}$ aus. Messungen von SLAC–Experimenten [Tay69] bestätigten für kleine Impulsüberträge $1.5\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 16\,\mathrm{GeV}^2$ die obige Relation. Die Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ sind mit den *Quarks* zuerst von Gell–Mann [Gel64] in Verbindung gebracht worden und das Partonmodell von Feynman um diese auf das *Quark–Partonmodell* erweitert worden [Bjo69b, Kut71].

Die Normierungsvorschrift für die Partondichteverteilungen f_i im Proton ist durch die Impulssummenregel

$$\sum_i \int_0^1 x dx \left(f_i(x) + \overline{f_i(x)} \right) = 1 \tag{2.12}$$

gegeben. Experimentelle Messungen jedoch ergeben, daß die Quarks lediglich die Hälfte des Gesamtimpulses tragen. Der fehlende Betrag muß von weiteren ungeladenen Konstituenten des Protons aufgebracht werden.

2.1.4 Quantenchromodynamik und Partonevolution

In der Quantenchromodynamik wird die starke Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von Vektorbosonen, den *Gluonen*, vermittelt. Dazu wird ein weiterer Freiheitsgrad, die Farbladung, eingeführt. Sie kann in Analogie zur elektrischen Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung gesehen werden. Jedes der Quarks kann in drei Farbzuständen erscheinen. Sie bilden zusammen ein Farbtriplett, die ebenfalls Farbladung tragenden Gluonen ein Farboktett. Zusammen bilden sie die SU(3)–Symmetriegruppe. Die Gluonen können auch untereinander wechselwirken. Als Folge dessen nimmt die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ für kleiner werdende Abstände $r \propto 1/\sqrt{Q^2}$ zwischen zwei Farbladung tragenden Teilchen ab: $\alpha_s(Q^2) \to 0$ für $Q^2 \to \infty$. Dieser Effekt wird auch *asymptotische Freiheit* genannt, da sich die Quarks hierbei wie quasi-freie Teilchen verhalten. Im Falle kleiner Impulsüberträge $Q^2 \to 0$ werden die Kopplungen zwischen den Quarks und Gluonen stärker, was zum *Confinement* führt: die Quarks sind im Proton eingeschlossen und lassen sich somit nicht als freie Teilchen beobachten.

Die Q^2–Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten wird bestimmt durch die Renormalisierungsgruppengleichung und die β–Funktion der QCD. Eine Lösung dieser Differentialgleichung läßt sich unter Verwendung eines freien Parameters Λ als eine Entwicklung nach Potenzen von $1/\ln Q^2$ schreiben. Die Größe Λ parametrisiert die Q^2–Abhängigkeit von α_s. Wird die Entwicklungsreihe nach dem ersten Glied abgebrochen (führende Ordnung), so kann man α_s wie folgt formulieren [Per82, PDG00]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln Q^2/\Lambda^2} \tag{2.13}$$

mit $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$ und n_f der Anzahl der Quarksorten. Die Kopplungskonstante hängt somit von der Skala ab, bei der die Wechselwirkung abläuft, hier Q^2. Ein Mittelwert ist $\alpha_s(M_Z) = 0.1191 \pm 0.002$ [PDG00], woraus sich unter Verwendung von Gleichung 2.13 ein $\Lambda = 208^{+25}_{-23}$ MeV ergibt. Zur störungstheoretischen Berechnung von Wirkungsquerschnitten muß α_s genügend klein sein.

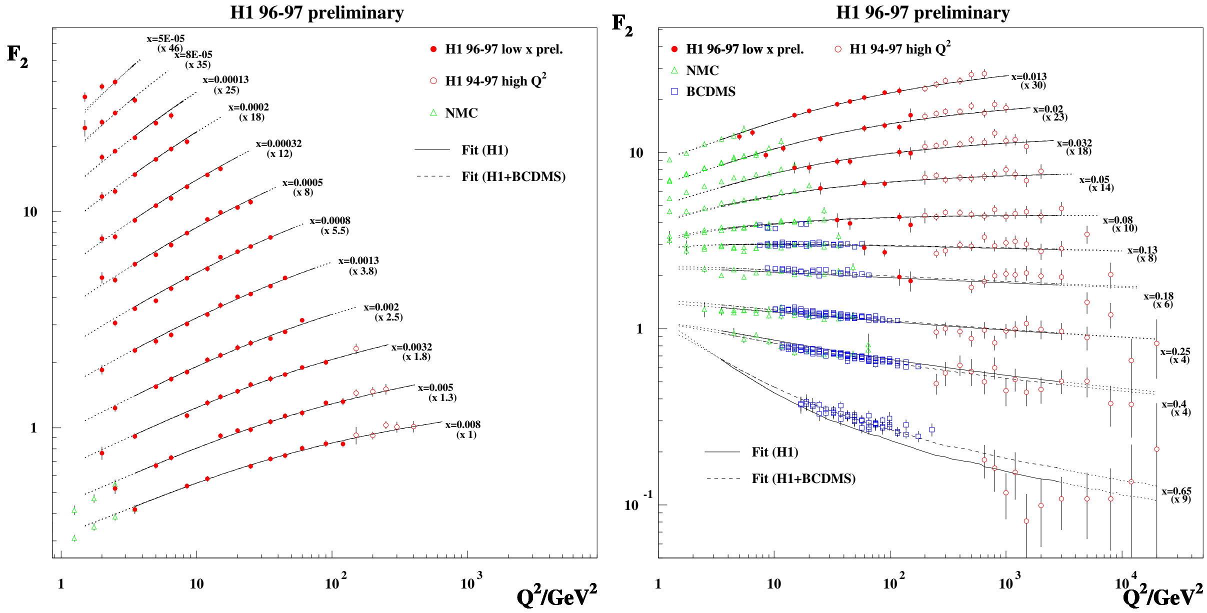


Abbildung 2.3: *Messung der Protonstrukturfunktion* $F_2(x, Q^2)$ *am H1–Experiment in Abhängigkeit vom Impulsübertrag* Q^2 *für verschiedene Werte der Bjorken-Variablen* x *von* $x = 5 \cdot 10^{-5}$ *bis* $x = 0.65$ *[H1C00a].*

Eine weitere Beobachtung in der tiefinelastischen Streuung ist die *Skalenverletzung*. Messungen der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ [Brei69, H1C95a, H1C96d, H1C00a, ZEU93b, ZEU96a] im Bereich kleiner x weisen einen deutlichen Anstieg für hohe Q^2 auf, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Eine anschauliche Interpretation läßt sich mit Hilfe der Quantenchromodynamik geben. Ein Quark, das von einem Photon bei $Q^2 = Q_0^2$ gesehen wird und einen Impulsbruchteil x_0 mit sich trägt, kann mit Erhöhung des Impulsübertrags Q^2 in immer mehr Quarks und Gluonen aufgelöst werden. Diese haben einen Impulsbruchteil $x < x_0$. D.h. je größer man die Skala Q^2, mit der man die Protonstruktur untersucht, wählt, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, Quarks mit sehr kleinem x zu finden, und desto kleiner die Wahrscheinlichkeit, daß noch Quarks mit großen Impulsbruchteilen x auftreten. Die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wächst zu kleinen x und großen Q^2 an.

Strukturfunktionen lassen sich aufgrund des QCD–Faktorisierungstheorem [Col85] in einen langreichweitigen und einen kurzreichweitigen Anteil faktorisieren:

$$F_2(x, Q^2) \propto \sum_i \int_x^1 dx_h C_i \left(\frac{x}{x_h}, \alpha_s(\mu_F^2), \frac{\mu_f^2}{\mu^2}, \frac{Q^2}{\mu^2} \right) f_{i/h}(x_h, \mu, \mu_F^2) \, . \tag{2.14}$$

Die Wilson–Koeffizientenfunktionen C_i eines Partons i repräsentieren die harten Subprozesse, z.B. $\gamma^* q \to q\overline{q}$, und lassen sich mit Hilfe der Störungstheorie im Rahmen der QCD berechnen. Alle nicht in perturbativer Näherung berechenbaren Anteile gehen in die Partondichteverteilungen $f_{i/h}$ eines Partons i mit dem Impulsanteil x_h am Hadron h ein. Diese hängen nicht von dem Parton i ab, wohl aber von der Zusammensetzung des betrachteten Hadrons h. Als Renormalisierungsskala wird $\mu^2 \approx Q^2$ gewählt, μ_F dagegen gibt die Faktorisierungsskala an und definiert den Übergang von perturbativer zu nicht-perturbativer QCD.

Die Partondichteverteilungen und deren Entwicklung in Q^2 werden auf der Basis des Faktorisierungstheorems durch die DGLAP–Evolutionsgleichungen [Gri72, Gri72b, Alt77, Dok77] beschrieben. Vorausgesetzt wird dabei, daß die Kopplungskonstante α_s klein ist, so daß störungstheoretische Methoden angewendet werden können. In führender Ordnung (*Leading Order*) sind mit $q_i(x), \overline{q_i}(x)$ als den Quark– bzw. Antiquarkverteilungen sowie $g(x)$ als den Gluondichteverteilungen die DGLAP–Gleichungen gegeben durch

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dx'}{x'}\left\{\sum_j q_j(x',Q^2)P_{q_iq_j}\left(\frac{x}{x'}\right) + g(x',Q^2)P_{q_ig}\left(\frac{x}{x'}\right)\right\}\ , \quad (2.15)$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dx'}{x'}\left\{\sum_j q_j(x',Q^2)P_{gq_j}\left(\frac{x}{x'}\right) + g(x',Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{x'}\right)\right\}\ . \quad (2.16)$$

Die Evolutionskerne oder auch Splitting–Funktionen genannten $P_{ij}(x/x')$ beschreiben die Übergangswahrscheinlichkeit eines Partons j mit einem Impulsbruchteil x' in ein Parton i mit dem Impulsbruchteil $x < x'$. Nimmt man ein bestimmtes Renormalisierungsschema an, so erhält man die Splittingfunktionen aus einer Entwicklung

$$\frac{\alpha_s}{2\pi}P_{ij}(x,Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi}P_{ij}^{(1)}(x) + \frac{\alpha_s^2}{4\pi^2}P_{ij}^{(2)}(x) + \dots \quad (2.17)$$

Die DGLAP–Gleichungen entsprechen der Summation von Termen $\alpha_s^n \ln^n Q^2/Q_0^2$ unter der Annahme, daß die Kopplungskonstante klein ist, $\alpha_s(Q_0^2) \ll 1$, und für x und Q^2 gilt:

$$\alpha_s(Q_0^2)\ln Q^2/Q_0^2 \approx 1 \quad (2.18)$$

und

$$\alpha_s(Q_0^2)\ln 1/x \ll 1\ . \quad (2.19)$$

Diese Näherung, auch *Leading Logarithm Approximation (LLA)* gennant, führt zu einer strengen Ordnung der Transversalimpulse k_t aller aufeinanderfolgenden Partonemissionen

$$Q^2 \ll k_{t,N} \ll k_{t,N-1} \ll \dots \ll k_{t,1} \ll Q_0^2\,, \quad (2.20)$$

$$x < x_n < x_{n-1} < \dots < x_1 < x_0\,. \quad (2.21)$$

Ist die x–Abhängigkeit für ein festes, vorgegebenes Q_0^2 bekannt, so lassen sich mit Hilfe der DGLAP–Gleichungen die Partonverteilungen für beliebige $Q^2 > Q_0^2$ vorhersagen. Diese hängen schließlich noch von der Wahl der Skala μ, d.h. dem Renormalisierungsschema ab. Im DIS–Schema ist der Zusammenhang 2.10 zwischen der Protonstrukturfunktion F_2 und den Partondichteverteilungen f_i für alle Ordnungen gültig. Im $\overline{MS}$–Schema gilt dies nur bis zur führenden Ordnung in der Entwicklungsreihe der Splittingfunktionen.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron–Protonstreuung läßt sich zur Zeit nicht berechnen und kann nur gemessen werden. Mit Hilfe der DGLAP–Evolutionsgleichungen kann man bei bekanntem Wirkungsquerschnitt für ein vorgegebenes x und Q_0^2 diesen auch für beliebige $Q^2 > Q_0^2$ vorhersagen. Neben den Partondichteverteilungen lassen sich die Gluondichte und auch die starke Kopplungskonstante aus den experimentellen Messungen bestimmen. Messungen für die Protonstrukturfunktion F_2 sind an Experimenten mit ruhendem Target durchgeführt worden, z.B. [Bjo69b, Brei69, BCD89, Emn96, NMC95] sowie in den letzten Jahren bei HERA [H1C95a, H1C96d, ZEU93b, ZEU96a]. Eine aktuelle Messung [H1C00a], die einen Bereich in der Bjorken-Skalenvariablen von $x = 5 \cdot 10^{-5}$ bis $x = 0.65$ überspannt, ist in Abbildung 2.3 zu finden.

2.2 Semiinklusive tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung

Im tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuprozeß $ep \to e'X$ wird meistens das Proton durch den hohen Impulsübertrag des virtuellen Photons zerstört. Es entsteht ein hadronischer Endzustand, hier mit X bezeichnet. Fordert man, daß das Proton im Endzustand erhalten bleibt, so spricht man auch von einem semiinklusiven Streuprozeß. Für einen kleinen Teil der tiefinelastischen ep–Streuereignisse ist dies der Fall. Dabei werden die Protonen unter sehr kleinen Emissionswinkeln in Vorwärtsrichtung gestreut. Mit geeigneten Detektoren läßt sich das Proton nachweisen und sein Impuls vermessen. Anschaulich kann man diesen Streuprozeß $ep \to e'p'X$ durch den Austausch eines virtuellen Teilchens beschreiben, welches vom Proton emittiert wird und anschließend mit dem virtuellen Photon wechselwirkt. Ein solcher Prozeß ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Man erwartet, daß ein erheblicher Beitrag zum Wirkungsquerschnitt dieser semiinklusiven Reaktionen mit vorwärts gestreutem Proton durch den Austausch von Mesonen, Pionen und dem Pomeron erbracht wird.

Im folgenden sollen einige kinematische Variablen zur Beschreibung der semiinklusiven Reaktion $ep \to e'p'X$ eingeführt werden sowie Parametrisierungen der zugehörigen Wirkungsquerschnitte vorgestellt werden.

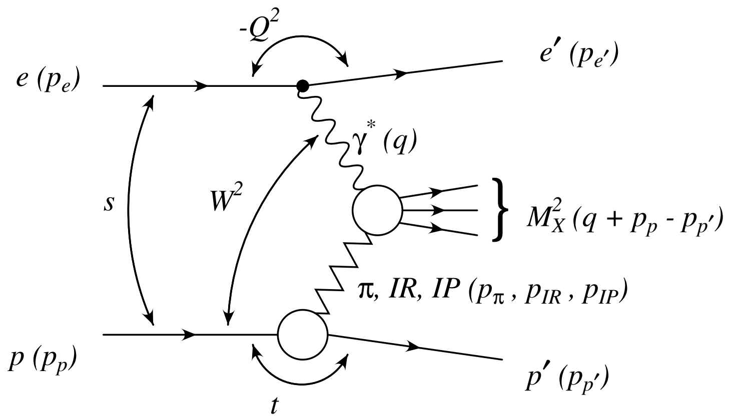


Abbildung 2.4: *Semiinklusive tiefinelastische Streuung mit einem elastisch gestreuten Proton. Als Austauschteilchen sind hier farbneutrale Zustände entsprechend den Regge–Trajektorien für Pomeronen, Pionen und Reggeonen und deren zugehörige Impulse angegeben. Die Variablen sind im Text erläutert.*

2.2.1 Kinematik semiinklusiver ep–Streuung mit führendem Proton

Die kinematischen Variablen in der semiinklusiven tiefinelastischen Streuung mit einem vorwärts gestreuten Proton sind in Abbildung 2.4 gezeigt. Der Viererimpulsübertrag des ausgetauschten farbneutralen Teilchens (Pomeron, Reggeon oder Pion) ist

$$t = (p_p - p_{p'})^2 \approx -\frac{p_\perp^2}{z} - \frac{(1-z)^2 m_p^2}{z} \,. \tag{2.22}$$

Dabei ist $p_\perp^2 = p_x'^2 + p_y'^2$ der Transversalimpuls des gestreuten Protons und m_p die Protonruhmasse. Der Impulsbruchteil

$$z = 1 - \frac{q \cdot (p_p - p_{p'})}{p_p \cdot q} \approx \frac{E_{p'}}{E_p} \tag{2.23}$$

gibt an, welchen Anteil das in Vorwärtsrichtung emittierte Proton vom Impuls des Strahlprotons trägt. Der minimale Impulsübertrag, um die Reaktion zu ermöglichen, ist gegeben durch:

$$t_{\min} \approx -\frac{(1-z)^2 m_p^2}{z}, \tag{2.24}$$

womit sich t ergibt zu $t \approx t_{\min} - p_\perp^2/z$. Im Falle des Pomeronaustausches wird der Impulsbruchteil des Pomerons am Protonimpuls gewöhnlich mit der Variablen

$$x_{I\!P} = \frac{(p_p - p_{p'}) \cdot q}{p_p \cdot q} = 1 - z \approx 1 - \frac{E_{p'}}{E_p}, \tag{2.25}$$

bezeichnet. Die Schwerpunktsenergie des Pion–, Reggeon oder Pomeron–Photon–Systems ist gegeben durch:

$$M_X = \sqrt{(q + p_p - p_{p'})^2} = \sqrt{(1-z)(W^2 + Q^2 - m_p^2) + t - Q^2} \approx \sqrt{(1-z)W^2 - zQ^2}. \tag{2.26}$$

Die Näherung gilt für hinreichend kleine Werte für t. Es läßt sich eine weitere Variable neben z und t definieren:

$$\beta = \frac{Q^2}{2(p_p - p_{p'}) \cdot q} = \frac{x}{1-z}. \tag{2.27}$$

Ordnet man dem farbneutralen Austauschteilchen eine hadronische Substruktur zu, so kann man β als den Impulsbruchteil eines Partons aus dem Pion, Reggeon oder Pomeron ansehen und somit als Analogon zur Bjorkenvariable auffassen.

2.2.2 Parametrisierung des semiinklusiven Wirkungsquerschnittes

Ähnlich der Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes in der inklusiven tiefinelastischen ep–Streuung läßt sich für den semiinklusiven Fall mit vorwärts gestreutem Proton eine Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes angeben. Als Variablen kommen natürlicherweise die des zusätzlich gemessenen Teilchens in Frage. Dieses sind das Viererimpulsübertragsquadrat t bzw. der Transversalimpuls des virtuellen Austauschteilchens, und der Impulsbruchteil z, den das Austauschteilchen mit sich trägt. Man erhält:

$$\frac{d^4\sigma(x, Q^2, z, t)}{dx dQ^2 dz dt} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{xQ^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1 + R(x, Q^2, z, t)}\right) F_2^{LP(4)}(x, Q^2, z, t). \tag{2.28}$$

Diese Parametrisierung läßt sich wegen $\beta = x/(1-z)$ auch in Abhängigkeit von den Variablen Q^2, β, z, t ausdrücken:

$$\frac{d^4\sigma(\beta, Q^2, z, t)}{dQ^2 d\beta dz dt} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{Q^2\beta}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1 + R(Q^2, \beta, z, t))}\right) F_2^{LP(4)}(Q^2, \beta, z, t), \tag{2.29}$$

mit R als dem Verhältnis von transversal polarisiertem zu longitudinal polarisiertem Anteil des Wirkungsquerschnittes. Läßt sich die Variable t nicht messen, so kann man obigen Ausdruck über einen Bereich von t integrieren, entsprechend dem zugänglichen Meßbereich:

$$\frac{d^3\sigma^{LP}(x, Q^2, z)}{dx dQ^2 dz} = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d^4\sigma^{LP}(x, Q^2, z, t)}{dx dQ^2 dz dt} \tag{2.30}$$

$$= \frac{4\pi\alpha_s^2}{xQ^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1 + R^{LP})}\right) F_2^{LP(4)}(x, Q^2, z, t). \tag{2.31}$$

Als Integrationsgrenzen werden hier

$$t_{\min} = -\frac{(1-z)^2 m_p^2}{z} \quad , t_{\max} = t_{\min} - \frac{(200\mathrm{MeV})^2}{z} \tag{2.32}$$

gewählt. Die Grenze $t_{\max}$ ist durch die experimentellen Gegebenheiten bestimmt. Somit ergibt sich für den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma^{LP}(x,Q^2,z)}{dx dQ^2 dz} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{xQ^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R^{LP})}\right) F_2^{LP(3)}(x,Q^2,z)\,. \tag{2.33}$$

Die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}(x,Q^2,z)$ beschreibt den Anteil des tiefinelastischen Streuquerschnittes, der dem Austausch eines farbneutralen Teilchenzustands unter elastischer Streuung des Protons entspricht. Eine Parametrisierung dieser Strukturfunktion kann man auch mit Hilfe weiterer Theorien in einer phänomenologischen Form erhalten. Dazu soll im folgenden ein kurzer Blick auf die Regge–Theorie geworfen werden und die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ in Zusammenhang mit dieser Theorie gestellt werden.

2.2.3 Hadron–Hadron–Streuung

In der Hadron–Hadron–Streuung lassen sich im Bereich kleiner Viererimpulsüberträge $|t| \lesssim 1$ GeV^2 störungstheoretische Methoden zur Berechnung der Streuquerschnitte nicht mehr anwenden, da die Kopplungskonstante α_s groß wird. Hier hat sich die Regge–Theorie [Reg59, Reg60, Gou83], entstanden in den sechziger Jahren, als sehr erfolgreich erwiesen. Sie beschreibt die Wirkungsquerschnitte diffraktiver hadronischer Reaktionen im Bereich hoher Schwerpunktsenergien recht gut, sowohl den Fall elastischer Streuung $AB \to AB$ wie auch den der Dissoziation eines $AB \to XB$ oder beider Stoßpartner $AB \to XY$.

In hadronischen Reaktionen, bei denen die Stoßpartner nur peripher miteinander kollidieren, werden nur die Vakuumquantenzahlen ausgetauscht. Typisch für diese Art von *diffraktiver Streuung* sind die schwache Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und ein exponentieller Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit dem Impulsübertrag t. Im Falle der Dissoziation eines der beteiligten Stoßpartner fällt der Wirkungsquerschnitt mit $1/M_X^2$ ab. Bei der diffraktiven Dissoziation werden aufgrund dieser Abhängigkeit bevorzugt kleine invariante Massen M_X des hadronischen Endzustandes erzeugt.

Eine der grundlegenden Ideen der Regge–Theorie ist es, den Drehimpuls eines Austauschteilchens als kontinuierliche, komplexe Variable zu behandeln. Dieses ermöglicht einem, die Divergenzen, die bei der Summation von Partialwellenentwicklungen der Streuamplitude im Ein–Pion–Austausch–Modell (OPE) auftreten, zu umgehen. Die Streuamplitude ist dann mit dem Austausch einer sogenannten Regge–Trajektorie verknüpft, die den zugehörigen Drehimpuls des ausgetauschten Teilchens R in seiner parametrisierten Form wiedergibt.

2.2.3.1 Trajektorien

Den Austauschteilchen R wird ein verallgemeinerter, komplexer Drehimpuls α_R in Abhängigkeit von dem Viererimpulsübertrag t zugeordnet. Die Funktion $\alpha_R(t)$ bezeichnet man als Regge–Trajektorie. Sie läßt sich in schreiben als

$$\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha'(t)\,t. \tag{2.34}$$

Es gilt $\alpha'(t) \approx \alpha' = $ const. und $\alpha_R(t)$ ist somit linear abhängig von t. Der Achsenabschnitt α_0 ist kleiner als 1 für alle bekannten Trajektorien, denen man reale Teilchen der Masse M zuordnen kann. Eine Trajektorie ist bestimmt durch die das Teilchen charakterisierenden Quantenzahlen wie der Isospin I, die Parität P, die Ladungskonjugationsparität C und die G–Parität G. Die Trajektorien für ρ, ω, f_2 und a_2 sind entartet und fallen bei der elastischen Streuung zusammen (Abbildung 2.5). Sie lassen sich zu einer gemeinsamen Reggeon–Trajektorie kombinieren. In elastischen pp–Streuexperimenten bei hoher Schwerpunktsenergie ist der Wert für die Steigung der Pomerontrajektorie zu $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ [Don92, Lan90] bestimmt und aus Hadron–Hadron–Daten der Achsenabschnitt $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + 0.0808$ extrahiert worden. Für die Reggeon–Trajektorie wurde ein Achsenabschnitt von $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 1 - 0.4525$ ermittelt. Im Falle der Piontrajektorie ist $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 0$, da das Pion den Spin $I = 0$ trägt. Dieses hat zur Folge, daß der Beitrag des Pionaustausches zum totalen Wirkungsquerschnitt mit wachsender Schwerpunktenergie s etwa mit $1/s$ abfällt, im Gegensatz zum Reggeon, bei dem der Beitrag sich wie $1/\sqrt{s}$ verhält.

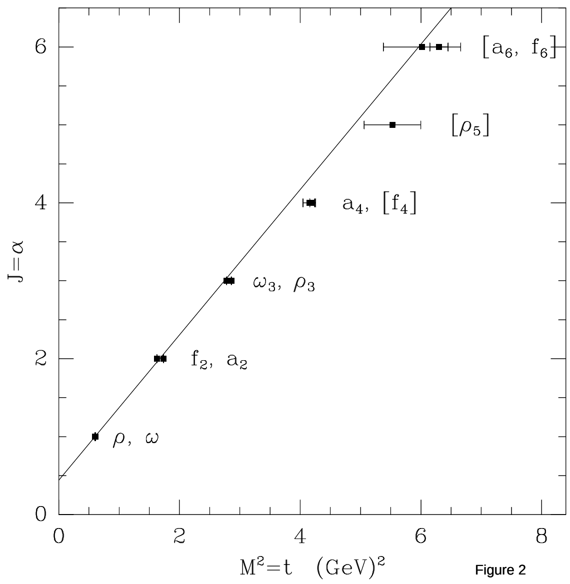


Abbildung 2.5: Regge–Trajektorie. Aufgetragen ist der Spin $J = \alpha(t)$ über das Massenquadrat $t = M^2$ für die Teilchen ρ, ω, f_2, a_2 (Abb. aus [Lan96].)

Die drei wesentlichen Trajektorien, die für die vorliegende Arbeit von Bedeutung sind, finden sich in der nachfolgenden Tabelle:

$$
\begin{array}{llcllcl}
\text{Pion:} & \alpha_\pi(t) & \approx & 0 + 1\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t & \text{mit} \quad I^G J^{PC} & = & 1^- 0^{-+} \quad , \\
\text{Reggeon:} & \alpha_{\mathbb{R}}(t) & = & 0.55 + 0.86\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t & \text{mit} \quad I^G J^{PC} & = & 0^+ 2^{++}(f_2) \quad , \\
 & & & & & & 1^- 2^{++}(a_2) \quad , \\
 & & & & & & 1^+ 1^{--}(\rho) \quad , \\
 & & & & & & 0^- 1^{--}(\omega) \quad , \\
\text{Pomeron:} & \alpha_{\mathbb{P}}(t) & = & 1.08 + 0.25\mathrm{GeV}^{-2} \cdot t & \text{mit} \quad I^G J^{PC} & = & 0^+ 0^{++} \quad .
\end{array}
$$

2.2.3.2 Elastische Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Hadron–Hadron–Streuung ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \pi |f(s,t)|^2 \tag{2.35}$$

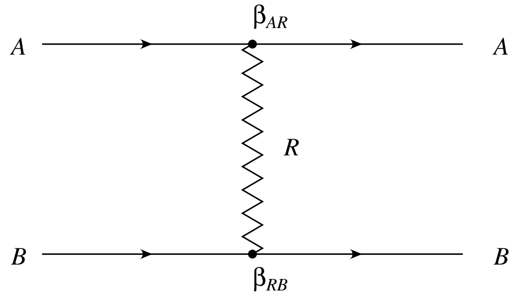


Abbildung 2.6: *Elastische Streuung zweier Teilchen A und B unter Austausch einer Regge–Trajektorie R.*

mit $f(s,t)$ als der Vorwärtsstreuamplitude. Das Optische Theorem liefert den Zusammenhang zwischen der Vorwärtsstreuamplitude ($t = 0$) und dem totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\mathfrak{Im} f(s,0) = \frac{\sigma_{tot}(s)}{4\pi}\,. \tag{2.36}$$

Für $s \to \infty$ und $t/s \to 0$ ist der Beitrag des Austausches einer Regge–Trajektorie α_R zur Streuamplitude

$$f_R(s,t) \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(t)}, \tag{2.37}$$

wobei s_0 die hadronische Massenskala bestimmt und typischerweise auf $s_0 = 1\,\text{GeV}^2$ gesetzt wird. Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich schreiben als

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \pi|f(s,t)|^2 \propto \sum_R s^{2(\alpha_R(t)-1)}\,. \tag{2.38}$$

Bei elastischer Streuung der Teilchen A und B, wie in Abbildung 2.6 gezeigt, werden der differentielle und totale Wirkungsquerschnitt beschrieben durch [Gou83]

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t)\,\beta_{RB}^2(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_R(t)-2} \text{und} \tag{2.39}$$

$$\sigma_{tot}^{AB} = \sum_R \beta_{AR}(0)\beta_{RB}(0)\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(0)-1}\,. \tag{2.40}$$

Dabei bezeichnet R die ausgetauschten Trajektorien. Die Funktionen $\beta_{AR}(t)$ und $\beta_{RB}(t)$ sind reelle, universelle Funktionen, die die Kopplung der Trajektorien A bzw. B an die Trajektorie R beschreiben. Sie lassen sich für $|t| \lesssim 1$ GeV^2 durch Exponentialfunktionen als $\beta_A(t) = \beta_A(0)e^{b_A t}$ und $\beta_B(t) = \beta_B(0)e^{b_B t}$ parametrisieren.

Der gemessene hadronische totale Wirkungsquerschnitt kann durch eine Anpassung der Form

$$\sigma_{tot}^{AB}(s) = X_{I\!P} s^{\alpha_{I\!P}(0)-1} + Y_{I\!R} s^{\alpha_{I\!R}(0)-1} \tag{2.41}$$

beschrieben werden [Don92, Lan90]. Die dominanten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt werden durch den Pomeron– und Reggeonaustausch erzeugt. Die entsprechenden Werte für die Trajektorien wurden bereits vorgestellt (2.2.3.1).

2.2.3.3 Diffraktive Dissoziation

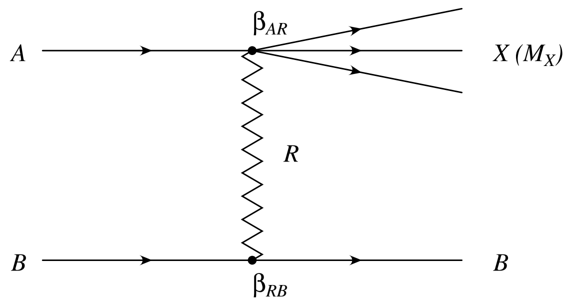


Abbildung 2.7: *Pomeron–Austauschdiagramm für die einfach dissoziative Reaktion. Zu jedem Vertex ist die entsprechende Kopplungsfunktion angegeben.*

Neben der elastischen Streuung gibt es den diffraktiv–dissoziativen Prozeß $AB \to XB$, wobei A dissoziiert und in den hadronischen Zustand X mit der Masse M_X übergeht. Es gilt nach [Gou83]

$$\frac{d^2\sigma^{AB}}{dt\,dM_X^2} = \sum_{i,j} \frac{\beta_{Ai}(0)\,\beta_{Bj}^2(t)\,g_{ijj}(t)}{16\pi s^2} \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_j(t)-\alpha_i(0)} . \tag{2.42}$$

Die Größe g_{ijj} beschreibt die Kopplungen zwischen den Trajektorien, z.B. $i = I\!\!R$ und $j = I\!\!P$. Für den Fall, daß die Pomeron-Trajektorie der dominierende Beitrag zum Wirkungsquerschnitt ist, $M_X \ll s$, kann man den differentiellen Ausdruck vereinfachen zu

$$\frac{d^2\sigma^{AB}}{dt\,dM_X^2} = \frac{\beta_{AI\!\!P}(0)\,\beta_{BI\!\!P}^2(t)\,g_{I\!\!PI\!\!PI\!\!P}(t)}{16\pi M_X^2} \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_{I\!\!P}(t)-\alpha_{I\!\!P}(0)} . \tag{2.43}$$

mit der Kopplungskonstante $g_{I\!\!PI\!\!PI\!\!P}(t)$. Setzt man auch hier die Parametrisierungen für die β–Funktionen ein, so ergibt sich unter der Annahme $|t| \ll 1$ GeV^2 und $g_{I\!\!PI\!\!PI\!\!P} \approx const.$

$$\frac{d^2\sigma^{AB}}{dt\,dM_X^2} = \frac{\beta_A(0)\,\beta_B^2(0)\,g_{I\!\!PI\!\!PI\!\!P}(0)}{16\pi} s_{AB}^{2\epsilon_{I\!\!P}} \left(\frac{e^{bt}}{M_X^{2(1+\epsilon_{I\!\!P})}}\right) \tag{2.44}$$

mit

$$b = 2b_B + 2\alpha'_{I\!\!P} \ln\left(\frac{s_{AB}}{M_x^2}\right) \tag{2.45}$$

und

$$\epsilon_{I\!\!P} = \alpha_{I\!\!P}(0) - 1 . \tag{2.46}$$

Sowohl bei der elastischen Streuung wie auch bei der Dissoziation ist der exponentielle Abfall mit dem Viererimpulsübertrag $|t|$ zu erkennen. Ebenso ist das logarithmische Ansteigen des Parameters b mit der Schwerpunktsenergie in der Beschreibung enthalten. Im letzteren Fall tritt zusätzlich eine lineare $1/M_X^2$–Abhängigkeit auf.

2.2.4 Pomeronen, Reggeonen und Pionen in semiinklusiver tiefinelastischer Streuung

Die diffraktive tiefinelastische Wechselwirkung kann in zwei Schritte aufgeteilt werden [Ing85]. Im ersten Schritt emittiert das Proton ein Pomeron, während im zweiten das vom Elektron emittierte virtuelle Photon mit den hadronischen Komponenten des Pomerons einer harten Streuung eingeht. Die Beobachtung, daß das Pomeron eine harte partonische Substruktur hat, ist u.a. in der Hadron–Hadron–Streuung [UA888, UA892] beobachtet worden. Der Hadron–Hadron–Wirkungsquerschnitt faktorisiert in einen Fluß von Pomeronen aus dem Proton und dem Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses zwischen Photon und Partonen im Pomeron

$$\frac{d\sigma^{\gamma^* p \to X p'}}{dt dM_X^2} = f_{I\!P/p}(x_{I\!P/B}) \sigma^{\gamma^* I\!P \to X} . \tag{2.47}$$

In der Elektron–Proton–Streuung $ep \to e'p'X$ läßt sich nun der vierfach differentielle Wirkungsquerschnitt erweitern auf alle möglichen Regge–Trajektorien $R = \pi, I\!P, I\!R$ unter der Annahme, daß die Faktorisierung gültig ist:

$$\frac{d^4\sigma(x, Q^2, z, t)}{dx dQ^2 dz dt} = \sum_R f_{R/p}(z,t) \frac{d^3\sigma^{eR}}{dx dQ^2} = \sum_R f_{R/p}(z,t) \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left(1 - y \frac{y^2}{2(1+R)}\right) F_2^R(\beta, Q^2) . \tag{2.48}$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit Gleichung 2.31, so kann man die Strukturfunktion ausdrücken durch

$$F_2^{LP(4)}(Q^2, \beta, z, t) = \sum_R f_{R/p}(z,t) F_2^R(\beta, Q^2) . \tag{2.49}$$

Im Regge–Bild ist die Abhängigkeit der Flußfaktoren mit $R = I\!P, I\!R, \pi$ und $x_{R/p} = 1 - z$ gegeben durch [Gol97]:

$$f_{R/p} \propto \left(\frac{1}{(1-z)}\right)^{2\alpha_{R/p}(t)-1} \beta_R^2(t) |\eta_R(t)|^2 . \tag{2.50}$$

Dabei sind $\beta_R^2(t)$ die aus dem Regge–Bild bekannten Kopplungsfunktionen und $\eta_R(t)$ eine Signaturfunktion, die entsprechend dem Spin des Reggeons, geradzahlig oder ungradzahlig, das entsprechende Vorzeichen liefert. Die Form des Flußfaktors ist im wesentlichen durch die Trajektorie bestimmt, die den Hauptbeitrag liefert. Für $z \to 1$ ist die Pomerontrajektorie der dominante Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Hält man die Variable t fest, so wird der Flußfaktor größer für kleinere z–Werte. In mittleren Bereich $0.6 < z < 0.9$ dominiert die Piontrajektorie. Da dieses der relevante Bereich in der vorliegenden Arbeit ist, soll im folgenden Abschnitt noch näher auf die Pionflußfaktoren und deren Parametrisierungen eingegangen werden.

Neben der Piontrajektorie spielt im Bereich $z < 0.01$ und im Übergangsbereich zur Piontrajektorie für den Prozeß $ep \to e'p'X$ auch das isoskalare Teilchen f_2 ein Rolle. Wie in [Gol97] gezeigt, lassen sich Hadron–Hadron–Streuquerschnitte in entsprechende Anteile für Protonen und Reggeonen f_2, a_2, ω und ρ aufteilen und parametrisieren. Nimmt man eine Regge–ähnliche Abhängigkeit für die Flußfaktoren an (siehe Gleichung 2.54) so ergibt sich aus einer Anpassung an Hadron–Streudaten

$$\beta_{f_2}^2(0) > \beta_\omega^2(0) \gg \beta_{a_2}^2(0) \approx \beta_\rho^2(0) \tag{2.51}$$

mit $\alpha_R(0) = 0.5475$ sowie $\beta_{f_2}^2(0) = 75.49\,\text{mb}$, $\beta_\omega^2(0) = 20.06\,\text{mb}$, $\beta_{a_2}^2(0) = 1.75\,\text{mb}$ und $\beta_\rho^2(0) = 1.09\,\text{mb}$.

2.2.5 Pionflußfaktoren

Im Folgenden wird ein Überblick über die verschiedenen Parametrisierungen des Pionflusses gegeben, wie sie in aktuellen Monte Carlo–Generatoren verwendet werden. Der Pionflußfaktor läßt sich in allgemeiner Form schreiben [Lev95] als:

$$f_{\pi/p}(z, t) = 3C_{CG}^2 \frac{1}{4\pi} \frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} \frac{V(t)}{(t - m_\pi^2)^2} r(z) |F(z, t)|^2. \tag{2.52}$$

Dabei wird hier anstelle des Impulsbruchteils, den das Pion trägt, $x_\pi = 1 - \frac{E_{p'}}{E_p}$, die Variable $z = 1 - x_\pi$ verwendet. Der Clebsch–Gordan–Koeffizient C_{CG} ist für die Emission von π^0–Mesonen aus dem Proton $C_{CG}^2 = 1/3$, im Falle von π^+–Mesonen $C_{CG}^2 = 2/3$. Der Flußfaktor für ungeladene Pionen ist somit halb so groß wie für geladene Pionen. Weiterhin ist $g_{p\pi^0 p}$ die Pion–Proton–Kopplungskonstante, die in hadronischen Streuexperimenten mit niedriger Energie gemessen worden ist. Als Mittelwert der in der Literatur auftretenden Werte für diese Kopplungskonstante wird $\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} \approx 13.5$ angenommen. In der Tabelle 2.1 sind weitere Werte aufgeführt.

Autoren	$g_{p\pi^0 p}^2/4\pi$
STOKS et al. 93 [Sto93]	13.47 ± 0.11
KLOMP et al. 91 [Klo91]	13.58 ± 0.11
BERGERVOET et al. 90 [Ber90]	13.54 ± 0.12
BERGERVOET et al. 87 [Ber87]	13.11 ± 0.11
Messungen von $g_{p\pi^+ n}$	
ERICSON et al. 95 [Eri95]	14.62 ± 0.31
ARNDT et al. 94 [Arn94]	13.75 ± 0.15
KLOMP et al. 91 [Klo91]	13.40 ± 0.09
TIMMERMANS et al. 91 [Tim91]	13.60 ± 0.30
ARNDT et al. 90 [Arn90]	13.29 ± 0.27
KOCH und PIETARINEN 80 [Koc80]	14.28 ± 0.18

Tabelle 2.1: *Messungen der Pion–Proton–Kopplungskonstanten unter Angabe des Wertes für die Pion–Proton–Kopplungskonstante* $\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi}$. $\frac{g_{p\pi^+ n}^2}{4\pi}$ *ist die Kopplungskonstante für* $\pi^\pm$*–Austausch und ist so definiert, daß bei exakter Isospin–Symmetrie* $\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} = \frac{g_{p\pi^+ n}^2}{4\pi}$ *gilt.*

Es ist $1/(t - m_\pi^2)^2$ der Pion–Propagator. Der Vertexfaktor $V(t)$ gibt den Spin und Parität des Endzustandes wieder. Für die Reaktionen $p \to \pi^0 p,\ \pi^+ n$ ist [Koe96]

$$V(t) = -t + (m_{N'} - m_p)^2, \tag{2.53}$$

wobei $m_{N'}$ die Masse des entstehenden Nukleons $N' = p, n$ ist. Häufig wird der Term $(m_{N'} - m_p)^2$ vernachlässigt [Kop96, Lev95, Prz97, Hol94]. Die Größe $r(z)$ beschreibt die Abhängigkeit des Flußfaktors vom Impulsbruchteil des Pions. Dabei werden typischerweise zwei Fälle unterschieden: bei kleineren Werten für z bzw. großen Werten für t wird die reggeisierte Form

$$r(z) = (1 - z)^{1-2\alpha'(t-m_\pi^2)} \tag{2.54}$$

[Prz97] verwandt, oder bei Vernachlässigung der Pionmasse

$$r(z) = (1 - z)^{1-2\alpha_\pi' t}. \tag{2.55}$$

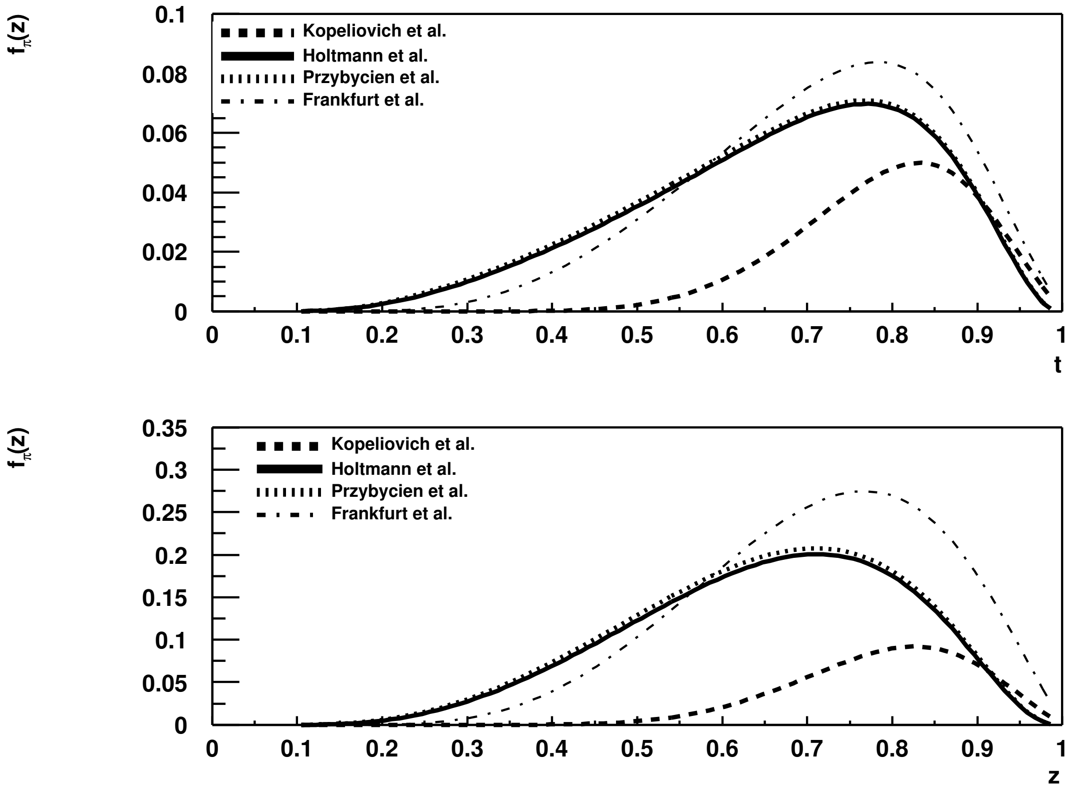


Abbildung 2.8: *Die Abhängigkeit der Pionflußfaktoren von z. Im oberen Bild ist über einen Bereich von $t_{\min} < t < t(p_t = 200$ MeV$)$ integriert worden. Im unteren Bild ist als obere Integrationsgrenze $t = -0.5$ GeV^2 gewählt worden.*

[Kop96]. Dabei ist $\alpha'_\pi \approx 0.9 \ldots 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$ die Steigung der Piontrajektorie.

Bei größeren Werten für z dagegen wird die einfache, nicht–reggeisierte Abhängigkeit benutzt

$$r\,(z) = (1 - z)\,. \tag{2.56}$$

Der Formfaktor $F\,(x_\pi,\,t)$ berücksichtigt, daß sich das Pion nicht auf der Massenschale befindet. Im Folgenden werden einige gebräuchliche Formfaktoren und die daraus resultierenden Pionflußfaktoren aufgeführt.

Die Parametrisierung von Kopeliovich, Povh und Potashnikova verwendet

$$F\,(t) = \exp\left(R_1^2[t - m_\pi^2]\right) \tag{2.57}$$

mit $R_1^2 = 0.3\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für ein reggeisiertes Pion. Der Parameter R_1^2 darf dabei in einem Bereich von $0 \ldots 2\,\mathrm{GeV}^{-2}$ variieren [Kop96]. Dagegen verwenden Koepf et al. [Koe96] $R_1^2 \approx 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Der zugehörige Flußfaktor ist in der reggeisierten Form

$$f_{\pi/p}\,(z,\,t) = \frac{1}{4\pi}\,\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\,\frac{(-t)}{(t - m_\pi^2)^2}\,(1 - z)^{1 - 2\alpha'_\pi t}\,\exp\left(2R_1^2(t - m_\pi^2)\right)\,. \tag{2.58}$$

Eine andere Form von Przybycien et al. ist

$$F(z,\,t) = \exp\left(\frac{1}{2\Lambda_{\pi N}^2(1-z)}[t - m_\pi^2]\right) \tag{2.59}$$

mit $\Lambda_{\pi N} = 1.10$ GeV [Prz97], welches den Flußfaktor

$$f_{\pi/p}\,(z,\,t) = \frac{1}{4\pi}\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi}\frac{(-t)}{(t-m_\pi^2)^2}\,(1-z)\,\exp\left(\frac{1}{(1-z)\Lambda_{\pi N}^2}(t-m_\pi^2)\right) \tag{2.60}$$

liefert.

Die Autoren Holtmann et al. geben eine ähnlichen Formfaktor an

$$F\,(z,\,t) = \exp\left(\frac{R_{\pi N}^2}{2(1-z)}[t - m_\pi^2]\right) \tag{2.61}$$

mit $R_{\pi N} = 0.93\,\mathrm{GeV}^{-1}$ [Hol94]. Der zugehörige Flußfaktor ist

$$f_{\pi/p}\,(z,\,t) = \frac{1}{4\pi}\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi}\frac{(-t)}{(t-m_\pi^2)^2}\,(1-z)\,\exp\left(\frac{R_{\pi N}^2}{(1-z)}(t-m_\pi^2)\right)\ . \tag{2.62}$$

Frankfurt, Koepf und Strikman geben

$$f_{\pi/p}\,(z,\,t) = \frac{1}{4\pi}\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi}\frac{(-t)}{(t-m_\pi^2)^2}\,(1-z)\,\exp\left(\frac{2}{\Lambda_e^2}(t-m_\pi^2)\right)\ . \tag{2.63}$$

an mit $\Lambda_e = 1.0$ GeV.

Neben der exponentiellen Form für den Formfaktor werden auch Monopol– oder Dipolformfaktoren verwendet. So ist in einer alten Version des RAPGAP–Generators der folgende Formfaktor verwendet worden:

$$F\,(t) = \frac{1 - m_\pi^2/\Lambda^2}{1 - t/\Lambda^2} \tag{2.64}$$

[Fra89] mit $\Lambda \leq 0.5$ GeV. Der im Vergleich zu [Koe96] recht niedrige Wert für den Parameter Λ (in [Koe96] wird $\Lambda \approx 0.78$ GeV ermittelt) führt zu einem stärkeren Abfall des Formfaktors mit t und somit zu einer Unterdrückung des Pionflusses bei höheren x_π–Werten.

Der Dipolformfaktor ist durch

$$F\,(t) = \left(\frac{1 - m_\pi^2/\Lambda^2}{1 - t/\Lambda^2}\right)^2 \tag{2.65}$$

gegeben [Koe96].

Die Normierung ist grundsätzlich $F\,(x_\pi,\,t = m_\pi^2) = 1$.

In der vorliegenden Arbeit ist der Generator RAPGAP verwendet worden, der auch den Austausch von Pionen in der tiefinelastischen Streuung beschreiben kann. In diesem Programm ist der Flußfaktor der Autoren Holtmann et al. implementiert und wird standardmäßig verwendet.

Einige Flußfaktorparametrisierungen sind in der Abbildung 2.8 in Abhängigkeit von z von t_{min} bis $t(p_t = 200\,\mathrm{MeV})$ bzw. von t_{min} bis $t = -0.5\,\mathrm{GeV}^2$ integriert und in der Abbildung 2.9 in Abhängigkeit von t für zwei Werte $z = 0.7$ und $z = 0.9$ gezeigt.

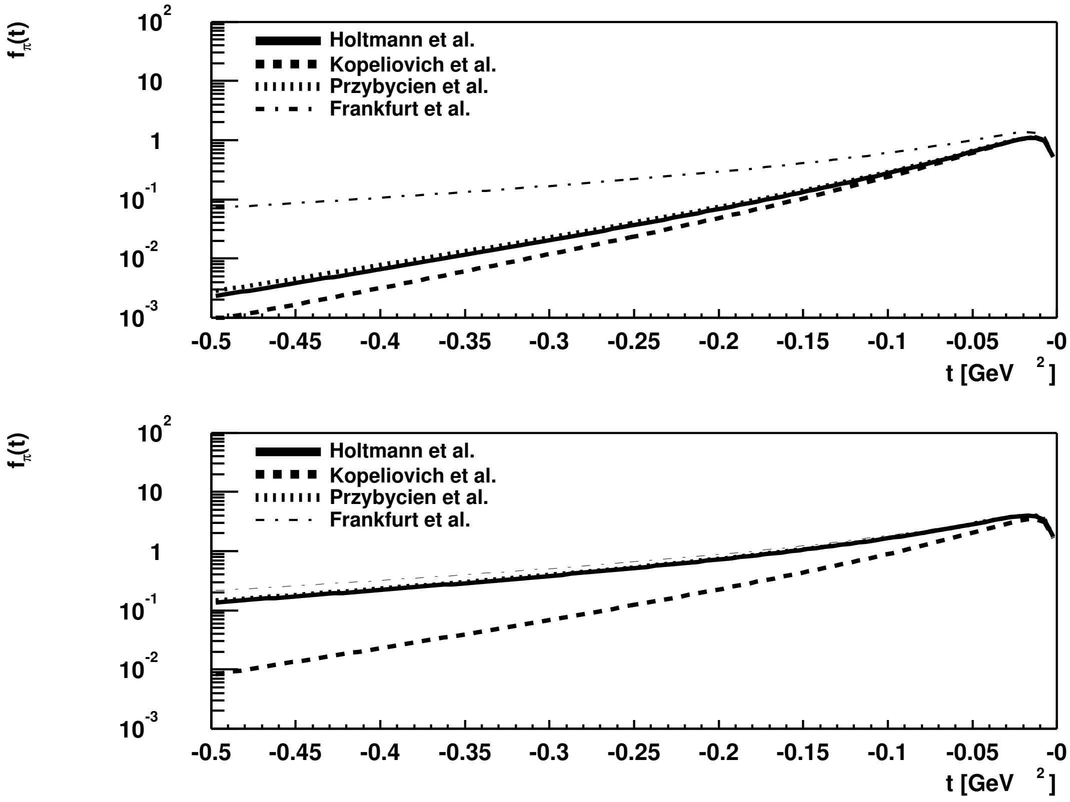


Abbildung 2.9: *Die Abhängigkeit der Pionflußfaktoren von t. Im oberen Bild ist $z = 0.7$, im unteren $z = 0.9$ gewählt worden. Diese beiden Werte entsprechen den Grenzwerten des in dieser Arbeit analysierten Bereiches in z.*

2.2.6 Weicher Farbaustausch

Ein alternatives Modell zur Beschreibung diffraktiver Prozesse ist das des weichen Farbaustausches *(Soft Colour Interactions, SCI)* [Buc95b].

In diesem Modell wird die tiefinelastische Streuung beschrieben als ein Prozeß, in dem das virtuelle Photon vor der Wechselwirkung in ein $q\overline{q}$-Paar fluktuiert, welches in das Farbfeld des Protons eindringt. Hier finden durch den Austausch weicher Gluonen Umordnungen des Farbfeldes statt. Dabei werden *weiche Gluonen* zwischen dem Quark–Antiquark–System und dem Protonrest ausgetauscht, die den Impuls nicht wesentlich verändern, wohl aber zu einer Rotation des Farbspins führen. Diese zusätzlich ausgetauschten Gluonen lassen weitere Kombinationen von Farbsingulettzuständen zu. So kann das Quark–Antiquark–Paar ein Farbsingulett bilden, das Gluon mit dem Valenzquark das zweite (Abbildung 2.10b). Zwischen den beiden farbneutralen Systemen entsteht eine Lücke in der Rapidität. Das Verhältnis der Farbsingulett– zu Farboktettkonfigurationen ist dabei $1/(1+8) \approx 10\,\%$. Dieser Wert stimmt mit der Beobachtung überein, daß etwa $10\,\%$ aller tiefinelastischen Streuereignisse bei HERA eine Rapiditätslücke aufweisen.

Für $F_2^{D(3)}$ erhält man die Vorhersage

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

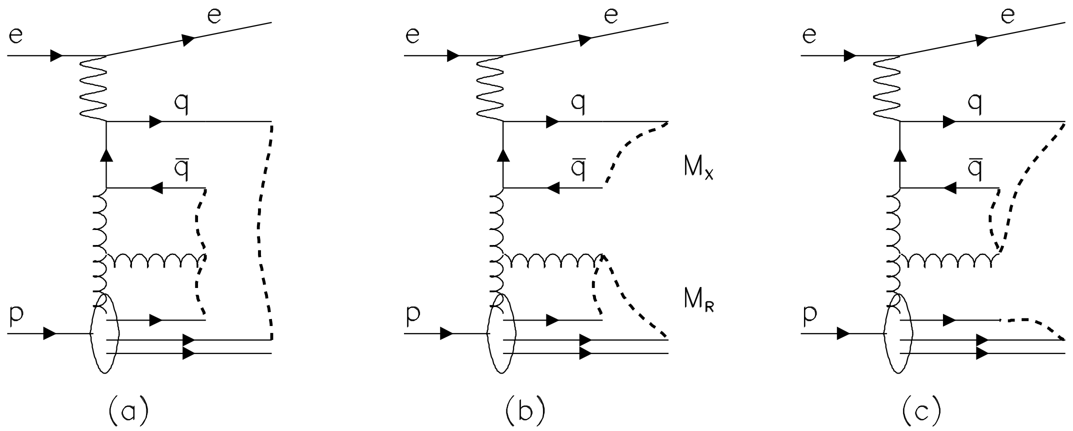


Abbildung 2.10: String–Anordnung ohne (a) und mit (b, c) weichem Farbaustausch. Aus [Edi96].

(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 $m_g \approx 1\,\mathrm{GeV}$ eine effektive Gluon–Masse darstellt, die aus einer Anpassung an die F_2–Daten bestimmt werden kann.

2.3 Monte–Carlo–Modelle

Im folgenden werden die Implementierungen verschiedener in der vorliegenden Analyse benutzter Modelle in Monte–Carlo–Generatoren vorgestellt. Die verwendeten Programme sind weitestgehend für tiefinelastische Streuprozesse geschrieben worden. Sie generieren die Größen zur Beschreibung eines tiefinelastischen Ereignisses unter Vorgabe von Partondichteverteilungen, wie zum Beispiel GRVLO [Mar94, Mar97], die die HERA–Daten in der Messung der Strukturfunktion F_2 gut wiedergibt. Die Entwicklung der Partonschauer im Rahmen der Quantenchromodynamik wird mit Hilfe von verschiedenen Modellen (DGLAP, BFKL), die Phase der Hadronisation mit phänomenologischen Modellen beschrieben.

2.3.1 JETSET

JETSET ist ein Generatorprogramm zur Beschreibung der Hadronfragmentation, bei dem der elektroschwache Prozeß $e^+e^- \to q\bar{q}$ den grundlegenden Prozeß darstellt. Die Entwicklung der Quarks in weitere Gluonen und Quarks wird durch Partonschauer in der Näherung führender Logarithmen (LLO) beschrieben. Für die anschließende Hadronisation der produzierten Quarks und Gluonen wird das Lund–String–Fragmentationsmodell angewandt [Ing96]. JETSET ist an die Daten aus LEP–Experimenten angepaßt worden [Sjö86].

2.3.2 RAPGAP

RAPGAP ist ein Monte–Carlo–Generator, der Prozesse der tiefinelastischen Streuung sowie ep–Photoproduktionsprozesse simulieren kann. Dabei werden sowohl nicht–diffraktive wie auch diffraktive Austauschmechanismen verwendet. Die QCD–Kaskade wird dabei entweder mit Partonschauern im Anfangs– bzw. Endzustand modelliert oder mit Hilfe des Farbdipolmodells von ARIADNE. Strahlungskorrekturen bezüglich abgestrahlter Photonen im Eingangskanal werden mit dem HERACLES–Paket beschrieben. Die Fragmentation erfolgt unter Verwendung des Lund–String–Modells mit JETSET.

RAPGAP eignet sich zur Erzeugung von Ereignissen mit einer Rapiditätslücke. Dabei können ein Pomeron oder ein Reggeon/Pion ausgetauscht werden, wobei dem Pomeron bzw. Reggeon eine partonische Natur zugeordnet wird. Es lassen sich verschiedene Partondichteverteilungen für die Struktur des Pomerons resp. Pions oder Reggeons einstellen.

2.3.3 LEPTO

Der LEPTO–Generator [Ing96] verwendet Matrixelemente in führender Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung. Er umfaßt QCD–Korrekturen in erster Ordnung der Matrixelemente und höherer Ordnung in der Näherung der LLO–Partonschauerkaskade. Die Hadronisation der erzeugten Quarks und Gluonen wiederum wird mit Hilfe des JETSET–Programms durchgeführt, es wird also das LUND–Stringmodell verwendet. Eine weitere, zusätzliche Implementierung in LEPTO ist die des weichen Farbaustausches [Edi96], wie in Abschnitt 2.2.6 beschrieben.

2.3.4 ARIADNE

Im ARIADNE–Generator ist das Farbdipolmodell zur Erzeugung der Gluonkaskaden implementiert. Für den harten Subprozeß werden ebenfalls Matrixelemente in führender Ordnung verwendet. Die Hadronisation benutzt das Lund–Stringmodell. Ereignisse mit Rapiditätslücken lassen sich zum einen durch den Austausch eines Pomerons, zum anderen durch Umordnung und Verbinden der Farbstrings erzeugen. Im Farbdipolmodell (*Colour Dipol Model, CDM*) bilden die Farbladungen des gestreuten Quarks und des Protonrestes einen Dipol, der als Quelle von Gluonen wirkt. Ein vom Farbdipol abgestrahltes Gluon bildet wiederum mit dem Quark einen Dipol, welcher weitere Gluonen abstrahlen kann usw. Da der Protonrest in der tiefinelastischen Streuung als ausgedehnte Farbquelle anzusehen ist, wird ein zusätzlicher Parameter $\mathcal{O}(1\mathrm{fm})$ eingeführt, der dieses berücksichtigt. Anders als bei der DGLAP-Entwicklung wird beim Farbdipolmodell keine strenge Ordnung im Emissionswinkel der Gluonen angenommen.

2.3.5 DJANGO

DJANGO ist ein Programm, welches auf HERACLES und auf LEPTO aufbaut. Der Generator HERACLES berücksichtigt Strahlungskorrekturen bis zur ersten Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α_{em} und reelle Bremsstrahlungsphotonen. Für die Erzeugung der QCD–Partonkaskaden wird das Farbdipolmodell wie in ARIADNE verwendet. Die Hadronisation wird mit Hilfe von JETSET beschrieben und basiert wiederum auf der Lund–String–Fragmentation.

Kapitel 3

HERA, H1 und das Vorwärtsprotonspektrometer

Im folgenden werden die Hadron–Elektron–Ringanlage (HERA) vorgestellt und der H1–Detektor, wie er zum Zeitpunkt der Datennahme aufgebaut sowie das Vorwärtsprotonspektrometer, wie es im Jahr 1996 instrumentiert war.

3.1 Der HERA–Speicherring

Die Hadron–Elektron–Ringanlage HERA besteht aus zwei Speicherringen mit einem Umfang von 6336 m. Elektronen bzw. Positronen mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV werden an zwei Orten der Ringanlage zur Kollision gebracht. Im Jahr 1996 wurde die Ringanlage nur mit Positronen– und Protonstrahlen betrieben. Eine Übersichtsskizze ist in der Abbildung 3.1 zu sehen.

Die Protonen und Elektronen werden als Teilchenpakete in den Hauptring injiziert. Die technisch bedingte, maximale Anzahl von Paketen in beiden Ringen ist 210. Die einzelnen Pakete kollidieren in Abständen von 96 ns in den Wechselwirkungszonen miteinander.

Bei HERA sind zur Zeit drei Experimente in Betrieb: H1, ZEUS und HERMES. Das Experiment HERA–B befindet sich noch in der Aufbau– und Testphase. Mit dem HERMES–Detektor soll die Spinstruktur der Protonen untersucht werden. Das HERA–B–Experiment dient der Untersuchung der CP–Verletzung in B–Zerfällen.

Die Betriebsparameter von HERA im Jahr der Datennahme 1996 sind in der Tabelle 3.1 aufgeführt. Insbesondere sei auf den Wechsel der Betafunktion in der vertikalen Maschinenebene während der Betriebsperiode hingewiesen.

3.2 Der H1–Detektor

3.2.1 Aufbau

Der Aufbau des Detektors, wie in Abbildung 3.2 gezeigt, ist wegen der unterschiedlichen Energien der kollidierenden Teilchen asymmetrisch. Die Flugrichtung der Protonen wird als *Vorwärtsrichtung* bezeichnet und entspricht der positiven z–Achse im H1–Koordinatensystem (Abbildung 3.3). Die wesentlichen Komponenten des H1–Detektors sind, von innen nach außen vorgehend, der

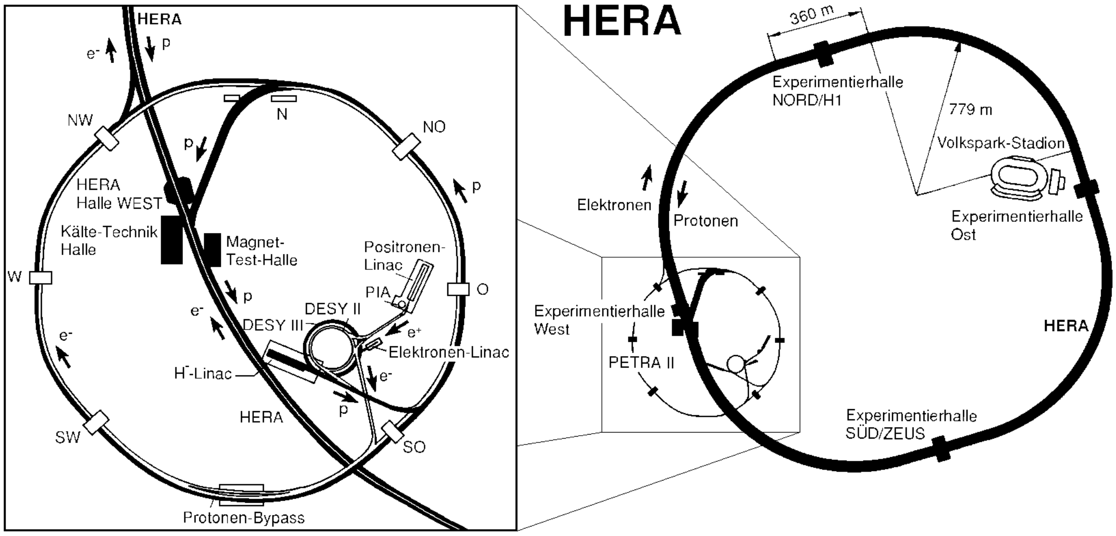


Abbildung 3.1: *Der Aufbau der Hadron–Elektron–Ring–Anlage am Deutschen Elektronen–Synchrotron in Hamburg. Rechts ist in einer Übersicht die gesamte Anlage dargestellt, links in einer Vergrößerung die Injektions– und Vorbeschleunigerringe auf dem DESY-Gelände.*

Parameter	Werte 1996		Sollwerte		Einheit
	e^+	p	e^-	p	
Strahlenergie	27.5	820	30	820	GeV
Schwerpunktsenergie	300		314		GeV
Strahlstrom $\langle I \rangle$	21	60	58	158	mA
Teilchenzahl pro Paket	0.82(1.31)	2.22(3.15)	3.64	9.92	10^{10}
Anzahl der Pakete	$175 + 14$	$175 + 6$	210	210	
Zeitabstand der Pakete	96		96		ns
Strahllebensdauer	10	> 100	> 3	10	h
Luminosität $\langle L \rangle$	2.6		16		$10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Max. Luminosität L^{Max}_{Spitze}	8.4		16		$10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Spez. Luminosität $\langle L_{sp} \rangle$	4.1		3.6		$10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$
Amplitudenfunktion β^* im Wechsel-wirkungspunkt	2 (h), 0.5 (v)	7 (h), 0.7/0.5 (v)			m

Tabelle 3.1: *Technische Parameter des HERA–Speicherringes während der Betriebsperiode 1996 im Vergleich mit den Designwerten [PDG98, HER97]. In Klammern sind die erreichten Maximalwerte angegeben sowie im Falle der Amplitudenfunktion der Wert in der horizontalen (h) und in der vertikalen Ebene (v).*

Silizium–Vertex–Detektor, das zentrale Spurkammersystem, das Kalorimeter und das Myonsystem. Weiter befindet sich im rückwärtigen Bereich das Luminositätsmeßsystem sowie im Vorwärtsbereich das Vorwärtsmyonspektrometer, der *Proton–Remnant–Tagger* und das Vorwärtsprotonspektrometer (nicht abgebildet). Eine Beschreibung des Detektors findet sich in [H1C96a, H1C96b, H1C96c], das Vorwärtsprotonspektrometer wird in Abschnitt 3.4 ausführlich behandelt.

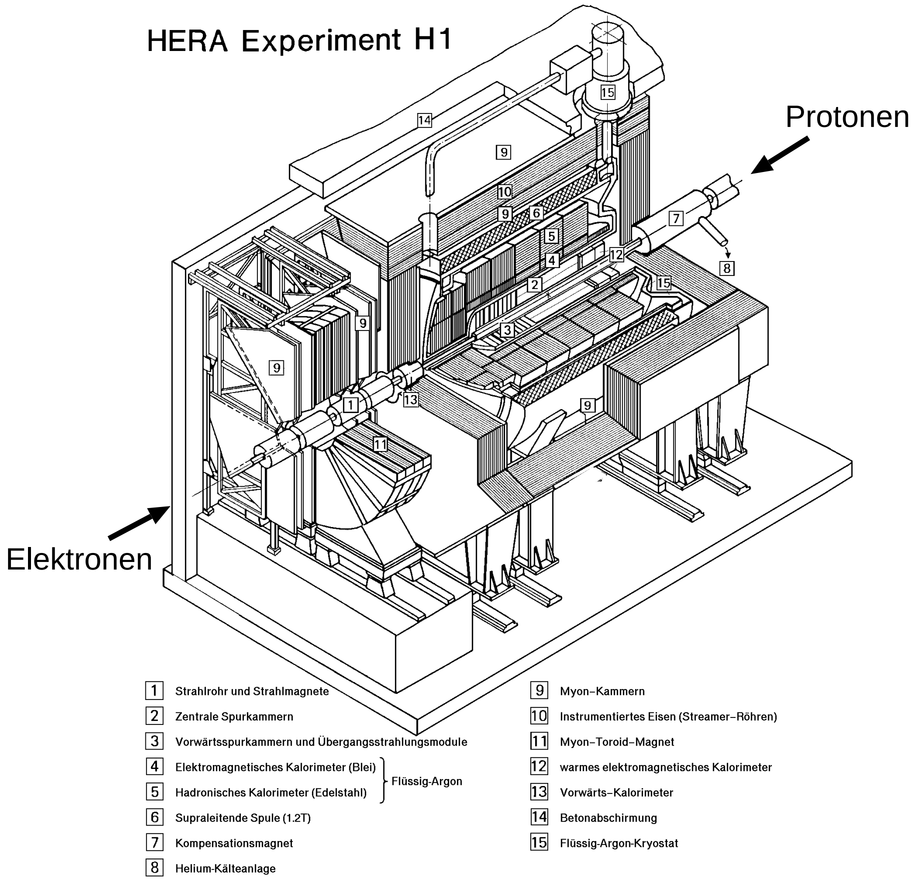


Abbildung 3.2: *Der H1–Detektor.*

Die zentrale Wechselwirkungszone, in der sich die Proton– und Elektronpakete durchdringen, wird umschlossen von einem hochauflösenden Silizium–Vertex–Detektor (CST). Im rückwärtigen Strahlrohr ist zudem 1996 ein Teil eines rückwärtigen Silizium–Detektors (BST) eingebaut worden. Weiter gibt es das Spurkammersystem, das sich in einen zentralen (CTD) $\boxed{2}$ und einen Vorwärtsteil (FTD) $\boxed{3}$ gliedert. Der zentrale Spurdetektor wird von zwei zylinderförmigen Driftkammern (CJC1 und CJC2) gebildet, die der Bestimmung der $r\varphi$–Koordinaten dienen. Dazu gehören noch eine innere und eine äußere z–Driftkammer (CIZ und COZ), um die z–Koordinate zu messen, sowie zwei Proportionalkammern (CIP und COP) zu Triggerzwecken. Der Vorwärtsteil des zentralen Spurkammersystems gliedert sich in drei Supermodule, die jeweils aus drei planaren Driftkammern zur Messung der φ–Koordinate, einer Proportionalkammer zu Triggerzwecken, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer bestehen. Die rückwärtige Driftkammer (BDC) befindet sich zwischen den zentralen Spurkammern und dem rückwärtigen Kalorimeter. Sie besteht aus vier achteckigen Driftkammermodulen, von denen jedes zwei Drahtlagen enthält. Die zwei Doppeldrahtlagen sind jeweils um 11.25 Grad gegeneinander verschoben, um den Winkel ϕ bestimmen zu können. Die Drähte bilden Polygonzüge um das Strahlrohr, um eine bessere Auflösung im Winkel θ zu ermöglichen und den Auftreffpunkt des Elektrons im Kalorimeterteil zu messen. Der Winkelakzeptanzbereich liegt zwischen 153 und 177.8 Grad.

Die Spurkammern sind umgeben von einem Flüssig–Argon–Kalorimeter, aufgeteilt in eine elektromagnetische $\boxed{4}$ (EMC) und eine hadronische Komponente $\boxed{5}$ (HAC). Der elektromagnetische Teil enthält Bleiplatten als absorbierendes Material, der hadronische Teil Edelstahlplatten. In

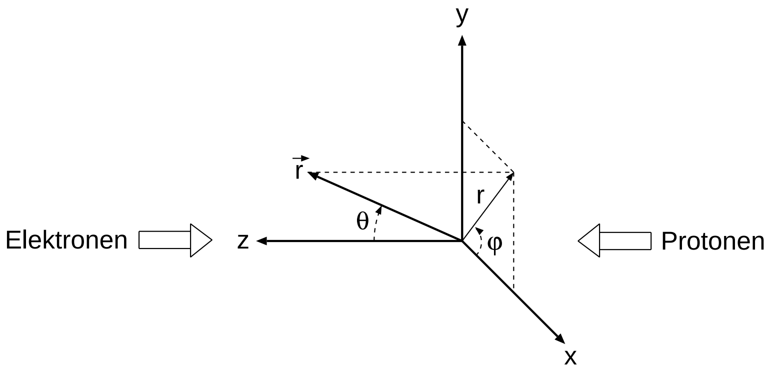


Abbildung 3.3: *Das H1–Koordinatensystem. Die x–Achse zeigt zur Mitte des HERA–Ringes, die y–Achse zeigt aufwärts und die z–Achse in die Flugrichtung der Protonen, auch Vorwärtsrichtung genannt. Der Polarwinkel θ wird bezüglich der Protonenflugrichtung gemessen.*

Vorwärtsrichtung ist ein Silizium–Kupfer–Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ eingebaut. Im rückwärtigen Bereich befindet sich ein *Spaghetti–Kalorimeter*. In Abschnitt 3.3 wird auf diesen in der vorliegenden Analyse verwendeten Detektorteil näher eingegangen.

Eine supraleitende Spule $\boxed{6}$ mit einem longitudinalen Magnetfeld der Stärke 1.2 T umschließt die Kalorimeter und das Spurkammersystem. Ein Eisenjoch $\boxed{10}$ führt den Fluß des Magnetfeldes zurück. Es ist mit Streamerkammern instrumentiert und dient zum einen dem Nachweis von Myonen, zum anderen stellt es ein Kalorimeter dar, welches die Energie der Teilchen mißt, die im Flüssig–Argon–Kalorimeter nicht absorbiert wurden.

Im Vorwärtsbereich wird das zentrale Myondetektorsystem ergänzt durch ein Myonspektrometer $\boxed{11}$. Dieses besteht aus einem toroidalen Eisenmagneten und Driftkammmern, die eine Bestimmung der φ– und ϑ–Koordinaten ermöglichen.

Der Proton–Remnant–Tagger (PRT), mit dem sich Protonfragmente oder Sekundärteilchen aus Teilchenschauern nachweisen lassen, ist bei $z = 24$ m installiert. Bei $z = 107$ m befindet sich am Protonring ein Blei–Szintillatorfaser–Kalorimeter, daß als Neutronzähler (FNC) verwendet wird.

Neben den bisher genannten Detektoren gibt es noch das Luminositätsmeßsystem (LMS), bestehend aus zwei Kleinwinkel–Elektron–Detektoren (ET33 und ET44) bei $z = -33$ m und $z = -44$ m, sowie einem Photondetektor (PD) bei $z = -103$ m. Mit diesen Komponenten lassen sich Elektron– und Photonenergie, E_e und E_γ, messen. Die Luminosität wird aus dem Bethe–Heitler–Prozeß $ep \to e'p\gamma$ (Bremsstrahlung der an Protonen gestreuten Elektronen) ermittelt. Zum Nachweis von Photoproduktionsprozessen in einem kinematischen Bereich von $0.2 < E_\gamma/E_e < 0.8$ wird der Elektrondetektor in Antikoinzidenz mit dem Photondetektor verwendet.

In der Tabelle 3.2 sind neben den Winkelakzeptanzbereichen der einzelnen Komponenten einige technische Daten aufgeführt.

3.3 Das Spaghettikalorimeter

In diesem Abschnitt wird das Spaghettikalorimeter (SPACAL), welches sich im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors befindet, näher erläutert. Es dient dem Nachweis von in Rückwärtsrichtung gestreuten Elektronen. Das SPACAL ist im Jahre 1995 als Ersatz des vorherigen *BEMC*[1] im H1–Detektor installiert worden.

[1]Backward Electromagnetic Calorimeter.

Eigenschaft	Detektorteil	Wert	Einheit
Spurkammersystem			
Impulsauflösung σ_p/p^2	CTD	< 1	%(GeV/c)$^{-1}$
Polarwinkelbereich	CTD	$25 - 155$	Grad
	FTD	$5 - 25$	Grad
	BDC	$155 - 177.6$	Grad
Ortsauflösung σ_R/R	BDC	0.3	mm
Winkelauflösung σ_θ	BDC	0.5	mrad
Kalorimeter			
Energieauflösung $\sigma_E/\sqrt{E}$	EMC (e^-)	12	%(GeV)$^{-1/2}$
	HAC (π)	50	%(GeV)$^{-1/2}$
	SPACAL (em.)	7.5	%(GeV)$^{-1/2}$
	SPACAL (had.)	30	%(GeV)$^{-1/2}$
Polarwinkelbereich	PLUG	$0.72 - 3.3$	Grad
	LAC	$4 - 154$	Grad
	SPACAL	$153 - 177.8$	Grad
Myondetektor			
Polarwinkelbereich	CMS	$5 - 170$	Grad
	FMS	$3 - 17$	Grad
Luminositätsmeßsystem			
Energieauflösung $\sigma_E/\sqrt{E}$	LMS	1	%(GeV)$^{-1/2}$
Polarwinkelbereich	ET	$0 - 5$	mrad
	PD	$0 - 0.45$	mrad
Proton–Remnant–Tagger			
Polarwinkelbereich	PRT	$1 - 3$	mrad

Tabelle 3.2: *Technische Daten des* H1*–Detektors [H1C96a, H1C96b, H1K93, H1S97, Lis93].*

3.3.1 Aufbau

Das SPACAL besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen. Jede Zelle hat eine Größe von $40.5 \times 40.5 \times 250.0$ mm^3. Sie ist aus Bleiplatten mit eingelegten szintillierenden Fasern (BCF–12), die einen Durchmesser von 0.5 mm haben, aufgebaut. Das Blei:Faser–Verhältnis ist 2.27:1, die Dichte 7.3 g/cm^3. Es werden 52 übereinandergeschichtete Blei–Faserplatten zu einem *Submodul*, welches zwei Zellen entspricht, zusammengefaßt. Dieses enthält insgesamt 4680 Fasern. Ein *Supermodul* besteht aus acht Submodulen, also 16 Zellen, und hat ein Volumen von $162.6 \times 162.6 \times 250$ mm^3. Die Fasern eines Supermoduls werden gebündelt zu Lichtmischern geleitet und die Lichtsignale anschließend mit Photomultipliern in elektrische Signale umgewandelt.

Zwischen dem eigentlichen SPACAL und dem Strahlrohr sind zusätzliche Module eingesetzt worden, um den Akzeptanzbereich zu vergrößern. Dieser *Einsatz* besteht aus 12 Modulen, die von einem Ring aus vier Lagen szintillierenden Materials eingefaßt werden. Letztere dienen dazu, elektromagnetische Schauer, die nicht mit den inneren Modulen vollständig erfaßt wurden, zu messen.

Die Länge eines Moduls $l = 25$ cm entspricht 27 elektromagnetischen Strahlungslängen und einer hadronischen Wechselwirkungslänge.

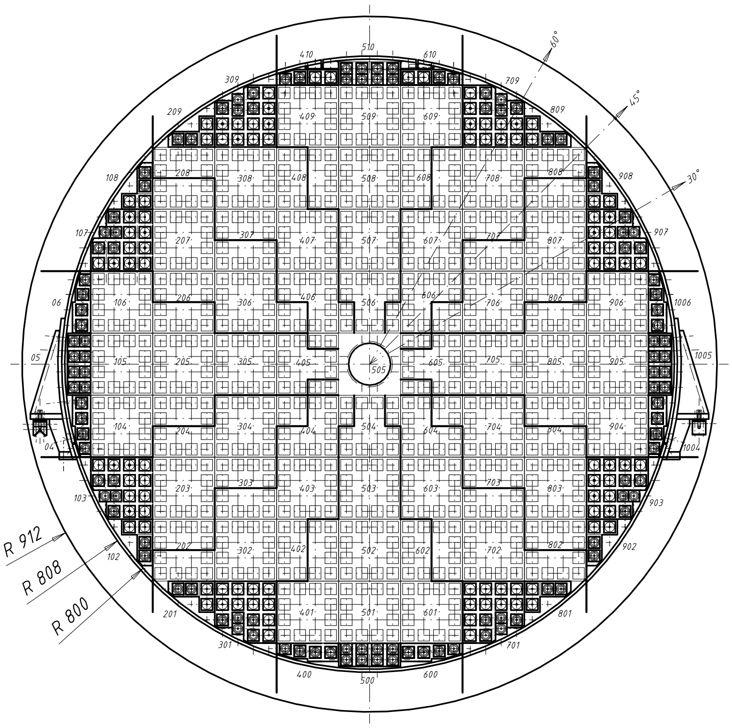


Abbildung 3.4: *Seitenansicht des Spaghetti-Kalorimeters. Die kleinen Kästen stellen die einzelnen Kalorimeterzellen dar, die in Gruppen von 4×4 zu Supermodulen zusammengefaßt werden.*

Eigenschaft	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil	Einheit
Fasermaterial	BICRON BCF–12	BICRON BCF–12	
Faserdurchmesser	0.5	1.0	mm
Anzahl der Zellen	1192	136	
Volumen einer Zelle	$4.05 \times 4.05 \times 25$	$12.0 \times 12.0 \times 25.0$	cm^3
Blei–/Faserverhältnis	2.27:1	3.4:1	
Strahlungslänge X_0	0.91	0.85	cm
Wechselwirkungslänge λ	25	25	cm
Moliere–Radius	2.55	2.45	cm
Gesamtdichte	7.3	7.7	g/cm^3
PM-Typ	Hamamatsu R 5505	R 2490-06	
Winkelakzeptanz	153.0 - 177.8		Grad
Energieauflösung	7.5	30	%/$\sqrt{E}$
Energieskalenfehler	0.7 % bei 27.5		GeV
Zeitauflösung	≤ 1		ns
Rauschpegel ΔE	≤ 300		MeV

Tabelle 3.3: *Technische Daten des rückwärtigen Kalorimeters SPACAL [H1S97]*

.

Gegenüber dem vorherigen Kalorimeter (BEMC) ist die Winkelakzeptanz auf den Bereich von 153.0 bis 177.8 Grad erweitert worden. Dieser Bereich läßt Messungen bis zu einer unteren Grenze des Viererimpulsübertrags von $Q^2 = 0.85$ GeV^2 zu.

Die räumliche Auflösung ist durch die Verkleinerung der Zellgröße verbessert worden. Sie beträgt $\sigma_R = 3.4$ mm. Dadurch wird eine bessere Trennung von Elektronen und Pionen erreicht sowie die Erkennung von abgestrahlten Photonen im Ausgangskanal des Elektrons.

Auch die Zeitauflösung des SPACAL ist im Vergleich zum vorherigen Kalorimeter verbessert worden. Mit den verwendeten Photomultipliern lassen sich Signale mit einer Zeitdifferenz von bis zu 1 ns nachweisen, was für ein Flugzeitsystem zur Unterdrückung von Untergrundereignissen verwendet wird.

Ein zuverlässiges Signal von elektromagnetischen Schauern ist mit den verwendeten Photomultipliern und der rauscharmen Elektronik gegeben. Die Schwelle für einen elektromagnetischen Schauer kann dabei bis auf 300 MeV herabgesetzt werden.

Durch den Einbau einer hadronischen Sektion ist zudem die Messung hadronischer Energien im Rückwärtsbereich verbessert worden. Dieser Teil besteht aus 136 Zellen, jede mit einer Größe von $120.0 \times 120.0 \times 250.0$ mm^3. Die aktive Länge entspricht der hadronischen Wechselwirkungslänge von 25.0 cm. Das Verhältnis von Bleimaterial zu Fasermaterial ist hier $3.4 : 1$.

In der Tabelle 3.3 sind die wesentlichen Eigenschaften des SPACAL aufgeführt.

Die Kalibration des Spaghettikalorimeters im Jahr 1996 ist zellweise mit Hilfe der Methode des kinematischen Maximums für alle Zellen mit $R < 50.0$ cm durchgeführt worden, für die äußere Region mit Hilfe von kosmischen Myonen. Die Methode ist in [Jan95, Mey96a, H1S96, H1S97] beschrieben.

3.4 Das Vorwärtsprotonspektrometer

Um Protonen aus diffraktiven Prozessen nachzuweisen, wird das Vorwärtsprotonspektrometer (FPS[2]) verwendet. Diese werden typischerweise unter so kleinen Winkeln ($\vartheta < 0.5$ mrad) vom Wechselwirkungspunkt emittiert, daß sie sich mit den zentralen Komponenten des H1–Detektors nicht nachweisen lassen und durch das Strahlrohr entweichen. Die Protonen können dabei 10 % bis 40 % ihrer ursprünglichen Strahlenergie von 820 GeV verloren haben.

Die Strahlführungsmagnete in der Vorwärtsregion des H1–Detektors separieren diese Protonen entsprechend ihres Impulses vom umlaufenden Strahl und wirken auf diese wie ein Spektrometer. Die Ablenkung der Protonen liegt an den installierten Stationen — 81 und 90 m entfernt vom Wechselwirkungspunkt — in der Größenordnung einiger Millimeter. Dies reicht bei stabiler Strahllage aus, um Teilchendetektoren nahe am Strahl plazieren zu können, um die Trajektorie des gestreuten Protons zu messen.

In den folgenden Abschnitten wird das Prinzip der Impulsmessung des Spektrometers, insbesondere dabei die Wirkungsweise der Strahlführungsmagnete des HERA–Speicherrings beschrieben sowie der Aufbau und die Funktionsweise des Teilchendetektors selbst. Das Datennahmesystem zur Beobachtung wichtiger Kontroll– und Betriebsgrößen und die Verwertung dieser Daten für die Kalibration des Spektrometers werden diskutiert. Zum Schluß wird ein kurzer Überblick über den Betriebsablauf gegeben und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Teilchendetektors diskutiert.

[2] *Forward Proton Spectrometer*, zuweilen auch *Leading Proton Spectrometer* genannt.

3.4.1 Strahlführungsmagnete in der Vorwärtsregion des H1–Detektors

HERA besteht aus zwei Speicherringen, dem Elektron– und dem Protonring. Es gibt vier gerade Teilstücke des Ringes, verbunden durch Bogenstücke, in denen sich die supraleitenden Dipolmagnete befinden. In zwei der vier geraden Ringabschnitte werden die Elektron– und Protonstrahlen zur Kollision gebracht. Dazu werden die Teilchenstrahlen im Bereich ± 24 m um den Wechselwirkungspunkt herum in einem Strahlrohr mit gemeinsam benutzten Magneten geführt. In den anderen Bereichen laufen die Strahlen separat in eigenen Vakuumrohren.

Im folgenden wird nur der Ringabschnitt zwischen dem Wechselwirkungspunkt und $z = 90$ m behandelt, wie in Abbildung 3.5 gezeigt.

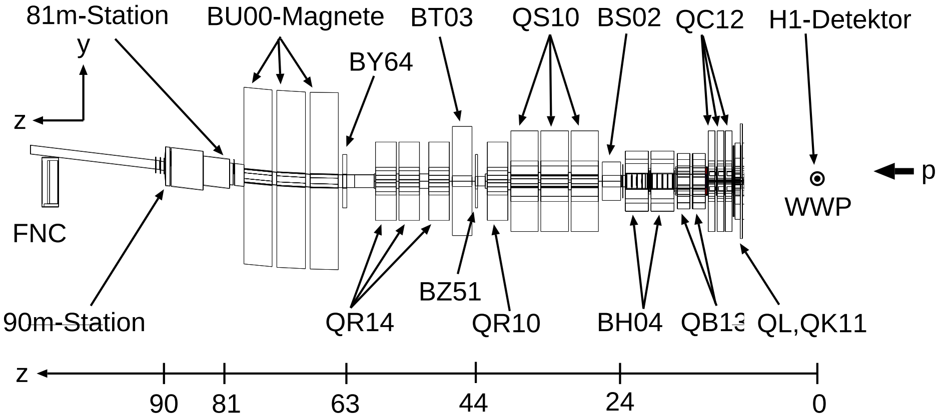


Abbildung 3.5: *Hauptmagnete des Elektron– und Protonspeicherrings in der Vorwärtsregion des H1–Detektors, Oktant Nord–Links. Die gemeinsame Strahlführung von Elektronen und Protonen erfolgt bis 24 m, danach folgen für größere z nur die Magnete des Protonringes. Bei 81 und 90 m sind die beiden vertikalen Stationen des FPS eingezeichnet, bei 107 m das Vorwärtsneutronkalorimeter (FNC).*

Die Quadrupole QL11, QK11 und QC12 dienen der Fokussierung der Strahlen auf den Wechselwirkungspunkt. Die beiden Dipole BH04 werden zur Separation des Elektronstrahls von dem der Protonen in der Maschinenebene genutzt. Dieses ist aufgrund der unterschiedlichen Energien der Teilchenpakete möglich. Die Septummagnete BS02 und BT03 korrigieren den Protonstrahl in der horizontalen Ebene nach der Trennung vom Elektronstrahl. Für Protonen, die nicht die Sollenergie haben bzw. einen transversalen Impuls, wirken die beiden Septummagnete als Prismen und trennen Bahnen von Teilchen verschiedener Energie in parallel zum Referenzorbit verlaufende Trajektorien auf. Die drei Quadrupole QS10 defokussieren den Protonstrahl in der horizontalen Ebene, um anschließend die Prismenwirkung des BT03 Septummagneten besser auszunutzen. Die Quadrupolgruppe QR14 wirkt vertikal fokussierend. Der Sollstrahl durchläuft die Magnetgruppe ohne Änderung seines Bahnverlaufes.

Der Protonstrahl wird durch entsprechende Änderungen der Ströme in den Spulen der Septummagnete und der Quadrupolmagneten stets auf derselben Bahn gehalten. In der vertikalen Ebene wirken keine ablenkenden Kräfte auf den Protonstrahl bis zu den Dipolmagneten BU00 beginnend bei 64 m.

Da Elektron– und Protonstrahlrohr in den Bogenstücken des Ringes übereinander geführt werden, der Positronring jedoch in einer Ebene verläuft[3], werden die Protonen mit drei Dipolmagneten

[3]Der Elektronring definiert die HERA–Maschinenebene und wird stets als Referenz für die Aufstellung auch der Protonmagnete genutzt. Der Hauptgrund liegt darin, die Möglichkeit der polarisierten Positronen zu erhalten. Eine vertikale Ablenkung würde den Spin der Positronen beeinflussen und die Polarisation zerstören.

vertikal abgelenkt. Die drei BU00–Magnete heben den Protonstrahl insgesamt zwischen 64 m und 79 m um einen Winkel von 5.7 mrad an. Die dabei entstehende Dispersion in der vertikalen Ebene $(y - z)$ wird für die Impulsmessung in den Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers genutzt. Protonen, die eine niedrigere Energie als die der Strahlprotonen von 820 GeV haben, werden durch die vertikal wirkende Lorentzkraft des Magnetfeldes in den BU00–Magneten stärker als Protonen mit Sollimpuls abgelenkt. Diese Ablenkung liegt in der Größenordnung einiger Millimeter. Bei einer Energie von $E = 820$ GeV und einer gaußförmigen Protondichteverteilung mit einer Breite von $\sigma \approx 0.256$ mm bei $z = 81$ m ist dies ausreichend, um mit Teilchendetektoren bis auf einige Standardabweichungen σ senkrecht von oben an den Strahl herangefahren, um diese gestreuten Protonen zu erfassen. Einige typische Standardabweichungen σ der Protondichteverteilung sind für vier Positionen am Protonring in der Tabelle 3.4 aufgeführt.

Station: z / m	σ_x / mm	σ_y / mm
63.0	2.926	0.907
80.5	2.059	0.256
89.7	1.605	0.221

Tabelle 3.4: *Standardabweichungen der Protonstrahldichteverteilung unter Verwendung der Protonenoptik des Jahres 1996, berechnet über den Zusammenhang* $\sigma(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)}$ *aus der Betafunktion* $\beta(s)$ *für die Protonen. Es ist* ϵ *die Emittanz des Protonstrahls und als* $\epsilon = 17\pi$ *mm mrad angenommen.*

Weiter gibt es an den Stellen $z = 45$ m und $z = 64$ m zwei Korrekturspulen 45BZ51 und 64BY01. Sie sind beide vertikal ablenkend. Diese Spulen werden dazu genutzt, die Protonstrahllage nachzusteuern. Auch können damit lokale Orbitbeulen erzeugt werden. Dies wird gelegentlich zur Verbesserung der Luminosität im Kollisionspunkt des Experimentes eingesetzt.

Im nächsten Abschnitt wird erläutert, wie sich Protonen mit Hilfe eines Matrixformalismus durch die Magnetelemente der Vorwärtsregion verfolgen lassen.

3.4.2 Der Formalismus zur Beschreibung der Teilchenbahnen

Die Vorwärtsregion des H1–Detektor ist durch das Fehlen von Sextupolmagneten und Magneten mit höheren Multipolmomenten gekennzeichnet. Dadurch sind die Bewegungen der Teilchen in der horizontalen und vertikalen Ebene entkoppelt.

Bewegungsgleichungen lassen sich somit getrennt für die beiden Hauptebenen aufstellen. Im folgenden werden die Gleichungen für $x(s)$ und $y(s)$ betrachtet, wobei s die Weglänge entlang der Referenztrajektorie ist. Alle verwendeten Variablen beziehen sich auf ein bahngebundenes Koordinatensystem. Somit ist x bzw. y die gemessene Ablage in der horizontalen bzw. in der vertikalen Maschinenebene bezogen auf den Referenzorbit.

In linearer Näherung[4] lassen sich die folgenden Bewegungsgleichungen [Roß93] aufstellen:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{\rho(s)^2} - k(s)\right) x(s) = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p} \tag{3.1}$$

$$y''(s) + k(s)y(s) = 0 \tag{3.2}$$

[4]Folgende Annahmen gehen in die Aufstellung der Bewegungsgleichungen ein: a) horizontale und vertikale Bewegung sind entkoppelt, es treten also keine Multipolmomente mit einer Ordnung größer als 2 auf, b) die Impulsabweichung Δp ist klein verglichen mit dem Sollimpuls p, c) werden alle Glieder höherer Ordnung vernachlässigt, also in obenstehenden Gleichungen $x \ll \rho, y \ll \rho$ und $\Delta p/p \ll 1$, und d) der Wechselwirkungspunkt im H1–Detektor wird in den Ursprung $s = 0$ gelegt.

.

Die Parameter ρ und k bezeichnen den Krümmungsradius und die Quadrupolablenkstärke. Die Impulsdifferenz zwischen einem Proton auf dem Sollorbit mit dem Impuls p und einem Proton auf einer Dispersionsbahn ist Δp. Die allgemeine Lösung dieser Bewegungsgleichung setzt sich zusammen aus einer Lösung $x_h(s)$ der homogenen und einer Lösung $x_i(s)$ der partikulären Differentialgleichung. Die homogene Lösung erhält man für $\Delta p = 0$, die inhomogene für $\Delta p/p = 1$. Definiert man die auf die Impulsabweichung $\Delta p/p$ normierte *Dispersionsfunktion* durch

$$D(s) = \frac{x_i(s)}{\Delta p/p}, \tag{3.3}$$

so lautet die allgemeine Lösung

$$x(s) = C(s)x_0 + S(s)x'_o + D(s)\frac{\Delta p}{p}. \tag{3.4}$$

Dabei sind x_0 und x'_0 Anfangswerte der homogenen Lösung $x_h(s)$ und $x'_h(s)$ für $s = s_0$ am Wechselwirkungspunkt. $C(s)$ und $S(s)$ sind zwei unabhängige Lösungen der homogenen Gleichung. $D(s)$ ist Lösung der Gleichung

$$D''(s) + \left(\frac{1}{\rho(s)^2} - k(s)\right) = \frac{1}{\rho(s)} \tag{3.5}$$

mit den Anfangsbedingungen $D_0 = D'_0 = 0$. Somit haben Teilchen verschiedener Energie anfänglich die gleiche Bahn. Die Dispersionstrajektorie kann mit Hilfe der Lösungen der homogenen Gleichung berechnet werden.

Schreiben läßt sich der Zusammenhang zwischen dem Ursprung des Teilchens und einem beliebigen Punkt (x, x') auf der Teilchenbahn nach einem Element des Magnetgitters M wie folgt:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C(s) & S(s) \\ C'(s) & S'(s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0(s) \\ x'_0(s) \end{pmatrix} + \frac{\Delta p}{p} \begin{pmatrix} D(s) \\ D'(s) \end{pmatrix}.$$

Jedem Magneten in der Vorwärtsregion des H1–Detektors läßt sich eine Transportmatrix M zuordnen. Die gesamte Magnetlinie läßt sich dann durch eine Transportmatrix M_{tot} ausdrücken, die sich aus dem Produkt aller n die Magneten repräsentierenden Matrizen M_i für $i = 1, ..., n$ ergibt:

$$M_{tot} = M_n M_{n-1} ... M_1. \tag{3.6}$$

Für jede dieser Matrizen gilt $\rho(s) = const.$, bzw. $k(s) = const.$ Da die Vorwärtsregion sich aus Driftstrecken, Dipolen und Quadrupolen zusammensetzt, sind drei Arten von Transportmatrizen ausreichend zur Beschreibung. Mit l als Länge des Elementes und $\varphi = l\sqrt{|k|}$ sind dies:

- Driftstrecke mit $1/\rho = 0, k = 0$:

$$M_x = M_y = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

- Dipolmagnet mit $1/\rho \neq 0, k = 0$:

$$M_x = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \rho\sin(\varphi) \\ -\frac{1}{\rho}\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{pmatrix}$$

$$M_y = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

- Quadrupolmagnet mit $1/\rho = 0, k > 0$:

$$M_x = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \frac{1}{\sqrt{|k|}}\sin(\varphi) \\ -\sqrt{|k|}\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{pmatrix}$$

$$M_y = \begin{pmatrix} \cosh(\varphi) & \frac{1}{\sqrt{|k|}}\sinh(\varphi) \\ \sqrt{|k|}\sinh(\varphi) & \cosh(\varphi) \end{pmatrix}$$

  für den Fall $k < 0$ sind die Matrizen M_x und M_y auszutauschen.

Die Dispersionsmatrix läßt sich aus den obigen Elementen M_i berechnen [Roß93]:

- für $k(s) - \frac{1}{\rho^2} > 0$:

$$\begin{pmatrix} D \\ D' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\rho(k(s)-\frac{1}{\rho^2})}(1-\cos(\varphi)) \\ \frac{1}{\sqrt{k(s)-\frac{1}{\rho^2})}}\sin(\varphi) \end{pmatrix}$$

- für $k(s) - \frac{1}{\rho^2} < 0$:

$$\begin{pmatrix} D \\ D' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho(|k(s)-\frac{1}{\rho^2}|)}(1-\cosh(\varphi)) \\ \frac{1}{\sqrt{|k(s)-\frac{1}{\rho^2})|}}\sinh(\varphi) \end{pmatrix}$$

- und für $k(s) - \frac{1}{\rho^2} = 0$:

$$\begin{pmatrix} D \\ D' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Mit Hilfe des Programmes PETROS [Hol97] läßt sich der geschlossene Orbit eines Protons mit Sollimpuls für eine vorgegebene Optik, z.B. die Luminositätsoptik im Jahr 1996 des Protonspeicherrings HERA, berechnen. Die dabei verwendeten Werte für $\rho(s)$, $k(s)$ und l sind in die obigen Transportmatrizen einzusetzen.

So läßt sich die Teilchenbahn eines Protons durch die gesamte Kette der Magnetelemente vom Wechselwirkungspunkt bis zur letzten Station des Vorwärtsprotonspektrometers rekonstruieren.

Damit ist auch der Zusammenhang zwischen den gemessenen Größen $x(s)$ und $x'(s)$ im Bereich der FPS–Stationen und $x(0)$ und $x'(0)$ am Wechselwirkungspunkt bekannt.

Berücksichtigt man noch, daß $\rho = \rho(s, E')$ und $k = k(s, E')$ sowie die Annahme $x(0) = 0$ für alle Teilchen, so gilt:

$$\begin{pmatrix} x(s,E') \\ x'(s,E') \end{pmatrix} = x'(0) \begin{pmatrix} C(s,E') & S(s,E') \\ C'(s,E') & S'(s,E') \end{pmatrix} + \frac{\Delta p}{p} \begin{pmatrix} D(s,E') \\ D'(s,E') \end{pmatrix} .$$

Mit diesem Gleichungssystem lassen sich $x'(0)$ und E' rekonstruieren.

Eine Besonderheit ist im Zusammenhang mit den Quadrupolen zu erwähnen, die gemeinsam von der Positron– und Protonmaschine genutzt werden. Die Quadrupole 6QL11 und 7QK11 sowie 9QC12, 10QC12, 11QC12 und 13QB13, 15QB13 sind paarweise so aufgestellt, daß sie eine gemeinsame Magnetachse haben. Sie sind dazu in der horizontalen Ebene verschoben, so daß die Referenzbahn für die Protonen nominell nicht durch die Mitte eines Quadrupols verlaufen würde. Durch eine lokale Transformation für diese Magnetpaare der Protontrajektorie können jedoch die obigen Matrixausdrücke benutzt werden, d.h. es müssen keine Dispersionen durch Dipolkräfte berechnet werden.

Im Betriebsjahr 1996 ist die Betafunktion, die die Enveloppe aller möglichen Teilchentrajektorien angibt, für den Protonspeicherring während der Datennahme geändert worden, um eine höhere Luminosität zu erzielen. Die Betafunktion im Wechselwirkungspunkt ist von $\beta_y^* = 0.7\,\mathrm{m}$ auf $\beta_y^* = 0.5\,\mathrm{m}$ verkleinert worden[5]. Infolgedessen hat sich auch der Wert der Betafunktion an den Stellen der FPS–Stationen geändert. Die Änderung beträgt bei z =85 m etwa 0.3 %.

3.4.3 Prinzip der Impulsmessung

Zur Bestimmung des Impulses des unter kleinen Winkel in den Vorwärtsbereich gestreuten Protons werden die Messungen der Trajektorien bei 81 und 90 m interpoliert, so daß man ein Trajektorie mit x und x' bei z =85 m erhält.

Das Verfahren ist im Detail in [Lis97] beschrieben und sei hier nur skizziert. Die Lösungen aus der Messung in der horizontalen Ebene werden mit E_x und θ_x bezeichnet, diejenigen aus der Rekonstruktion in der vertikalen Ebene mit E_y und θ_y. Geht man von dem Zusammenhang zwischen $x(0)$ und $x'(0)$ sowie $x(85\mathrm{m})$ und $x'(85\mathrm{m})$ aus, so läßt sich schreiben:

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

Die Koeffizienten $a_x(E'_x), b_x(E'_x), c_x(E'_x), d_x(E'_x)$ werden mit Hilfe eines Matrixtransportalgorithmus für Energien $400\,$GeV$< E'_x < 900\,$GeV bestimmt und in Form von Tabellen in der Datenbank NDB abgelegt. Dabei gibt es für beide Luminositätsoptiken des Jahres 1996 jeweils einen Satz von Koeffizienten.

Diese Tabellen werden genutzt, um die zugehörige Energie einer gemessenen Trajektorie zu bestimmen. Zwischen zwei Energiewerten, die in Abständen von 20 GeV berechnet worden sind, wird eine lineare Interpolation durchgeführt.

[5] Diese Protonenoptik ist endgültig in den Betrieb genommen worden am 9. September 1996.

Man erhält ein bilineares Gleichungssystem, welches im allgemeinen zwei Lösungen für E'_x und $\theta_x = x'(0)$ liefert. In der horizontalen Ebene läßt sich oft eine der beiden Lösungen verwerfen, da sie nicht in dem experimentell zugänglichen Energieintervall liegt.

In der vertikalen Ebene dagegen müssen zusätzliche Informationen benutzt werden, um eine eindeutige Lösung zu erhalten. Zum einen lassen sich Lösungen im Bereich von hohen Energien 740 GeV $< E'_y < 810$ GeV verwerfen, da sie gleichzeitig einen hohen Streuwinkel $\theta_y > 1$ mrad aufweisen, der unphysikalisch ist. Protonen mit solchen Streuwinkeln und einer solchen Energie treffen das Strahlrohr bereits auf den ersten 25 m. Zum anderen lassen sich die doppeldeutigen Lösungen einschränken, die zu Energien im Bereich 400 GeV$< E'_y < 740$ GeV und Streuwinkeln im Bereich von -0.4 mrad$< \theta_y < 0.7$ mrad führen. Dazu wird die Messung in der horizontalen Ebene verwendet. Es wird gefordert, daß der Ausdruck

$$\frac{(E'_x - E'_y)^2}{E'^2_x + E'^2_y} \tag{3.7}$$

minimal wird.

Anschließend werden die Größen E'_x, E'_y, θ_x und θ_y zu einer gemeinsamen Messung mit den Größen E, Θ_x und Θ_y kombiniert. Dazu wird eine χ^2–Anpassung durchgeführt, bei der der Ausdruck

$$\chi^2 = (E - E_x, E - E_y, \Theta_x - \theta_x, \Theta_y - \theta_y)COV^{-1} \begin{pmatrix} E - E_x \\ E - E_y \\ \Theta_x - \theta_x \\ \Theta_y - \theta_y \end{pmatrix} \tag{3.8}$$

minimiert wird. COV ist die zugehörige Kovarianzmatrix der Größen E_x, E_y, θ_x und θ_y. Eine Lösung wird nur akzeptiert, wenn $\chi^2 < 10$ gilt. Durch diese Methode werden die ursprünglichen Emissionswinkel wegen ihrer Korrelation mit der rekonstruierten Energie derart korrigiert, daß die Winkel Θ_x und Θ_y eine verbesserte Auflösung aufweisen (Abb. 3.27).

3.4.4 Aufbau des FPS

Eine der beiden im Jahr 1996 installierten vertikalen Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers, ist in der Ansicht 3.6 zu sehen. An das Strahlrohr mit einem Vakuumkreuzungsstück ist ein beweglicher Vakuumeinsatz angeflanscht, welcher die Teilchendetektoren aufnimmt. Sie sind auf ein Trägerrohr montiert und mit einer Plattform, auf der ein Teil der Ausleseelektronik zu finden ist, verbunden. Die ganze Anordnung — Plattform mit Detektorträger und Tauchgefäß — kann über einen Kettenantrieb vertikal bewegt werden.

3.4.4.1 Die Faserhodoskope

Der Detektor besteht aus zwei Subdetektoren, die sich in einem Abstand von 60 mm quer zur Strahlachse auf dem Boden des Vakuumeinsatzes befinden. Ein Subdetektor besteht aus zwei Faserhodoskopen mit jeweils fünf Lagen von 48 szintillierenden Fasern. Die Fasern haben einen Durchmesser von 1 mm und bestehen aus POLIHITECH–Material. Die Lagen haben einen Abstand von 1.2 mm und sind gegeneinander um 0.21 mm versetzt, um eine bessere Ortsauflösung zu erreichen. Die Faserlagen sind eingegossen in Kunstharz. An die szintillierenden Fasern sind

Faserhodoskope	
Fasern pro Koordinate und Subdetektor	5 Lagen à 48 Fasern
Dicke pro Koordinate und Subdetektor	6 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	$55 - 70\,\%$ (1996)
Ortsempfindliche Vielkanalphotomultiplier (PSPM)	
Typ	Hamamatsu 4139–20
Photokathodenmaterial	Bi-Alkali
Fenstermaterial	Glas
Fenstergröße	$40 \times 40\,\text{mm}^2$
Pixelanzahl	64
Pixelgröße	$\varnothing 4$ mm
Verstärkung bei 2 kV	$3 \cdot 10^6$
Quanteneffizienz bei 420 nm	20 %
Triggerszintillatoren	
Breite	$12.8\,$mm
Dicke pro Koordinate und Subdetektor	5 mm$\simeq 1.18\,\%\,X_0 \simeq 0.63\,\%\,\lambda_I$
Material	BICRON 408
WLS–Faserbündel zur Auslese	2 BICRON BCF 91A
Gesamtanzahl der Fasern pro Station	240
Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen	$> 97\,\%$ (1996)
Photomultiplier für Triggerszintillatoren	
Typ	Philips XP 1911
Photokathodenmaterial	Bi–Alkali
Fenstermaterial	Glas
Fenstergröße	$\varnothing 15$ mm
Verstärkung bei 1.7 kV	$4.5 \cdot 10^6$
Quanteneffizienz bei 400 nm	25 %

Tabelle 3.5: *Technische Bauparameter und Spezifikationen des Vorwärtsprotonspektrometers [Phi93] im Jahr 1996.*

Lichtleiter geschweißt, welche die Lichtsignale auf die Kathoden eines ortsempfindlichen Vielkanalphotomultiplier leiten. Der verwendete Vielkanalphotomultiplier[6] hat 8×8 Anodenzellen, wobei jede Zelle am Eintrittsfenster des Photomultipliers eine effektive Größe von $4 \times 4\,\text{mm}^2$ hat. Auf jede Zelle werden durch eine Maske vier Lichtleiterfasern geführt, um die Anzahl der Kanäle zu beschränken. Dabei werden von einer Faserlage mit insgesamt 48 Fasern z.B. die 1., 13., 26. und 37. Faser auf dasselbe Pixel geführt. Einem Anodensignal sind somit vier Fasern zugeordnet. Jede der vier Fasern wird von einem anderen Triggerszintillatorsegment abgedeckt, so daß sich

[6]Es handelt sich dabei um den Typ 4139-20 der Firma Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Center, 314-5 Shimokanzo, 438-0193 Japan. Er wird auch *PSPM* = Position Sensitive Photomultiplier genannt.

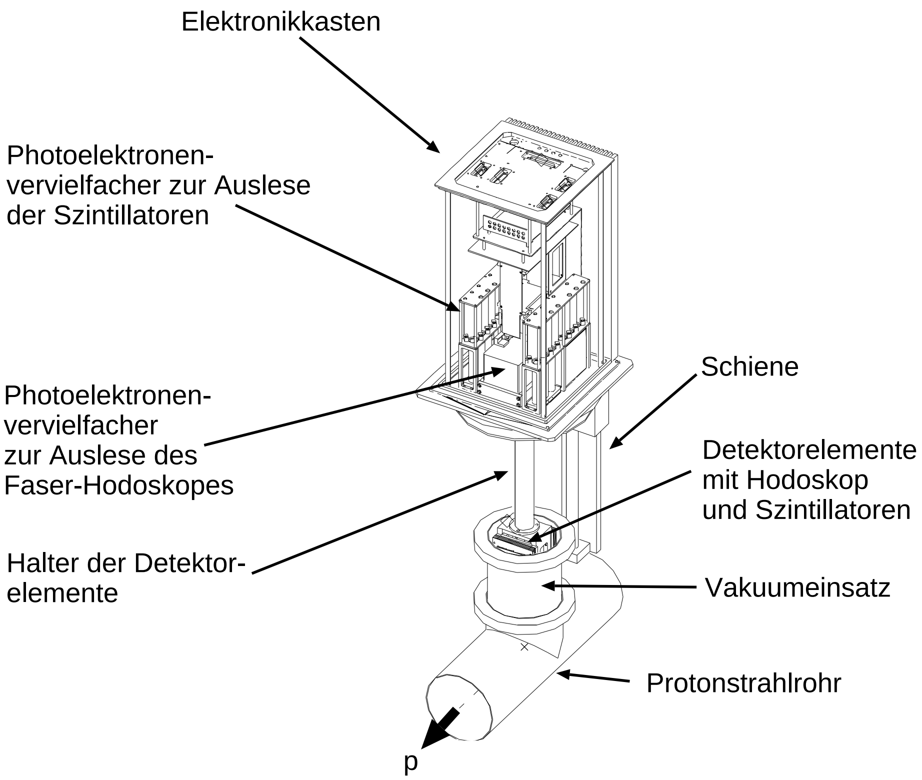


Abbildung 3.6: *Ansicht einer Station mit Strahlrohr, Tauchgefäß und Detektoraufsatz.*

die Mehrdeutigkeit auflösen läßt.

3.4.4.2 Die Triggerszintillatoren

Eine Ansicht des Detektors zeigt Abbildung 3.7. Die Szintillatoren bestehen aus BICRON 408–Material und sind, in vier Teile segmentiert, auf eine 1 mm starke Trägerfläche geklebt. Ausgelesen werden diese mit einem Bündel von 240 Wellenlängenschieberfasern aus BICRON BCF 91A, welche auf die Endflächen der Szintillatoren geklebt sind. Das Lichtsignal wird auf Photomultiplier vom Typ Philips XP 1911[7] geleitet.

Die Art der Auslese ist im Jahr 1996 geändert worden. Vorher wurden zwei szintillierende Fasern in die Oberfläche eines jeweiligen Segmentes eingebettet und mit Wellenlängenschieberfasern ausgelesen. Diese Art der Lichtsammlung führte zu hohen Lichtverlusten. Die Ansprechwahrscheinlichkeit betrug zum Teil weniger als 80 %. Mit dem neuen Verfahren ist sie dagegen nahe 100 %.

3.4.4.3 Signal– und Datenauslese der Hodoskope und Szintillatoren

Die Anodensignale der PSPMs sowie der Photomultiplier der Szintillatoren werden im Detektorgehäuse verstärkt und auf schnelle Analog– / Digitalwandler (FADC) gegeben. Diese befinden sich

[7]Philips Components, Postbus 90050, 5600 PB Eindhoven, Niederlande.

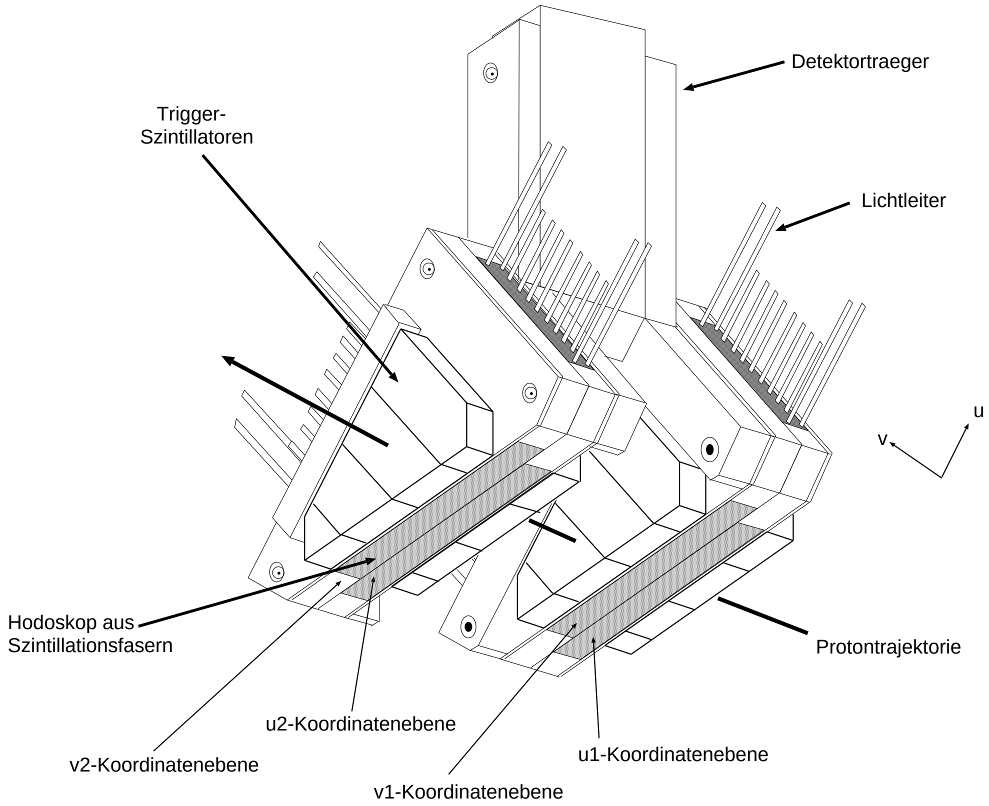


Abbildung 3.7: *Ansicht der Detektoren einer Station, neben den segmentierten Triggerszintillatorflächen sind die im 45–Grad–Winkel angeordneten Faserhodoskope zu sehen.*

in Elektronikschränken im HERA–Tunnel, wie schematisch in Abbildung 3.8 gezeigt. Die Signale werden mit einer Auflösung von 6 Bit verarbeitet und in 32–stufigen Schieberegistern zwischengespeichert. Bei Eintreffen eines Triggersignales wird das Einlesen in das Schieberegister angehalten und dieses im Takt der Kollisionsfrequenz von 96 ns für insgesamt drei aufeinanderfolgende Zeitscheiben[8] ausgelesen. Gesteuert wird die Datenauslese von *Crate–Controller*–Karten, die sich ebenfalls im HERA–Tunnel befinden. Die Daten werden mittels einer optischen Datenübertragung aus dem HERA–Tunnel in den Raum 101 der HERA–Halle Nord über einer Distanz von 120 m gesendet. Auf beiden Seiten befinden sich optische Empfänger und Sender *(VFOLR* und *VFOLT* bzw. des *Crate Controllers)*. Eine *Master–Controller*–Karte, die in einen VME–Überrahmen im Raum 101 eingebaut ist, steuert die *Crate–Controller*–Karten und die optische Datenübertragung. Eine CPU–Karte, ebenfalls im VME–Überrahmen zu finden, steuert die gesamte Datennahme über das Datennahmeprogramm. Mit Hilfe dieses Programms werden die Schwellwerte von den ADC–Daten subtrahiert. Anschließend werden die Daten über eine VME–Bus–Verbindung in den H1–Datenstrom eingespeist. Die *Fast–Card* ist dabei für die Kommunikation zwischen dem lokalen Subsystem und der zentralen H1–Datennahme verantwortlich.

Zusätzlich zur analogen Auslese der Szintillatoren werden die Signale auf Komparatoren gegeben, deren Schwellen sich über die optische Datenübertragungsleitung einstellen lassen. Die di-

[8]Tatsächlich ist es möglich, fünf aufeinanderfolgende Zeitscheiben auszulesen, letztendlich gespeichert werden aber nur drei Zeitscheiben. Nur diese stehen einer Analyse zur Verfügung.

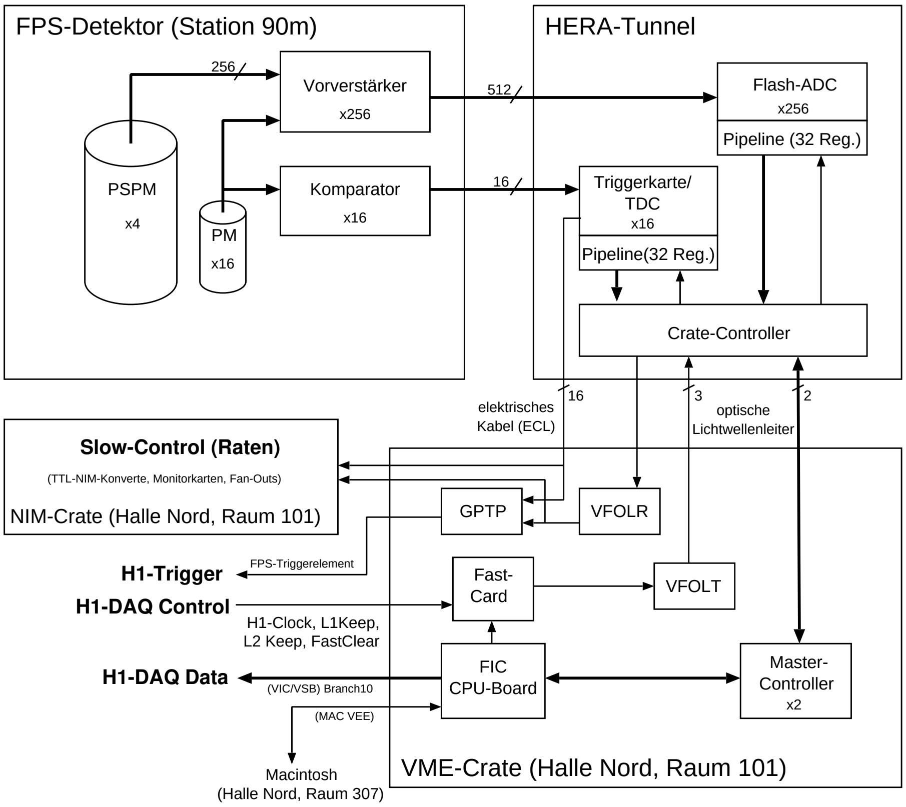


Abbildung 3.8: *Schema der Ausleseelektronik des Vorwärtsprotonspektrometers im Jahr 1996 für die vertikalen Stationen. Die einzelnen Komponenten sind a) direkt an den Detektoren, b) im HERA–Tunnel unter dem Fußweg und c) in einem Raum der Halle Nord untergebracht. Die Übertragung der Signale aus dem Tunnel in die Halle Nord erfolgt mit optischen Lichtleiterkabeln. Von einem VME–Überrahmen in der Halle Nord werden die Signale in die H1–Datenaquisition eingespeist. Es bedeuten VFOLT und VFOLR VME–Fiber–Optic–Link–Receiver und –Transmitter, GPTP General–Purpose–Trigger–Pipeline und FIC Fast–Intelligent–Controller.*

gitalisierten Daten werden zum einen in den H1–Datenstrom eingespeist, zum anderen auch auf einen Triggerprozessor gegeben, der die einzelnen Signale zu Koinzidenzsignalen verarbeitet. Diese werden zum einen der zentralen H1–Triggerlogik zur Verfügung gestellt, zum anderen für die Steuerungslogik der Detektoren verwendet.

Der zeitliche Ablauf der Datennahme, sowie weitere Details sind in [Cas98] zu finden.

3.4.4.4 Hochspannungsversorgung

Alle Photomultiplier sowie die ortsempfindlichen Vielkanalphotomultiplier werden von einer Hochspannungseinheit versorgt. Die Hochspannungsleitungen werden von den einzelnen Stationen aus dem HERA–Tunnel zum Raum 101 der Halle Nord geführt. Dort befindet sich ein C.A.E.N.[9] SY127 mit zehn Hochspannungsmodulen mit jeweils 4 Kanälen. Insgesamt acht Kanäle versorgen die PSPMs der beiden vertikalen Stationen, die übrigen 32 die jeweils 16 Photomultiplier der beiden Stationen. Die Versorgungseinheit ist über einen Optokoppler und eine serielle Schnittstelle mit einem Terminal verbunden. Mittels des in der Haupteinheit eingebauten Steuerprogramms

[9]Construzione Apparecchiature Elettroniche Nucleari S.p.A., 55049 Viareggio, Italien

lassen sich die Parameter wie der Spannungswert im Betrieb, Zeitdauer, für die der Strom über der gesetzten Grenze sein darf etc. wählen. Um in den Zeiten, in denen eine Füllung von HERA erfolgt, Instabilitäten in der Verstärkung der Photomultiplier zu vermeiden, wird die Hochspannung auf einen um $100 - 200\,\mathrm{V}$ reduzierten Wert gesetzt und nicht ausgeschaltet. Das läßt sich mittels eines Schalters im Raum 307 der Halle Nord von der H1–Schichtbesatzung durchführen.

Weiter ist die Hauptversorgungseinheit mit einem *A200–Controller* über eine serielle Leitung verbunden. Diese Karte befindet sich in einem VME–Überrahmen und kann mittels des VME–Bus ausgelesen und gesteuert werden.

3.4.4.5 Antrieb und Fahrsteuerung

Im folgenden werden der Antrieb, der Aufbau der Fahrsteuerung sowie die Kontrolle über Programme und die Aufzeichnung für den Fahrbetrieb wichtiger Meßgrößen erklärt. Diese Kontrollaufgabe gehört zum Bereich der *Slow Control* eines Experimentes.

Die Vakuumeinsätze mit den Detektoren lassen sich mit Hilfe von Schrittmotoren in das Strahlrohr absenken, so daß die Detektoren nahe an den umlaufenden Protonstrahl gebracht werden. Als Motoren werden 5–Phasen–Schrittmotoren[10] verwendet, die an einer Halterung des oberen Flansches des Vakuumkreuzungsstücks befestigt sind. Die Vakuumeinsätze sind mit dem Vakuumrohr über ein lineares Translationsstück verbunden. Dieses besteht aus zwei Flanschen, zwischen denen ein Stahlbalg vakuumdicht montiert ist. Die Flansche und somit auch die Vakuumeinsätze werden über drei Spindelstangen durch eine Endloskette synchron auf– und abgesenkt. Der maximale Hub beträgt bei dem eingesetzten Modell[11] 50 mm, wobei ein vollständiger Umlauf der Kette einer vertikalen Translation von 2 mm entspricht. Angetrieben wird die Kette über einen Zahnriemen aus Polyurethan, der eine der Spindelstangen mit der Welle des Schrittmotors verbindet. Die Bewegung der Einsätze mit dem Translationsstück wird durch drei zusätzliche Stangen geführt, so daß keine Verkippungen oder Verdrehungen während des Absenkens auftreten können.

Die Schrittmotoren lassen sich über Netzgeräte mit einer Genauigkeit von $\pm 1\,\mu$m bezüglich der zu fahrenden Distanz ansteuern, das ganze System mit dem Riemenantrieb ergab eine Reproduzierbarkeit der angefahrenen Position von $\pm 5\,\mu$m.

Der mögliche Fahrbereich der Tauchgefäße ist begrenzt durch einen mechanischen Anschlag. Desweiteren sind Endlagenschalter vor den mechanischen Anschlägen montiert. Es handelt sich dabei um Tastschalter, die bei einer Position der Vakuumgefäße nahe der mechanischen Anschläge ausgelöst werden. Sie sollen so ein abruptes Stoppen durch die mechanische Begrenzung verhindern, indem sie die Stromzufuhr zu den Motoren über die nachfolgend beschriebenen Kontrolleinheiten unterbrechen. Die mechanischen Begrenzungen dienen der Sicherheit im Falle eines Ausfalls der Endlagenschalter.

Die Motoren werden von sogenannten HERMIC–Kontrolleinheiten über einen SEDAC–Bus von einem PC–Programm gesteuert. Die HERMIC–Kontrolleinheiten sind für die Ansteuerung von 5–Phasen–Schrittmotoren entwickelt worden. Vorgegeben werden der Einheit die Fahrgeschwindigkeit, die Beschleunigung sowie die anzufahrende Position. Zusätzlich werden die Signale der Endlagenschalter von der Kontrolleinheit genutzt, um während des Fahrbetriebs ein Erreichen der Endlagen unabhängig von der Anzahl der gefahrenen Schritte zu erkennen. Diese SEDAC–Kassetten befinden sich in zwei Überrahmen im Raum 101 der HERA–Halle Nord. Sie sind jeweils einer der beiden Stationen zugeordnet.

[10] Es handelt sich dabei um das Modell RDM 110/51122 der Firma Berger-Lahr, Lahr.
[11] Verwendet wird das Modell LTS06 der Firma Vacuum Generators, Hastings U.K.

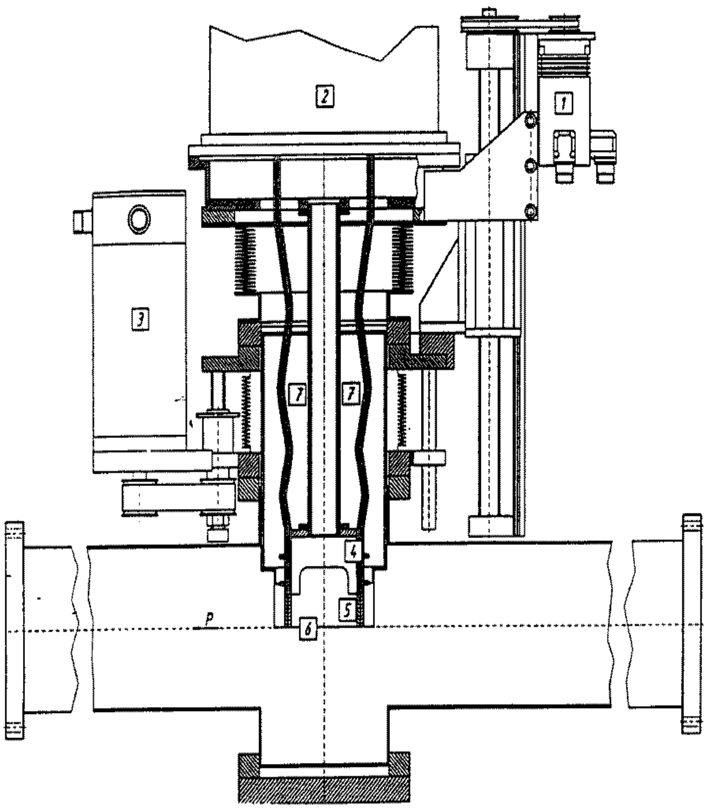


Abbildung 3.9: *Aufbau und Antrieb einer FPS–Station mit Vakuumkreuzungsstück des Protonstrahlrohres (vertikale Station): Einsatz* $\boxed{6}$, *gefüllt mit trockenem Stickstoff* $\boxed{7}$, *Schrittmotor zum Bewegen des Einsatzes* $\boxed{3}$, *Detektoren* $\boxed{5}$, *Lichtleiter* $\boxed{4}$ *und Elektronikbox* $\boxed{2}$.

Weiter befinden sich in den SEDAC-Überrahmen die Kontrolleinheiten, Eingabe– und Ausgabeeinheiten sowie Treiberkarten für den jeweiligen Überrahmen und den zugehörigen Bus. Die Anpaßschaltung für die Übermittlung der Daten an den PC befindet sich hingegen in Raum 307 der HERA–Halle Nord in der Nähe des PCs.

Neben den Kontrolleinheiten sind in jedem der beiden Überrahmen TTL–Zähler zu finden. Zu jeder Station gehört eine 24–Bit–Zählereinheit mit jeweils vier unabhängigen TTL–Eingängen. Die Zeitbasis ist 10 MHz, so daß eine Auflösung von 100 ns erreicht werden kann. Diese Einheiten bieten die Möglichkeit, die gemessenen Eingangswerte in einem Ringspeicher abzulegen. Die Eingänge sind mit Signalen belegt, die für den Fahrbetrieb und die Kontrolle während der Datennahme fortlaufend kontrolliert werden müssen. Ihre Verwendung wird in Abschnitt 3.4.4.6 näher erläutert.

Außerdem findet sich in dem oberen SEDAC–Überrahmen eine BBL3–Alarmeinheit. Sie ist zum einen mit dem zentralen Alarmsystem des H1–Detektors verbunden (*BBL3–System*[12]), zum anderen gibt es eine bidirektionale Verbindung mit der digitalen Ein– und Ausgabeeinheit sowie mit den *Slave*–Eingängen der HERMIC–Kontrolleinheiten. Wird dieser Eingang einer HERMIC–

[12]Das zentrale BBL3–System erhält von allen Subdetektorsytemen über eine Vielzahl von Kanälen Informationen über den aktuellen Status der einzelnen verbundenen Geräte, z.B. einen Gasalarm, Ausfall von Spannungen, Temperaturalarm, Hochspannungsausfälle einzelner Detektorkanäle etc. Kontrolliert wird dieses System von einem Macintosh–Rechner in Raum 301, auf dem das sogenannte *ARGUS*–Steuer– und Kontrollprogramm läuft. Tritt ein BBL3–Alarm auf, so ertönt ein akustisches Signal in den Kontrollräumen und ARGUS zeigt an, um welches Problem es sich handelt.

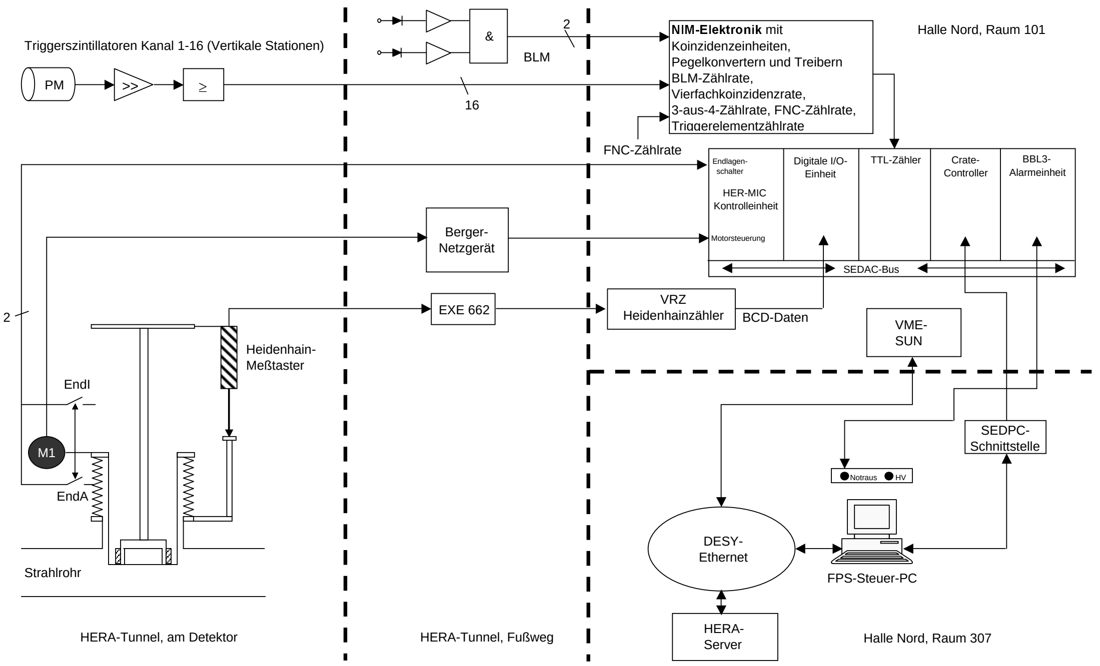


Abbildung 3.10: *Aufbau der Fahrsteuerung mit den Meß– und Steuerkomponenten am Detektor selbst, den SEDAC–Komponenten und dem auslesenden PC. Dabei bedeuten PM=Photomultiplier, BLM=Beam Loss Monitor, FNC=Forward Neutron Counter, VRZ=Vorwärts–Rückwärts–Zähler, SEDAC=Serial Data Acquisition.*

Kontrolleinheit hochohmig beschaltet, so geht diese in einen sogenannten *Totmann*–Modus über, der veranlaßt, die Stromzufuhr zu den Schrittmotoren instantan zu unterbrechen und die Vakuumeinsätze so an ihrer aktuellen Position festzuhalten.

Bei einem Alarm sorgt ein Steuerprogramm für ein schnelles Herausziehen der Vakuumeinsätze mit einer Geschwindigkeit von 15 mm/sec aus dem Strahlrohr.

Alle diese Geräte sind an das Notstromnetz für den H1–Detektor in der HERA–Halle Nord angeschlossen.

3.4.4.6 Steuerungsprogramm

Auf dem PC läuft unter dem Betriebssystem Windows 3.1 ein Visual–Basic Programm, mit dem sich der Fahrbetrieb der beiden Stationen kontrollieren und steuern läßt. Das Programm erlaubt sowohl einen manuellen Betriebsmodus, bei dem die Detektoren durch Eingabe von anzufahrenden Positionen bewegt werden können, als auch einen automatischen Modus. Letzterer ermöglicht ein vollautomatisches Fahren aller Stationen auf eine Position, die sich nahe am Strahl befindet.

Das Programm spricht die SEDAC–Schnittstelle über einen Treiber[13] an. Benutzt wird eine Programmbibliothek in der Programmiersprache C, die die notwendigen Routinen zum Ansprechen der Kontrolleinheiten und anderer Module in dem SEDAC-Überrahmen enthält[14]. Diese Routinen werden von dem eigentlichen Steuerprogramm verwendet.

[13] Fa. Meilhaus Electronic GmbH, 82178 Puchheim

[14] SEDAG.DLL, R. Stadtmueller, MKI HERA, Hamburg

Das Programm besteht aus einer umfangreichen graphischen Benutzeroberfläche zur Bedienung des Fahrbetriebs sowie zur Kontrolle im hineingefahrenen Zustand der Vakuumeinsätze. Weiter lassen sich mit dem Programm einige Parameter für den Automatikbetrieb während des Programmlaufs interaktiv verändern. Wesentliche Meßdaten, die auf der graphischen Benutzeroberfläche angezeigt werden, sind neben den aktuellen Positionen der Vakuumeinsätze die Zählraten von Strahlverlustmonitoren und Szintillationszählern der Detektoren. Letztere werden über die oben bereits erwähnten TTL–Zähler in den SEDAC–Bus eingespeist.

Zur Betriebskontrolle läuft innerhalb des Programms eine Uhr, die alle 10 Sekunden ein Signal an die BBL3–Alarmeinheit sendet. Dieses geschieht über die digitale Ein– und Ausgabeeinheit, die wie oben beschrieben mit der Alarmeinheit verbunden ist. Bleibt dieses Signal aus, werden die *Slave*–Eingänge aller HERMIC–Einheiten hochohmig beschaltet, so daß die Vakuumeinsätze mit den Detektoren schnell aus dem Strahlrohr herausgefahren werden.

Somit wird im Falle eines Programmversagens oder einem Ausfall des PCs gewährleistet, daß sich die Detektoren nicht mehr in der Gefahrenzone dicht am umlaufenden Strahl befinden.

Dieses Signal wird zudem über die BBL3–Einheit an das zentrale Sicherheitssystem gesendet und protokolliert. Im Falle eines Alarms muß die BBL3–Einheit durch einen manuellen Tastendruck wieder in den Ausgangszustand zurückgesetzt werden. Gleichzeitig wird damit der zentrale Alarm gelöscht.

In den Räumen 301 und 307 befinden sich zwei rote Drucktaster als Notschalter, die bei Betätigen ebenfalls über die BBL3–Einheit einen Alarm auslösen. Auch dann werden die Detektoren zurückgezogen. Dieses ist vor allem dann wichtig, wenn man sich in der Nähe des PCs aufhält und das laufende Programm versagt. Man hat damit die Möglichkeit, noch innerhalb des Zehn–Sekunden–Fensters den Alarm zu aktivieren.

Weiter ist der PC einem Novell–Server der DESY–Gruppe MKI (Maschinenkontrolle und Instrumentierung) zugeordnet, wodurch ein direkter Austausch von Daten zwischen dem Steuerungs–PC und den entsprechenden Kontroll– und Überwachungs–PCs im Betriebskontrollraum des HERA–Speicherringes möglich ist.

3.4.4.7 Strahllagemonitore

Im Zusammenhang mit dem Vorwärtsprotonspektrometer ist neben den bereits existierenden Strahllagemonitoren am HERA–Protonspeicherring ein weiterer bei $z = 92\,\mathrm{m}$ eingebaut worden. Die Vakuumkammer dieses Monitors ist aus Kupfer gefertigt und enthält vier 30 cm lange Antennen, die das influenzierte Signal eines vorbeifliegenden Protonpaketes aufnehmen. Die Elektrodensignale wurden über isolierte Kabel in ein digitales Speicheroszilloskop der Firma Hewlett & Packard geleitet. Das Oszilloskop ließ sich über den HP–eigenen GPIB–Bus über eine HP–VEE–Schnittstelle mit einem PC auslesen. Übergeben wurden bereits gemittelte Werte der x– resp. y–Koordinate eines Referenzpaketes des Protonstrahls. Dieser PC befand sich wie das Oszilloskop im Raum 101 der HERA–Halle Nord. Auf ihm lief ein Programm zur Auslese des HP–Oszilloskops und zur Bedienung derselben. Messungen sind im Mittel alle zwei Minuten durchgeführt worden. Gespeichert wurden die Daten zunächst lokal auf der Festplatte des PC. Anschließend wurden die Daten auf den FPS–Rechner kopiert und von dort aus in der ORACLE–Datenbank gespeichert.

Gegen Ende der Betriebsperiode 1996 ist diese Strahllagemonitorauslese ausgetauscht worden gegen eine eigens für diesen Zweck entwickelte Elektronik[15]. Die Elektronik nimmt die vier Antennensignale über 1 db–Abschwächer zur Normalisierung auf, filtert sie mit vier Mikrostreifen–Tiefpaßfiltern, um unerwünschte Oberwellen des Strahls zu unterdrücken, und liefert diese an

[15] BPM–Modul, BERGOZ Instrumentation, 01170 Crozet, France

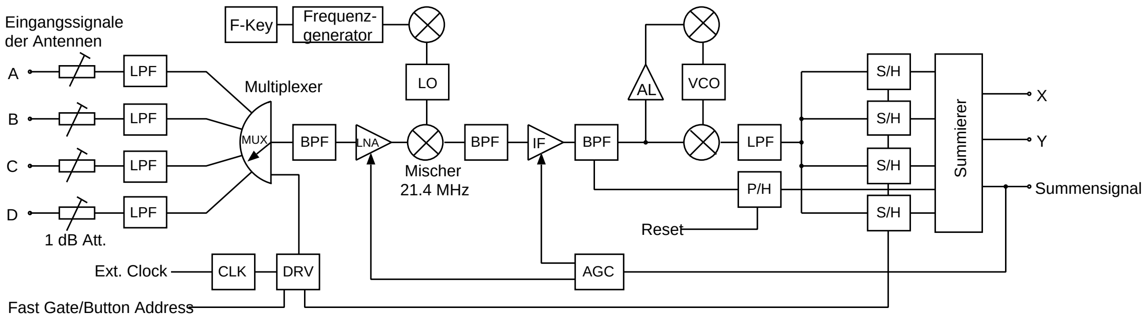


Abbildung 3.11: *Schema der Strahllagemonitorelektronik. Hierbei bedeuten LPF = Tiefpaßfilter, BPF = Bandpaßfilter, CLK = Systemtakt, DRV = Treiber, MUX = Multiplexer, LNA = Linearverstärker, LO = Oszillator, AGC = Automatische Verstärkungskontrolle, AL = Verstärkungsbegrenzer, IF = Verstärker und VCO = Oszillator. Die Kreise sind Phasendetektoren, P/H ist eine Peak/Hold-Stufe. mit der auch einzelne Antennensignale aufsummiert werden können. S/H ist die Sample-/Hold–Stufe. Am Ausgang liegen die Amplituden für die horizontale (X) und die vertikale (Y) Ebene sowie ein Summensignal an.*

einen GaAs–Multiplexer ab. Der Multiplexer zeichnet die jeweiligen Signale 2000 mal pro Sekunde auf, gesteuert durch einen lokalen Taktgenerator. Die Signale aller Elektroden werden sequentiell durch einen Bandpaß geleitet, um die relevante Oberwelle auszufiltern. Anschließend werden diese Signale mit einem 21.4 MHz–Signal eines internen Frequenzgenerators gemischt. Nach Verstärkung werden sie mit einem PLL–gesteuerten Demodulator verarbeitet, gefiltert und anschließend zwischengespeichert. Abgegriffen werden können ein x– und ein y–Wert, gemessen in der Einheit Volt, sowie ein Summensignal. Dabei werden für die Ausgangssignale TTL–Spannungspegel verwendet. Der Eingangsbereich dieser Elektronik ist ± 10 V und innerhalb dieses Bereiches linear (< 50 mV bei -60 dB). Diese Signale werden von einem 16–Bit–ADC digitalisiert und auf dem VME–Bus zur Auslese bereitgestellt. Der ADC stellt neben den digitalisierten Eingangssignalen auch gemittelte Werte zur Verfügung. Die Integrationsdauer kann über Brückenschalter auf der ADC–Schaltung eingestellt werden. Ausgelesen wird der ADC alle 60 Sekunden.

3.4.4.8 Strahlverlustmonitore

Um den Fahrbetrieb der Stationen zu überwachen, sind Strahlverlustmonitore installiert worden. Dies geschah insbesondere im Hinblick auf mögliche Strahlverluste beim Heranfahren an den Strahl oder durch einen Drift der Protonstrahllage während einer Füllung, wie auch durch Sekundäreffekte benachbarter Experimente (HERA–B, ZEUS–LPS[16]). Hinter jeder Station ist jeweils ein Monitor direkt am Strahlrohr angebracht.

Diese Einheiten bestehen aus zwei hintereinanderliegenden, etwa 1 cm^2 großen PIN–Dioden, die als Teilchendetektoren arbeiten. Deren Signale werden verstärkt und über einen Komparator in Koinzidenz geschaltet. Dadurch werden Signale von einzelnen Photonen z.B. der Synchrotronstrahlung, die nur eine der PIN–Dioden treffen, unterdrückt. Dagegen erzeugen hadronische Schauer, wie sie bei Strahlverlusten auftreten, in beiden Dioden ein Signal. Abgegeben wird ein TTL–Signal über eine 90 Ω–Endstufe. Dieses Signal wird anschließend in ein NIM–Signal konvertiert, um es aus dem HERA–Ringtunnel in den Raum 101 zu übermitteln. Dort steht es in einem

[16] Leading Proton Spektrometer

NIM–Modul, welches auch die Spannungsversorgung enthält, als Signal zur Verfügung. Beide PIN–Dioden sind justiert worden, so daß die Rauschrate einer Diode (ohne gespeicherte Teilchenstrahlen im Ring) etwa 10 kHz betrug. Bei dieser Zählrate kann die zufällige Koinzidenzrate vernachlässigt werden.

3.4.4.9 Kontrollmeßgrößen für den Fahrbetrieb

Neben der aktuellen Position der Vakuumeinsätze sind auch Raten verschiedener Zähler für den Fahrbetrieb von Bedeutung.

Die Positionen der Vakuumeinsätze bzw. die Distanz, die sie bezüglich ihrer Ausgangsposition zurückgelegt haben, wird mit Hilfe eines Längenmeßsystems der Firma Heidenhain bestimmt (MT 60M). Dazu wird ein Meßtaster verwendet, der mit einem DIADUR–Glasstab verbunden ist. In die Oberfläche des Glasstabes ist ein feines Gitter eingeritzt. Bei Betätigen des Tasters wird der Glasstab durch zwei Lichtschranken, gebildet aus jeweils einem Photoelement und einer Glühlampe, hindurchgeschoben. Dabei liefern die Photoelemente zwei annähernd sinusförmige, elektrische Signale. Da diese um 90 ° phasenverschoben sind, läßt sich auch die Richtung der Bewegung angeben. Eine Periode des Signales entspricht der Gitterkonstante des Längenmeßsystems, hier 10 μm. Die sinusförmigen Ausgangssignale werden an eine Digitalisierungselektronik EXE 602E geliefert, die die zwei phasenverschobenen Signale sowie einen dritten Referenzimpuls, welcher beim Überfahren einer gesetzten Referenzmarke erzeugt wird, verarbeiten. Nach Verstärkung werden die Signale fünfach unterteilt und anschließend in Rechteckimpulse umgeformt. Die Rechtecksignale lassen sich noch 1–, 2,– oder 4–fach interpolieren. Hier ist eine vierfache Interpolation gewählt worden. Insgesamt ergibt sich mit der Gitterkonstante des Glaßmeßstabes von 10 μm eine erreichbare Auflösung von 0.5 μm. Das Ausgangssignal der EXE 602E ist in TTL–Form abgreifbar. Der maximale Meßweg dieses Tasters beträgt 60 mm.

Ein Vor– und Rückwärtszähler (Heidenhain VRZ 185), jeweils einer pro Station, nimmt die Ausgangsimpulse der EXE 602E auf und stellt sie auf einer siebeneinhalb–stelligen Zähleranzeige dar. Die Zähler befinden sich in Raum 101 der HERA–Halle Nord. Es kann eine Referenzmarke gesetzt werden, die in diesem Fall einer Position der Vakuumeinsätze mit den Detektoren am äußeren Endlagenschalter entspricht. Sie läßt sich jederzeit mit einer Taste zurücksetzen. Weiter stellt der Zähler die gemessenen Werte im BCD–Format an einer parallelen Schnittstelle zur Verfügung. Sie werden über eine 16 bit–Digital–I/O–Einheit in den SEDAC–Überrahmen in den SEDAC–Bus eingespeist und können vom PC–Programm ausgelesen werden.

Auf der graphischen Benutzeroberfläche des PCs (Abbildung 3.12) werden die gemessenen Positionen der Vakuumeinsätze kontinuierlich angezeigt. Daneben sind auch die Sollwerte, die an die HERMIC–Kontrolleinheiten vom Programm gegeben werden, zu sehen.

Für jede Station werden in einem Feld vier Zählraten angezeigt. Das sind die Zählrate des zur Station gehörigen Strahlverlustmonitores, eine Vierfachkoinzidenzzählrate, gebildet aus den Signalen der mittleren Triggerszintillatoren einer jeden Koordinatenebene, eine Koinzidenzrate der Triggerszintillatoren, bestimmt durch eine programmierte Verknüpfung der Einzelzählraten[17], bei der 90 m–Station eine Zählrate des Neutronkalorimeters und bei der 81 m–Station die Koinzidenzrate der Szintillatoren zwischen beiden Stationen.

[17] Es handelt sich bei der programmierten Zählrate um das Ausgangssignal des Triggerprozessors. Die Bedingung entspricht der Forderung, daß von vier hintereinanderliegenden Szintillatorebenen mindestens drei angesprochen haben müssen.

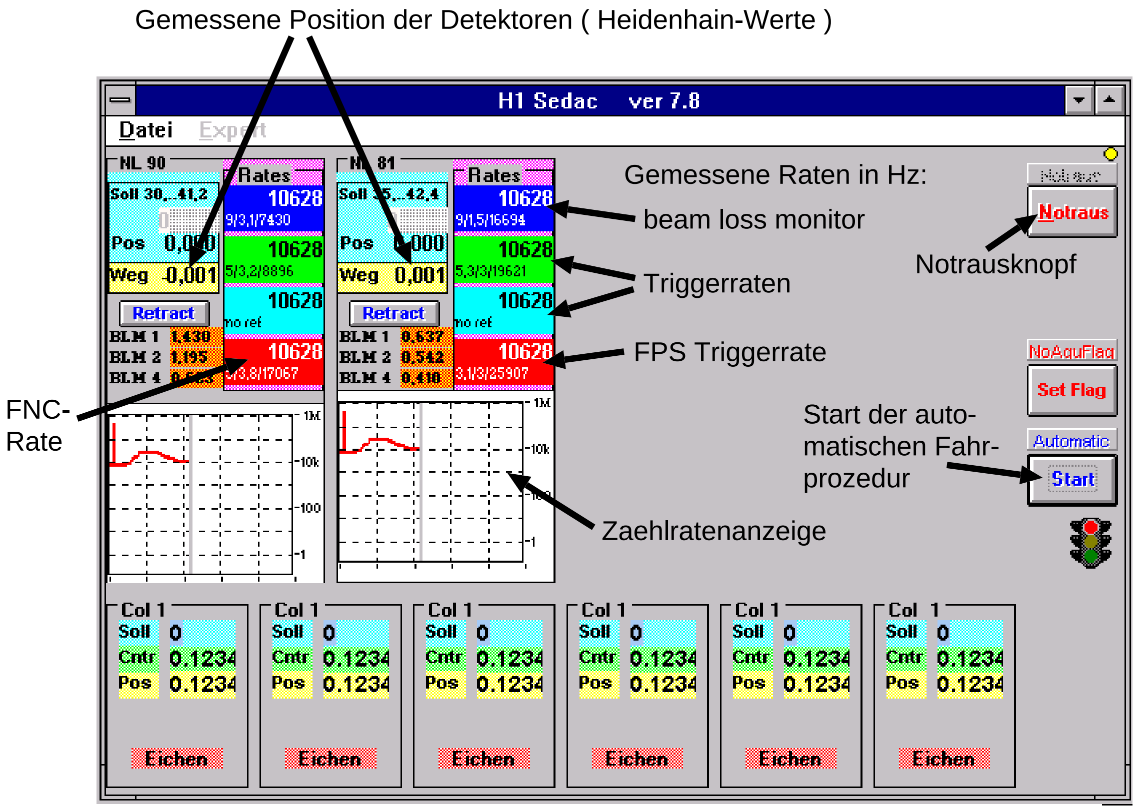


Abbildung 3.12: *Graphische Benutzeroberfläche des Steuerungs–PCs wie sie bis einschließlich 1999 verwendet worden ist. Gezeigt sind hier nur die Informationen für zwei der vier Stationen. Im unteren Bereich sind Steuerungselemente für Strahlkollimatoren zu sehen, die ebenfalls von diesem PC aus gesteuert wurden.*

3.4.4.10 Aufzeichnung der Kontrolldaten und Sicherung auf der ORACLE–Datenbank

Die Daten, die durch das PC–Steuerungsprogramm aufgezeichnet werden, sind auch für die anderen Experimente am HERA–Speicherring von Interesse. Zum einen werden die aktuellen Detektorpositionen für eine spätere Energiekalibration des Spektrometers verwendet, zum anderen dienen sie zur Kontrolle des Betriebes des Protonspeicherrings. Da die Vakuumeinsätze sich sehr dicht am Protonstrahl befinden, ist eine kontinuierliche Kontrolle der Zählraten und der Position wichtig, um im Falle ansteigender Raten oder kurzzeitiger Zählratenanstiege entsprechende Notmaßnahmen einzuleiten.

Insbesondere ist der zeitliche Ablauf des Fahrbetriebs sowie das Verhalten der Zählraten während einer Füllung von Interesse. Dazu müssen die Daten auf einer Datenbank gespeichert werden, die allgemein zugänglich ist, sowie Werkzeuge und Programme zur Verfügung gestellt werden, die eine Darstellung der Daten für einen gewünschten Zeitraum ermöglichen. Benachbarte Experimente am HERA–Ring sind darauf angewiesen, über die Position der Vakuumeinsätze informiert zu sein. So hat sich mehrmals gezeigt, daß die Drahtfäden von HERA–B nicht gleichzeitig mit den FPS-Detektoren nahe an den Protonstrahl gefahren werden können. Die Zählraten steigen bei der Bewegung der Drähte so stark an, daß ein automatischer Fahrbetrieb des FPS unter Zuhilfenahme dieser Raten unmöglich wird. Ebenso können kurzzeitige Ratenanstiege auftreten, wenn das ZEUS–Experiment seine LPS–Detektoren, ähnlich denen des FPS, nahe an den Strahl fährt.

3.4.4.11 NextMEX–Protokoll

Um die mit dem PC ausgelesenen Daten auch an anderen Orten zum Zeitpunkt der Datennahme zur Verfügung zu haben, so zum Beispiel im Betriebskontrollraum des HERA–Speicherrings, müssen jene auf dem Rechnernetz verfügbar gemacht werden. Dazu ist ein DESY–eigenes Netzwerkprotokoll verwendet worden, genannt NextMEX[18], welches die Kommunikation verschiedener Rechner untereinander erlaubt. Da es sich um relativ kleine Datenmengen handelt (< 1 kByte), ist anstelle des TCP/IP–Protokolls[19] das UDP/IP–Protokoll[20] als Grundlage verwendet worden. Zudem ist die Architektur des Protokolls keine *Client/Server–Architektur*, sondern eine sogenannte *Client/Publisher–Architektur*. Ein Server *(Publisher)* kündigt auf dem Netz an, welche Daten er zur Verfügung stellen kann, in diesem Fall ist das der PC, der die Detektorpositionen und die Zählraten anbietet. Die *Clients*, typischerweise Rechner der anderen Experimente, die die Informationen benötigen und gegebenenfalls lokal in einer Datenbank speichern möchten, lassen sich vom *Publisher* registrieren. Dieser schickt daraufhin in regelmäßigen Abständen in einer von ihm kontrollierten Prozedur die gewünschten Daten an die registrierten Kunden. Der *Client* empfängt die Daten in einem asynchronen Modus, hat also nicht auf die Ankunft zu warten, sondern kann währenddessen andere Aufgaben erledigen. Ein weiterer Vorteil dieses Protokolls ist es, das der *Publisher* selbst nicht auf wiederholte, zufällig auftretende Anfragen der *Clients* nach bestimmten Daten warten muß, sondern einmalig eine Liste der gewünschten Daten für die entsprechenden *Clients* erstellt. Der *Publisher* ist dann – mit Einschränkungen – unabhängig davon, in welcher Abfolge er die Anfragen bearbeitet, und nicht durch neue Datenanforderungen blockiert. Der *Publisher* kontrolliert somit die Datenversendung. Das Zeitverhalten bei dieser Methode ist günstiger als vergleichsweise die eines NFS–Servers, wie die bisherige Erfahrung dieses Konzeptes am DESY in den letzten zwei Jahren zeigte. Dies ist insbesondere für den FPS–PC von Bedeutung, da er gleichzeitig die Kontrolleinheiten auszulesen hat, was etwa alle $250 - 500$ ms geschieht.

Das NextMEX–Protokoll hat sich für den Austausch wichtiger Betriebsparameter und –meßgrößen seit 1996 am HERA–Speicherring etabliert. So lassen sich zum Beispiel alle wichtigen Betriebsparameter und Meßgrößen der Speicherringe, wie Energien, Ströme, HF–Größen und strahlbezogene Größen wie Lage, Vakuum von dedizierten Servern, wie zum Beispiel dem HERA–Server, erfragen.

Das FPS stellt seinerseits anderen *Clients* seine Daten zur Verfügung. Nachfolgend sind alle Informationen, die im Jahre 1996 vom FPS–PC abgerufen werden konnten, aufgeführt.

1. Positionen der Detektoren, gemessen mit den Heidenhain–Meßtastern,
2. Motorsollwerte, die an die SEDAC–Kontrolleinheiten der Schrittmotoren gegeben werden,
3. Zählraten der Strahlverlustmonitore bei $z = 84$ m und 90 m,
4. Zählrate eines ausgewählten Triggerszintillators pro Koordinatenebene für jede Station,
5. Zählraten aus einer Koinzidenz der Signale von vier hintereinanderliegenden Szintillatoren. Sie sind mit Hilfe von NIM–Elektronik–Einheiten realisiert und daher unabhängig vom aktuellen Status der H1–Datennahme,

[18]Der Name stammt von dem ursprünglichen Protokoll NetMEX, Net Machine Experiment Data Exchange, basierend auf einem CERN–Softwarepaket von 1986. Dieses ist am DESY zunächst zur Kommunikation zwischen PCs unter Verwendung des IPX–Protokolls umgeschrieben worden und später — 1993/1994 — um das Protokoll TCP/IP erweitert worden. Eine neuere Version (1995, Version 1.00) ist dann NextMEX genannt worden, um die Fortsetzung dieser Arbeit deutlich zu machen.

[19]Transmission Control Protocol

[20]Unified Datagram Protocol

6. Zählraten aus einer dreifachen Koinzidenz von Signalen aus vier hintereinanderliegenden Szintillatorebenen, die sich über das PC–Programm auf bestimmte Szintillatoren einschränken läßt,
7. eine Zählrate des Vorwärtsneutronkalorimeters mit einer Energieschwelle von etwa 100 GeV,
8. die Koinzidenzrate der oben bereits erwähnten Zählraten (6) beider Stationen. Diese Rate entspricht dem Signal, welches auch als sogenanntes Triggerelement an die zentrale Triggerlogik gesendet wird,
9. das Bit, welches anzeigt, daß die Detektoren nur noch einige Millimeter vom Strahl entfernt sind,
10. das DAQ–Bit, welches eine stabile Position[21] der Detektoren einige Millimeter vom Protonstrahl entfernt indiziert.

Vom HERA–Server sind folgenden Informationen regelmäßig abgefragt und gespeichert worden:

1. die Daten von fünf Strahllagemonitoren am Protonring in der Vorwärtsregion des H1–Detektors bei $z = 4, 4.5, 45, 61$ und 148 m sowie der FPS–eigene Monitor bei 92 m,
2. die Ströme aller Hauptmagnete des Elektron– und Protonspeicherrings
3. sowie die Energien und Ströme der Teilchenstrahlen beider HERA–Speicherringe.

Alle Daten des FPS–PC, die auch auf dem NextMEX–Server des PC abrufbar sind, werden in einer ASCII–Datei im sogenannten MEX–Format auf einem zentralen Rechner des H1–Experimentes *(Dice1)* abgelegt. Dieses Format ist in der Vergangenheit auf dem zentralen IBM–Rechner für verschiedene Betriebsgrößen und Kontrollparameter für HERA verwendet worden. Eine Reihe von Anwendungen, insbesondere am H1–Experiment, verwendet noch dieses Format, und muß daher weiter unterstützt werden.

3.4.4.12 Speicherung der Daten in der ORACLE–Datenbank

Alle Daten des FPS–PC sowie die oben aufgeführten Informationen der anderen NextMEX–Server werden in Form des *Slow Control*–Konzeptes [H1C96a, H1SC92] des H1–Experimentes in einer Tabelle der ORACLE–Datenbank gespeichert.

Um die Daten an die Datenbank zu senden, wird ein UNIX–Rechner verwendet. Es handelt sich dabei um einen SPARC–Rechner auf einer VME–Platine mit dem Betriebssystem Solaris 2.4. Dieser Rechner befindet sich in einem VME–Überrahmen zusammen mit dem bereits erwähnten ADC für die Strahllagemonitorauslese. Er übernimmt alle Aufgaben für die Aufzeichnung der Steuerungs– und Kontrolldaten sowie die Ablage in einer Datenbank.

Ein NextMEX–Client *(fpsmex)* erfragt die aktuellen Daten mit Hilfe des NextMEX–Protokolls vom FPS–PC sowie Ströme und Energien der HERA–Strahlen, Ströme der Magnete und die Lage des Protonstrahls im Oktanten Nord–Links des Ringes. Ein weiteres Programm *(bpmlog)* liest den 16 Bit–ADC über den VME–Bus aus. Dieses ist möglich, da der verwendete UNIX–Rechner ebenfalls Zugriff auf den VME–Bus hat und als sogenannter *Master* den Bus kontrolliert.

[21] Typischerweise wird auch in der späteren Rekonstruktion eine Zeitspanne von 100 Sekunden veranschlagt, in der keine Bewegung der Detektoren stattgefunden haben darf. Dieses Kriterium ist Voraussetzung für eine *stabile* Datennahmeposition.

a)

b)

c)

d)

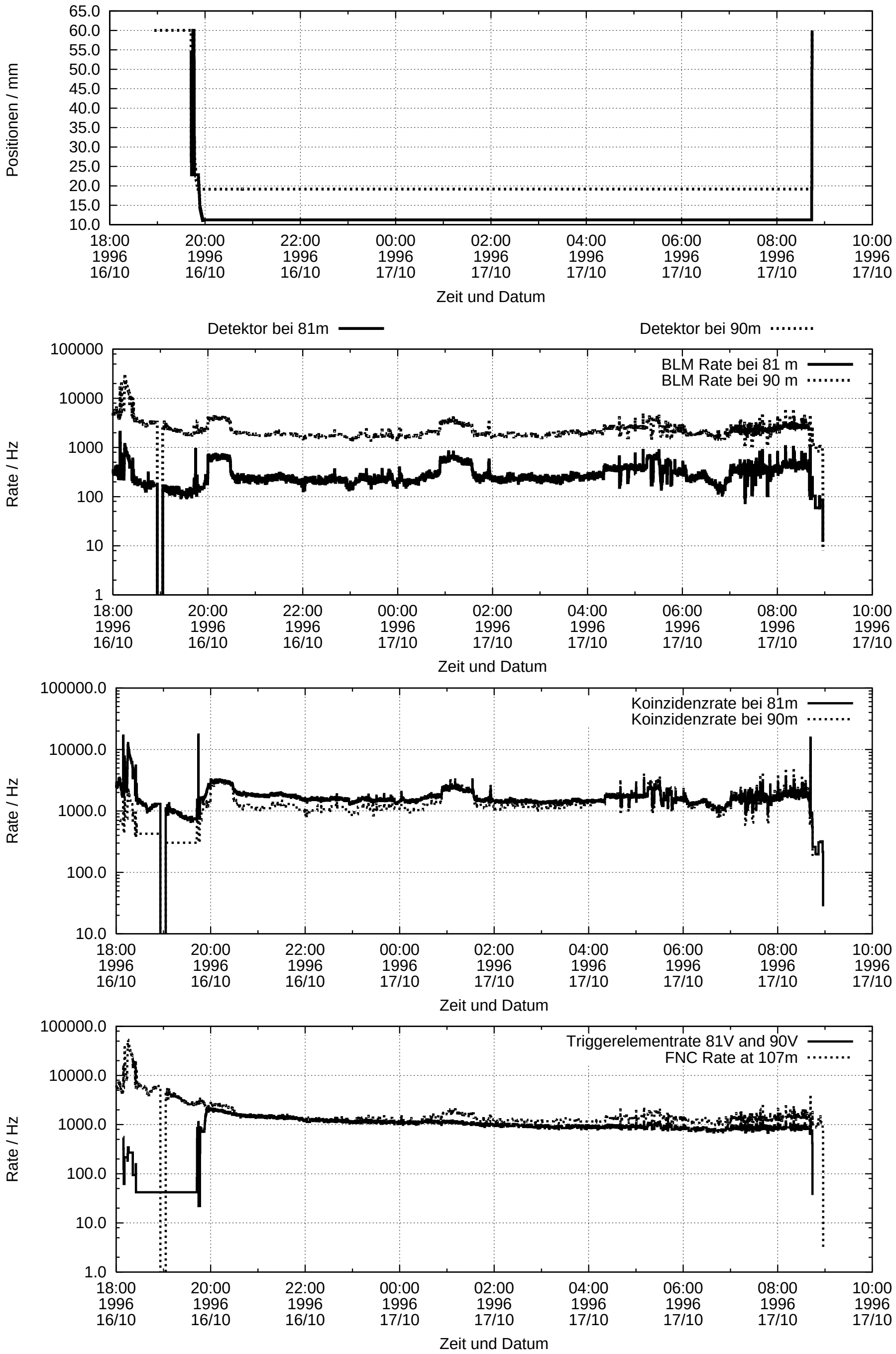


Abbildung 3.13: *Beispiel für den Verlauf der Kontrolldaten, wie sie auch vom WWW-Server abrufbar sind. Die Positionen der vertikalen Detektoren a), die Strahlverlustmonitorzählraten an den Positionen der Römischen Töpfe in b), die Vierfach-Koinzidenzzählraten für 81V und 90V c) sowie die kombinierte Triggerlementrate und eine FNC–Zählrate zu Kontrollzwecken in d).*

Allen Meßgrößen und Kontrollparametern sind entsprechende Kanalbezeichnungen zugeordnet. Sie sind eindeutig innerhalb der H1–*Slow Control*–Daten einem bestimmten Adressenbereich zugeordnet, der in [H1C96a, H1SC92] definiert ist. Die aktuell erfragten Daten werden nur dann gespeichert, wenn sie sich um einen vorgegebenen Betrag[22] geändert haben. Sie werden auf der

[22]Es handelt sich hierbei um die in der Programmiersprache C üblichen Präcompilerdateien, auch mit $.h$ gekennzeichnet. Dies steht im Gegensatz zu anderen Subdetektorsystemen bei H1 [H1SCM90], die sogenannte *Init Records* benutzen und ebendiese auch auf der Datenbank ablegen.

ORACLE–Datenbank in der Tabelle *micro_online* abgelegt. Der Schwellenwert der Änderung wird in sogenannten *Header Files* festgelegt. In der *micro_online*–Tabelle werden alle Daten des H1–Experimentes gespeichert, die nicht zu den Daten eines ep–Ereignisses gehören, sondern sich, verglichen mit der Zeitskala eines ep–Ereignisses von 96 ns, nur langsam ändern. Beispielsweise sind dies die Hochspannung von Photomultipliern, die Gaskonzentration der Driftkammern und Temperaturen.

Um die Daten und deren zeitlichen Verlauf graphisch darzustellen, sind verschieden Programme genutzt worden. Das sogenannte *Doom*–Paket [H1SC96] ermöglicht es, für eine vorgegebene Größe einen zeitlichen Verlauf darzustellen. Dieses Programm wurde genutzt, um während der Betriebsperiode den Fahrbetrieb der FPS–Stationen zu kontrollieren. In Abbildung 3.13 sind die Daten einer typischen Luminositätsfüllung gezeigt.

Weiterhin gibt es Programme, die auf allen H1–UNIX–Rechnern nutzbar sind und mit Hilfe eines Datenbankzugriffsprogramms *(SQL–Loader)* die gesuchten Informationen in Form von lesbaren ASCII-Dateien wiedergewonnen werden können. Dieses wurde u.a. für das Histogrammpaket PAW verwendet.

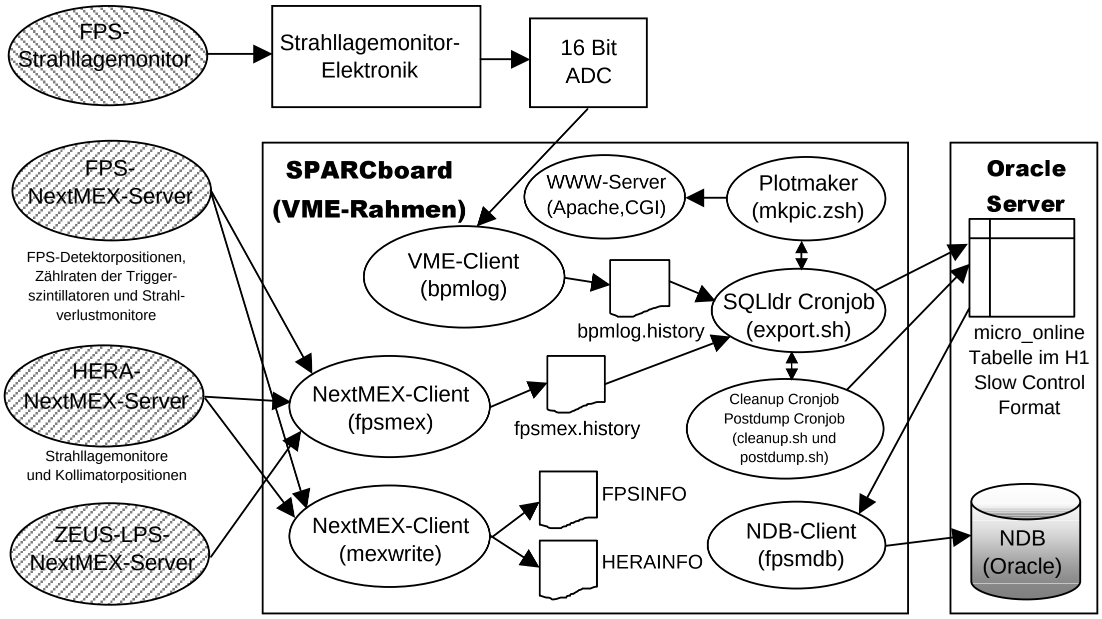


Abbildung 3.14: *Auslese der Kontrollmeßgrößen und –parameter, beginnend von den Datenproduzenten (links) über den UNIX–Rechner (SPARCboard), der die Daten sammelt, bis zu dem Rechner, der die Datenbank enthält.*

Um die Daten, insbesondere die Positionen der Detektoren, anschließend für die Kalibration verwenden zu können, werden sie mit Hilfe eines Zugriff– und Sortierprogramms (*fpsmdb*) aus der allen Detektorkomponenten gemeinsamen Tabelle der ORACLE–Datenbank herausgesucht und in Form von BOS-Banken auf die NDB-Datenbank geschrieben. Damit sind die Daten nutzbar für Kalibrations– und Analyseprogramme. Dieser Prozeß läuft nicht kontinuierlich, sondern wird in der Regel ein– bis zweimal während der Betriebsperiode von HERA durchgeführt. H1–Programmpakete, die direkt auf die ORACLE–Datenbank zugreifen, sind evaluiert worden[23], je-

[23] Dazu wurde *embedded SQL* in der Programmiersprache Fortran verwendet, welches eine Erweiterung der Datenbanksprache *SQL (Standard Query Language)* darstellt.

doch aufgrund eines zu langsamen Zugriffes und somit zu langen Laufzeiten der Programme wieder verworfen worden.

Alle Daten der ORACLE–Datenbank werden regelmäßig auf Band gesichert. Im Falle eines Ausfalls des Datenbankservers[24] werden die Daten lokal auf dem SPARC–Rechner des FPS zwischengespeichert. Sobald der Datenbankserver wieder ansprechbar ist, werden die Informationen von der lokalen Festplatte auf die Datenbank überspielt. Dieses geschah im Jahr 1996 aufgrund einer permanenten Überlastung des Servers *x4u2* alle $1-2$ Wochen. Für das Jahr 1997 ist ein neuer, dedizierter UNIX–Rechner *(Enterprise)* als Datenbankserver in Betrieb genommen worden. Die Verfügbarkeit dieses Servers ist nach anfänglichen Schwierigkeiten deutlich besser geworden.

Im Zuge dieser Änderung ist auch für das Jahr 1997 die Art und Weise der Ablieferung der Daten an den Datenbankserver geändert worden. Statt die Informationen direkt auf die Datenbank zu übermitteln, sobald sie sich signifikant geändert haben, werden sie lokal auf dem SPARC–Rechner in ASCII–Dateien zwischengespeichert. In regelmäßigen Abständen (nachts stündlich, tagsüber alle sieben Stunden) werden diese Dateien aufbereitet und auf der ORACLE–Datenbank abgelegt.

Der Vorteil dieser Methode ist, daß nicht mehr für jedes Datenpaket etwa alle zehn Sekunden ein Speicherprozeß auf dem Server gestartet werden muß. Dieses reduziert die Belastung für den Server und die Netzverbindung deutlich.

Im Falle eines kurzzeitigen Spannungsabfalles oder eines Stromausfalls werden nach einem Zurücksetzen des VME–Überrahmens auch der SPARC–UNIX–Rechner und alle darauf laufenden Prozesse automatisch neu gestartet. Es gibt dadurch in der Regel nur sehr kurze Ausfallzeiten — typischerweise weniger als zehn Minuten —, in denen keine Daten genommen werden können. Sie decken sich mit der Ausfallzeit des gesamten H1–Experimentes und HERA. Ein Programm, welches auf dem SPARC–UNIX–Rechner läuft, wacht permanent darüber, daß alle notwendigen Prozesse laufen. Ist das nicht der Fall, so werden sie neu gestartet und die entsprechenden Verantwortlichen per *Email* benachrichtigt. Alle Aktionen werden in Dateien protokolliert.

Desweiteren werden die Dateien seit 1997 mit den zwischengespeicherten Werten zu graphischen Darstellungen aufbereitet und auf dem WWW zur Verfügung gestellt. So kann stets der Verlauf der letzten Stunden für alle auf dem PC aufgezeichneten Daten abgerufen werden sowie der Verlauf der Daten während eines ganzen Tages (24h-Darstellungen). Zusätzlich sind Kontrolldateien auf dem WWW-Server zu finden, die einem eine Fernkontrolle der Slow–Control–Datennahme ermöglichen sowie die ORACLE–Abspeicherung an– oder auszuschalten.

Die oben bereits erwähnte Hochspannungsversorgung kann über den VME–Bus und den *A200-Controller* vom SPARC–UNIX–Rechner gesteuert werden. Die zugehörigen Spannungs– und Stromwerte werden in den Datenstrom der Slow–Control eingespeist. Diese Daten sind seit 1998 auf dem WWW abrufbar.

3.4.4.13 Fahrprozedur und Automatikbetrieb

Das Fahren der Vakuumeinsätze mit den Detektoren läßt sich zum einen manuell vornehmen, zum anderen ist im Jahr 1996 eine automatische Prozedur mit Hilfe eines Visual–Basic–Programms auf dem PC implementiert worden. Die manuelle Fahrweise erlaubt es, die Vakuumeinsätze einzeln und in beliebiger Reihenfolge zu bewegen. Er ist zur Bedienung durch Experten vorgesehen. Der automatische Fahrbetrieb ist insbesondere im Hinblick auf eine einfachere und sichere Bedienung der Steuertechnik und –programme durch die Schichtbesatzung des H1–Experimentes entwickelt worden. Im folgenden werden die wesentlichen Merkmale des Fahrbetriebs, insbesondere der automatischen Prozedur, erläutert.

Der Fahrbereich, der durch die Endanschläge begrenzt wird, ist in drei Bereiche unterteilt:

[24] Im Jahre 1996 war es die *x4u2*, eine SGI Challenge–Maschine.

- der Schnellfahrbereich, in dem die Vakuumgefäße in einem Schritt auf eine Position gefahren werden, die noch etwa einen Zentimeter von der zu erwartenden endgültigen Position entfernt ist. In diesem Bereich ist es nicht möglich, den Protonstrahl selbst zu treffen.

- der Langsamfahrbereich, in dem zwischen 3 und 5 mm von der tatsächlichen Strahlposition man schon bei ungünstigen Bedingungen auf Ausläufer des Protonstrahls treffen kann. Der Bereich ist in zehn gleich große Fahrschritte unterteilt. Ein Schritt entspricht etwa einer Fahrdistanz von $500 - 600\,\mu$m.

- der Sicherheitsbereich, in dem nur Schritte von $100\,\mu$m gemacht werden können. Die Grenzen dieses Bereiches sind so gewählt, daß er etwa bis auf zehn Standardabweichungen, bezogen auf die Protondichteverteilung, an den umlaufenden Strahl heranreicht.

Innerhalb des zweiten und dritten Bereiches werden während des manuellen Fahrens die angezeigten Zählraten zur Kontrolle der Bewegung verwendet. Überschreitet der aktuelle Wert einer Zählrate eine Referenzrate um einen bestimmten Faktor, das *Notrausverhältnis*, so werden alle Tauchgefäße im schnellen Fahrmodus automatisch zurückgezogen. Die Referenzrate kann während des manuellen Fahrens in den letzten zwei Bereichen jederzeit neu gesetzt werden durch Anklicken der aktuell angezeigten Rate. Es ist auch möglich, über ein Menü der graphischen Benutzeroberfläche (*Expert*) die Referenzrate auf einen beliebigen Wert zu setzen. Der Faktor, der bei Überschreiten das Zurückziehen der Detektoren initiiert, liegt typischerweise bei 10. Als Referenzen wurden im Jahr 1996 die Strahlverlustmonitorrate sowie eine Vierfachkoinzidenzrate der Triggerszintillatoren jeweils für beide Stationen verwendet. Als dritte Referenz dient eine Zählrate des Vorwärtsneutronspektrometers (FNC[25]) für die 90 m–Station bzw. die Rate des FPS–Triggerelementes.

Die automatische Fahrprozedur fährt beide Vakuumgefäße gleichzeitig an den Beginn des Langsamfahrbereiches. Dabei werden Zählraten nicht geprüft, es ist jedoch möglich, mit dem Programm oder mit einem Drucktaster die Fahrt zu stoppen bzw. die Einsätze zurückzuziehen. Von diesem Punkt an wird zunächst nur ein Vakuumgefäß nahe an den Strahl gebracht, 1996 war es die 90 m–Station. Im Langsamfahrbereich wird nach jedem Schritt geprüft, ob die aktuelle Zählrate die nach dem letzten Schritt neu gesetzte Referenzrate um das Notrausverhältnis überschreitet. Falls ja, werden die Detektoren wie im manuellen Modus sofort zurückgezogen.

Nach Erreichen des Sicherheitsbereiches wartet die Prozedur einige Sekunden und bewegt den Vakuumeinsatz anschließend in Schritten von $100\,\mu$m. Zur Kontrolle, wann die richtige Position erreicht ist, wird ein Gradientenverfahren für die Zählraten benutzt. Dazu werden die aufeinanderfolgenden Messungen[26] integriert und die jeweils einer Zählrate geprüft, ob sie ein vorgegebenes *Stopverhältnis* überschritten haben. Fahren die Einsätze aus dem Schatten der HERA–West–Kollimatoren, die bezüglich des Protonstrahles eine strahloptische Begrenzung darstellen, heraus, so steigen die Raten exponentiell an, wie in Bild 3.15 gezeigt ist. Eine typische Position der HERA–West–Kollimatoren liegt im Bereich von 10 bis 15 σ der Protonendichteverteilung des Strahles. Ist dieses Stopverhältnis, welches typischerweise zwischen 1.4 und 1.6 liegt, erreicht, wird das Fahren abgebrochen und die Detektoren um 200 μm zurückgezogen auf die Datennahmeposition.

Während des Fahrbetriebs, manuell sowie automatisch, ist eine Zählrate der Strahlverlustmonitore von jeweils bis zu 100 kHz erlaubt, anderenfalls werden die Stationen ebenfalls im schnellen Modus zurückgezogen.

[25] Diese Zählrate umfaßte die Signale aus den Modulen im mittleren Akzeptanzbereich des FNC, wobei die Schwelle etwa bei 100 GeV lag.

[26] Tatsächlich werden fünf Messungen einer Zählrate verwendet, um einen Mittelwert zu erhalten, der gegen die statistischen Schwankungen der gemessenen Zählrate unempfindlicher ist. Das Zeitintervall, welches für die Messsung benutzt wird, beträgt etwa fünf Sekunden.

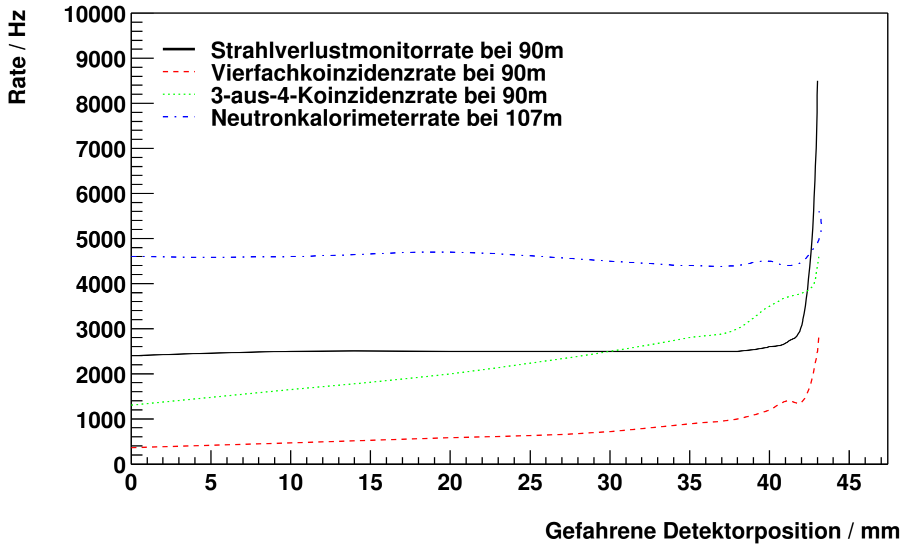


Abbildung 3.15: *Zählrate der Triggerszintillatoren in Abhängigkeit der gefahrenen Position der Detektoren am Beispiel der Station bei z=90m. Der Anstieg der Zählrate tritt ein, wenn die Einsätze aus dem Schatten der Kollimatoren im HERA–Westring heraustreten.*

Eine Anpassung der Parameter an die Bedingungen von HERA ist zu Beginn der Betriebsperiode während einiger Protonfüllungen vorgenommen worden. Dabei wurden die Detektoren zunächst manuell an den Strahl heran gefahren, um die Strahllage abschätzen zu können, anschließend wurde dieses mit Hilfe der automatischen Prozedur wiederholt, wobei die Bereichsgrenzen aus den zuvor ermittelten Fahrten verwendet wurden. Die erlaubten maximalen Gradienten werden dabei ebenfalls ermittelt.

3.4.4.14 Korrektur der Detektorpositionen durch Vermessungsdaten

Die mit Hilfe der Heidenhain–Geräte gemessene Position der Detektoren wird für die Kalibration des Vorwärtsprotonspektrometers verwendet. Dazu muß der Abstand der Detektoren von der theoretischen Strahlposition im HERA–Koordinatensystem bestimmt werden.

Zu Beginn und am Ende der Betriebsperiode werden geodätische Vermessungen beider Stationen sowie des Strahlpositionsmonitors bei 92 m vorgenommen. Als Referenzpunkt dient der Quadrupol NL QS 147, der zum Elektronspeicherring gehört. Da der HERA–Elektronspeicherring die Referenzebene für den Protonring bildet, sind alle Vermessungen auf ersteren bezogen. Zur geodätischen Messung wird anstelle der Detektoren eine Meßplatte auf den Vakuumeinsatz gesetzt. Darauf ist eine Taylor–Hobsonkugel befestigt, die als Referenzpunkt benutzt wird. Weiter befinden sich drei kugelförmige Auflagenpunkte auf der Meßplatte, die der Aufnahme von Präzisionswasserwaagen dienen. Die Detektoren und die zugehörigen Trägerelemente sind in weiteren Messungen[27] relativ zu den Meßkugeln vermessen worden.

Die Daten der Vermessungen sind in der Tabelle 3.6 aufgeführt. Sie sind in Positionen relativ zur nominellen Strahllage konvertiert. In Abbildung 3.16 sind die erhaltenen Größen, die zur Korrektur des gemessenen Heidenhainwertes verwendet werden, eingezeichnet. Verkippungen und Ablagen der Detektoren sind dabei berücksichtigt.

[27] Es sind dreidimensionale Messungen mit Hilfe von Tastern verwendet worden.

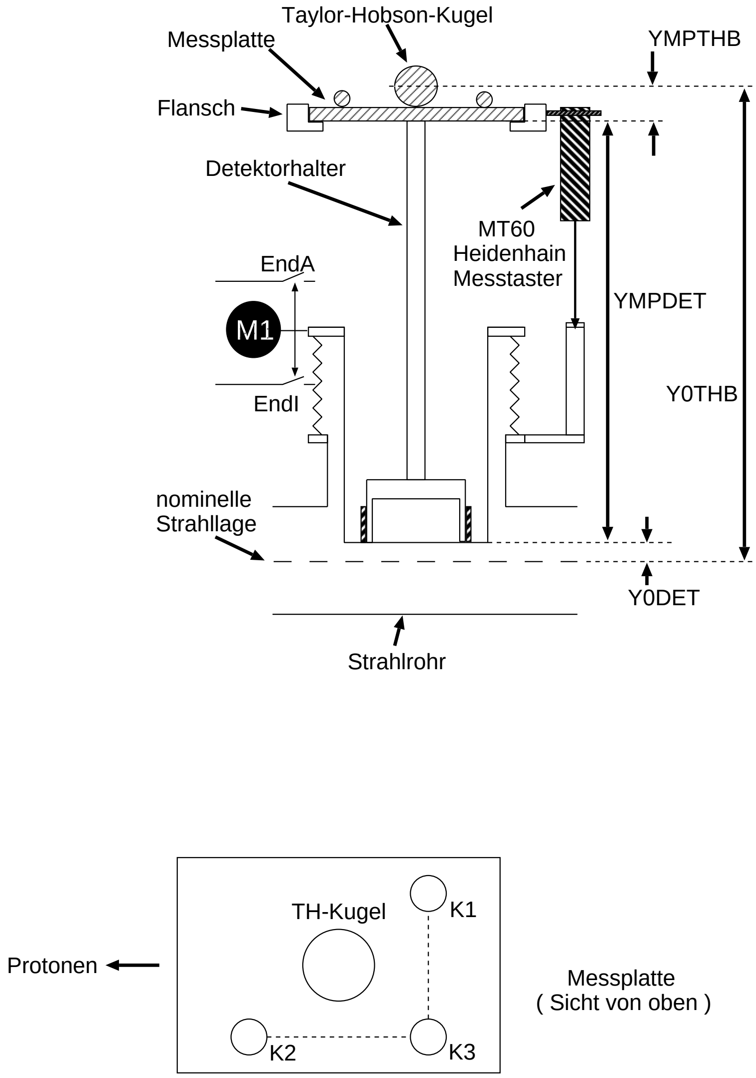


Abbildung 3.16: *Seitenansicht einer Station mit den Größen, die zur Korrektur der tatsächlichen Detektorposition relativ zur nominellen Strahllage aus den Vermessungen (MEA) verwendet werden. Im unteren Teil ist die Aufsicht der Meßplatte gezeigt, die anstelle des Detektors in den Flansch des Vakuumeinsatzes während der Vermessung eingehängt wird. Die eingezeichneten Namen der Meßgrößen sind in Tabelle 3.6 näher ausgeführt. K1, K2 und K3 bezeichnen die Auflagepunkte für die Präzisionswasserwaagen, TH–Kugel bezeichnet die Taylor–Hobson–Kugel.*

Die korrigierten Positionen werden nach der Rekonstruktion lokaler Spuren benutzt, um eine Trajektorie durch die Detektorebenen beider Stationen zu ermitteln.

Während eines zeitweisen Zugangs im November 1996 wurde an der 90 m–Station gearbeitet. Dabei änderte sich die ursprüngliche Ablage in der vertikalen Ebene um 1.07 mm. Dieser Änderung ist bei der Ermittlung der korrigierten Positionen Rechnung getragen worden.

3.4.5 Datennahme und Betrieb des FPS während der Laufzeit 1996

Die Datennahme begann am 28.06.1996 und dauerte bis zum 02.12.96. Insgesamt sind mit dem H1–Detektor Daten entsprechend einer Luminosität von 8.6 nb^{-1} gesammelt worden. Mit dem

Station	81 m	81 m	90 m	90 m
Meßdatum	23.04.1996	03.12.1996	23.04.1996	03.12.1996
Meßgröße				
Y0THB	474.0	474.2	545.99	548.81
YMPTB	77.682	77.682	77.682	77.682
YDETMP	390.0	390.0	462.50	462.50
ALMSDX	-12.47	-11.58	-9.67	-9.42
ALMSDZ	-3.04	-4.60	-9.18	-9.42
ALNBMX	-7.88	-7.88	-7.88	-7.88
ALNBMZ	-11.62	-11.62	-11.62	-11.62
H1OFFSET	49.09	47.999	45.03	42.068

Tabelle 3.6: *Vermessungsdaten der FPS–Stationen. Y0THB entspricht der Distanz der Meßkugel bis zur Unterkante des Detektors, YMPTB, YDETMP, ALMSDX, ALMSDZ, ALNBMX und ALNBMZ geben die Neigungen der Meßplatte in der horizontalen und vertikalen Ebene an, H1OFFSET den gemessenen Heidenhain–Wert.*

Vorwärtsprotonspektrometer wurde eine Datenmenge entsprechend einer Luminosität 5.1 nb^{-1} aufgezeichnet, korrigiert auf den Betriebszustand[28] des Detektors.

Die automatische Fahrprozedur wurde von Beginn an zum Positionieren der Detektoren nahe am Strahl verwendet. Dieses geschah in der Triggerphase 1 des H1–Datennahmeablaufes, wenn die Lagen der Positron– und Protonstrahlen nicht mehr verändert wurden. Da meist erst in Phase 2 die Hochspannung aller Detektoren auf ihrem nominellen Wert ist, wird bei diesem Verfahren nur wenig der gesammelten, nutzbaren Luminosität verloren. Die automatische Prozedur ist dabei schneller als ein manuelles Fahren; das visuelle Kontrollieren und Vergleichen der Zählraten, das Notieren der Positionen und Raten machen den manuellen Fahrbetrieb sehr zeitintensiv. Für das manuelle Heranfahren benötigte man zwischen 20 und 30 Minuten, die automatische Prozedur hingegen war in der Regel nach 15 Minuten abgeschlossen. Insbesondere während eines Luminositätsruns ist dadurch nach einem plötzlichen Zurückziehen der Detektoren in die Ausgangsposition — verursacht durch einen plötzlichen Anstieg einer der Kontrollraten — der automatische Betrieb schneller. Es werden somit mehr Ereignisse mit aktiven Detektoren gesammelt.

3.4.6 Der FPS–Trigger während der Laufzeit 1996

Um Ereignisse aufzuzeichnen, die Kandidaten für ein vorwärts gestreutes Proton enthalten könnten, wurde der zentralen H1–Triggerlogik ein FPS–Triggerelement zur Verfügung gestellt. Es handelt sich dabei um das FPS–Triggerelement 166, welches eine Koinzidenz der Triggersignale in den Detektoren beider Stationen verlangt. Die Triggerbedingung für eine Station setzt sich zusammen aus acht Triggerbits, von denen im allgemeinen nur drei Triggerbits aktiv waren. Zur Generierung dieser Bits ist ein Triggerprozessor verwendet worden, der in [Lis97] näher beschrieben ist.

Eine der folgenden Bedingungen mußte erfüllt sein, damit ein Ereignis aufgezeichnet wurde:

- zwei von zwei Szintillatorlagen in der Koordinatenebene u und ebenso in der Koordinatenebene v weisen einen Treffer auf,

[28] Der Betriebszustand ist vor allem durch den Einschaltzustand der Hochspannung für die Detektoren und die Meßposition derselben gegeben.

- oder zwei von zwei Szintillatorlagen in der einen Koordinatenebene und ein einzelner getroffener Szintillator in der jeweils anderen Koordinate haben angesprochen,
- oder neben zwei angesprochenen Triggerszintillatoren einer Koordinate feuert zusätzlich noch ein weiterer Szintillator. Diese Bedingung machte die Entscheidung unempfindlicher gegenüber Synchrotronstrahlung.

Weitere Möglichkeiten zur Nutzung der Ausgangssignale des Triggerprozessors sind in [Lis97] beschrieben.

Das kombinierte Triggersignal — die Koinzidenzrate aus den beiden Triggerentscheidungen der Stationen — wird über eine GPTP–Karte[29] an die zentrale H1–Triggerlogik übermittelt. Dort steht es als Triggerelement 166 für eine weitere Kombination mit anderen Triggerelementen zur Verfügung.

Im Jahr 1996 sind mit Hilfe dieses Triggerelementes zwei Subtrigger zur Selektion von Ereignissen mit vorwärts gestreuten Protonen im FPS verwendet worden. Dieses war zum einen der Subtrigger 106 der auf Photoproduktionsereignisse sensitiv war, zum anderen Subtrigger 107 welcher Ereignisse mit einer Spur in den zentralen Driftkammern selektiert.

Der Subtrigger 106 hatte im Mittel eine Rate von $0.5 - 1.5$ Hz, Subtrigger 107 war mit einem Untersetzungsfaktor versehen, ohne den er eine Rate von bis zu 10 Hz aufwies.

Die Entscheidung, daß einer dieser Subtrigger angesprochen hatte— bzw. ein beliebiger anderer Subtrigger, bei dem auch das Triggerelementbit 166 gesetzt war—führte dazu, daß die entsprechenden Ereignisse auf Band aufgezeichnet wurden und mit der sogenannten Ereignisklasse 13 versehen wurden. Diese Klasse enthält die Daten des Vorwärtsprotonspektrometers.

3.4.7 Datenauslese der Detektoren

In den folgenden Abschnitten wird die Rekonstruktion der Daten des Vorwärtsprotonspektrometers beschrieben. Nach einer Identifikation getroffener Fasern und getroffener Szintillatoren, bei denen das Signal einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet, erfolgt die Anpassung einer Spur an die Treffer.

3.4.8 Trefferidentifikation

3.4.8.1 Faserdetektoren

Das Signal eines Kanals i des ortsempfindlichen Photomultipliers (Pixel) wird durch Subtraktion einer Schwelle σ_i, die aus der Breite der Pedestalverteilung bestimmt wird, korrigiert. Typische Werte für die Pedestalwerte sind 3 bis 10 ADC–Einheiten für den Hamamatsu–Typ 4139-20. Der für das Signal gemessene ADC–Wert C_i, korrigiert um das Pedestal, wird einem Filteralgorithmus unterworfen, der von der Amplitude eines jeden Kanals das gewichtete Mittel der Signale in den benachbarten Kanälen subtrahiert. Dabei werden die direkten Nachbarn stärker berücksichtigt als die diagonalen. Damit wird das Übersprechen zwischen nebeneinanderliegenden Kanälen des Vielkanalphotomultipliers herausgefiltert, zum anderen bleibt die Höhe des eigentlichen Signals erhalten.

[29] General Purpose Trigger Pipeline, im wesentlichen ein Schieberegister mit 32 Stufen, welches programmierbar in seinen Auslese– und Steuerfunktionen ist und über den VME–Bus ausgelesen werden kann.

Für das Übersprechen kann es mehrere Ursachen geben. Zum einen können Photonen unter einem zu großem Winkel aus einer Faser kommend, oder durch eine Mißanordnung der Maske, die die Fasern auf die einzelnen Kanäle der Pixelmatrix abbildet, auf ein benachbartes Pixel treffen. Zum anderen können Photoelektronen von einer Dynode auf einen benachbarten Kanal gelangen und somit zu einem falschen Anodensignal beitragen. Weitere Quellen für das Übersprechen können δ–Elektronen sein, optisches Übersprechen zwischen den Fasern des aus dem Detektor herausgeführten Faserbündels sowie elektronisches Übersprechen zwischen den Auslesekanälen. Nähere Beschreibungen und Untersuchungen zu dem verwendeten Filteralgorithmus lassen sich in [Lis97, Mah99] finden.

Als Kriterium für das Ansprechen eines Kanals mit einem Pedestal–korrigiertem Signalwert C_i nach Anwendung des Filteralgorithmus ist die Bedingung

$$C_i > 2\sigma_i + 1 \tag{3.9}$$

zu erfüllen. Daten, die dieser Bedingung genügen, werden für die Rekonstruktion einer Spur in den Faserlagen verwendet.

3.4.8.2 Triggerszintillatoren

Bei den Szintillatoren ist ein Übersprechen zwischen benachbarten Segmenten nicht zu erwarten, da sie in Mylarfolie eingewickelt sind. Daher ist zunächst für die Trefferbestimmung das durch Teilchen erzeugte Signal vom elektronischen Rauschen zu trennen. Ein typischer Wert für die Signalamplitude der Triggerszintillatoren ist größer als 63 ADC–Einheiten, entsprechend 1 Volt.

Weiter traten Korrelationen[30] zwischen den Signalen der Szintillatoren einer Koordinatenebene auf, so daß die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation eines Treffers und einer Rekonstruktion einer falschen Spur signifikant anstieg. Dieses ist in Abbildung 3.17 veranschaulicht.

Daraufhin ist die Definition eines Treffers für die Szintillatoren verändert worden. Anstelle die Standardabweichung der Pedestalverteilung miteinzubeziehen, ist ein Schnitt auf die absolute Anzahl der ADC–Einheiten der FADCs gemacht worden. Dabei wurde neben der eigentlichen Signalamplitude auch die Ansprechwahrscheinlichkeit der segmentierten Szintillatoren sowie die Korrelationen von Signalen der Szintillatoren einer Koordinatenebene berücksichtigt. Das Kriterium lautete:

$$C_i > 30 \tag{3.10}$$

Für den digitalen Zweig, bei denen die Signale die Komparatoren durchlaufen, ist eine Schwelle von 80 mV gewählt worden. Diese Schwelle war ausreichend, um das elektronische Rauschen zu unterdrücken.

Mit diesen Schnitten waren die identifizierten Treffer im digitalen Kanal mit denen im analogen deckungsgleich.

a) b) c) d)

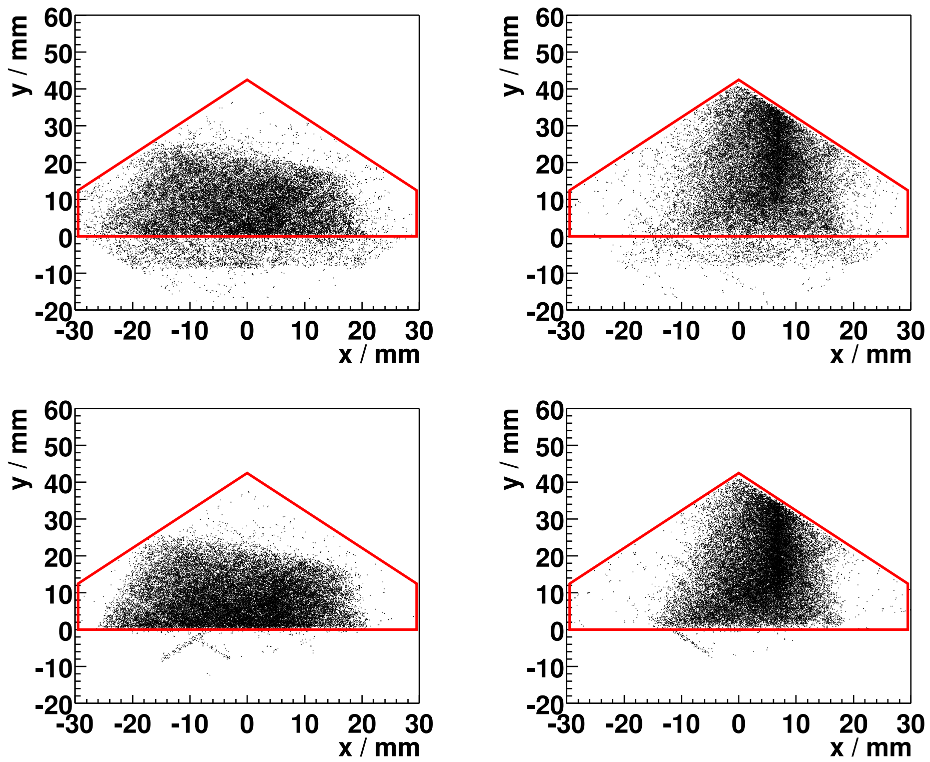


Abbildung 3.17: *Durchgangspunkte der Protonen auf der Detektoroberfläche für die 81 m–Station a) und die 90 m–Station b). Deutlich zu sehen sind die falsch rekonstruierten Spuren unterhalb der sensitiven Detektorfläche, bevor die Änderung in der Zuordnung der Fasern zu den Triggerszintillatoren vorgenommen wurde und eine größere Anzahl an ADC–Einheiten für einen Treffer verlangt wurde (obere Reihe), und nachher (untere Bilderreihe).*

3.4.9 Spurrekonstruktion

Im folgenden sei das Verfahren der Spurrekonstruktion skizziert. Eine detailierte Darstellung findet sich in [Lis97].

Die Rekonstruktion läßt sich in fünf Einzelschritte unterteilen:

1. Als erstes werden die Mehrdeutigkeiten aufgelöst, die dadurch entstanden sind, daß jeweils vier Fasern zu einem Pixel des ortsempfindlichen Photomultipliers gehören. Triggerszintillatoren einer Koordinatenebene sind in vier Segmente unterteilt. Sie haben eine Breite von 12.8 mm und überdecken zusammen den gesamten Bereich von 51.2 mm des zugehörigen Faserhodoskops. Jedem Segment sind die Fasern zugeordnet, von denen man bei Durchgang eines Protons durch das Segment Treffer erwarten würde. Um auch eine ausreichend hohe Ansprechwahrscheinlichkeit zu erreichen für den Fall, daß ein Proton zwischen zwei benachbarten Segmenten bzw. im benachbarten Szintillator hindurchgeht, werden die Fasern im Bereich ± 1 mm von der Segmentgrenze beiden Elementen zugeordnet.

[30] Ursache für diese Korrelationen können die mangelnde Lichtdichtigkeit der Szintillatoren zwischen den aneinanderliegenden Seitenflächen sein, aber auch beim Herausführen der Faserbündel der einzelnen Segmente kann es zu einem optischen Übersprechen kommen. Siehe dazu auch [Mah99].

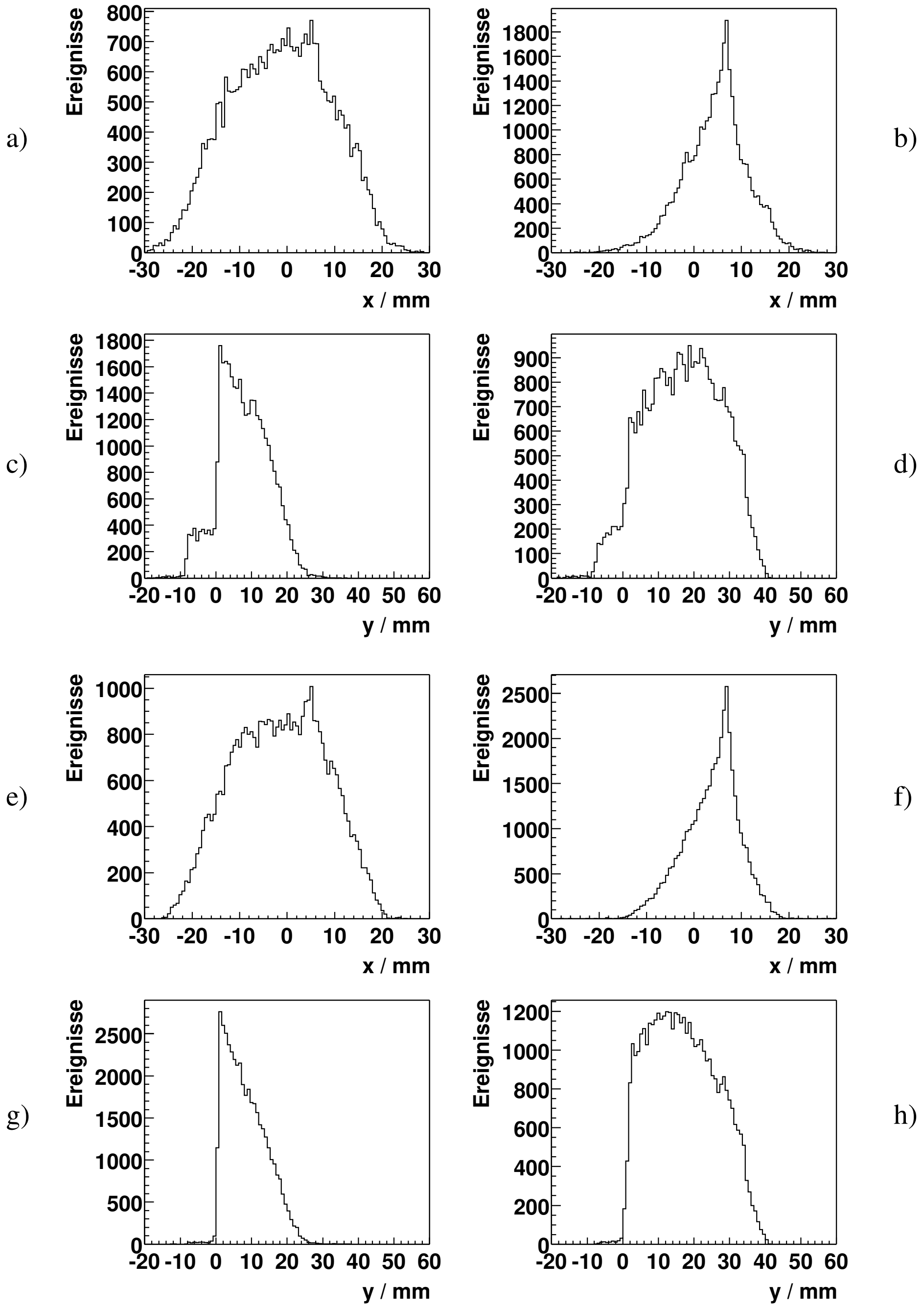


Abbildung 3.18: *Koordinatenverteilungen für x und y vor und nach der Remodellierung der Faser–Szintillator–Zuordnung. Die oberen zwei Figuren zeigen die Verteilung der der x–Koordinate a) an der 81 m–Station sowie an der 90 m–Station b). Die Figuren c) und d) zeigen die Verteilungen der y–Koordinate jeweils bei 81 m und bei 90 m vor der Änderung der Faser–Szintillator–Zuordnungstabelle. Die vier unteren Graphen e) - h) zeigen die entsprechenden Verteilungen nach der Optimierung. Insbesondere die y-Verteilung zeigt ohne Korrektur außerhalb der Detektorfläche bei $y < 0.0$ mm falsch rekonstruierte Ereigniseinträge.*

2. Im zweiten Schritt der Spurrekonstruktion werden die Fasern nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten zu Gruppen zusammengefaßt. Damit wird auch die durch δ–Elektronen entstandende Ungenauigkeit in der Spurrekonstruktion berücksichtigt.

3. Die Fasergruppen werden anschließend benutzt, um jeweils in den lokalen Koordinaten u und v Spuren mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate zu rekonstruieren. Dabei werden Spuren nicht berücksichtigt, deren Winkel zur nominellen Strahlachse größer als 80 mrad ist.

4. Die Spuren in den Koordinaten u und v werden in ein $x-y$–System transformiert, welches fest mit der Detektoranordnung verbunden ist. Spuren, die nach diesem Schritt noch außerhalb des sensitiven Bereiches der Hodoskope liegen, sind schlecht rekonstruierte Spuren und auf die übriggebliebene, falsche Auflösung der Mehrdeutigkeiten zurückzuführen. Der Anteil dieser Spuren ist kleiner als 0.5 %.

5. Als letzter Schritt wird eine globalen Spur im HERA–Koordinatensystem rekonstruiert. Dazu werden die Spuren, die in den Stationen bei 81 m und 90 m gefunden worden sind, mit Hilfe einer Anpassung zu einer gemeinsamen Spur bei $z = 85$ m kombiniert. Berücksichtigt sind dabei die entsprechenden Detektorpositionen, wie sie während der Datennahme einer Füllung aufgezeichnet worden sind sowie die geodätischen Vermessungen. Die Parameter, Ablage und Neigung, dieser Trajektorie stehen für eine Rekonstruktion des Impulses zur Verfügung.

Der Überlapp der Faserzugehörigkeit zu zwei benachbarten Szintillatoren einer Koordinatenebene führte in den Daten 1995 zu einer deutlichen Verbesserung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit. 1996 jedoch, mit der verbesserten Lichtsammlung der Szintillatoren, bewirkte dies eine hohe Anzahl falsch aufgelöster Mehrdeutigkeiten. Die Verteilungen der lokalen Koordinaten u und v, bzw. x und y zeigten im Bereich der Szintillatorübergänge deutliche Überschüsse. Hier sind Fasern fälschlicherweise mehrfach bei der Auflösung der Mehrdeutigkeiten berücksichtigt worden. Die falsch rekonstruierten Spuren der äußeren Szintillatorpaare sind typischerweise außerhalb der sensitiven Detektorfläche zu finden. Durch die Änderung der Faser–Szintillator–Zuordnung wurde dieses verbessert. Die Koordinatenverteilungen vor und nach der Modifikation sowie die Trefferpunkte, sind in den Abbildungen 3.17 und 3.18 zu sehen.

3.4.10 Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserhodoskope

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten sind während der Betriebsperiode kontinuierlich berechnet und aufgezeichnet worden. Sie wurden von einem Teilprogramm der Rekonstruktion, das die aktuellen Rohdaten bearbeitet, in die Datenbank NDB geschrieben.

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserlagen einer Koordinate werden Ereignisse verwendet, bei denen in der anderen Koordinate genau eine Spur rekonstruiert werden konnte. Gezählt werden alle Ereignisse, bei denen diese Bedingungen erfüllt sind und Treffer in der jeweiligen Lage gefunden wurden, die zur Spuranpassung benutzt worden sein müssen. Bezogen auf die Gesamtzahl der verwendeten Ereignisse ergibt sich dann die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Faserlage. Sie sind in Abbildung 3.19 für die gesamte Datennahmeperiode 1996 aufgezeigt und beträgt im Mittel 61 %.

Während der Betriebsperiode gab es einige FADC–Kanäle, die aufgrund eines Kühlproblems der Elektronik beschädigt wurden und ausgetauscht werden mußten. Weiter waren einige Vorverstärkerkanäle durch durchgebrannte Widerstände zeitweise nicht funktionstüchtig. Insbesondere der PSPM 7 in der 90 m–Station war davon betroffen. Er ist am Ende der Betriebsperiode ausgetauscht worden, da sich auch nach mehrmaligen Ersetzen der Vorverstärkerkarten einige Kanäle nicht erholten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des zu diesem PSPM gehörigen Detektors betrug zum Schluß 52 %.

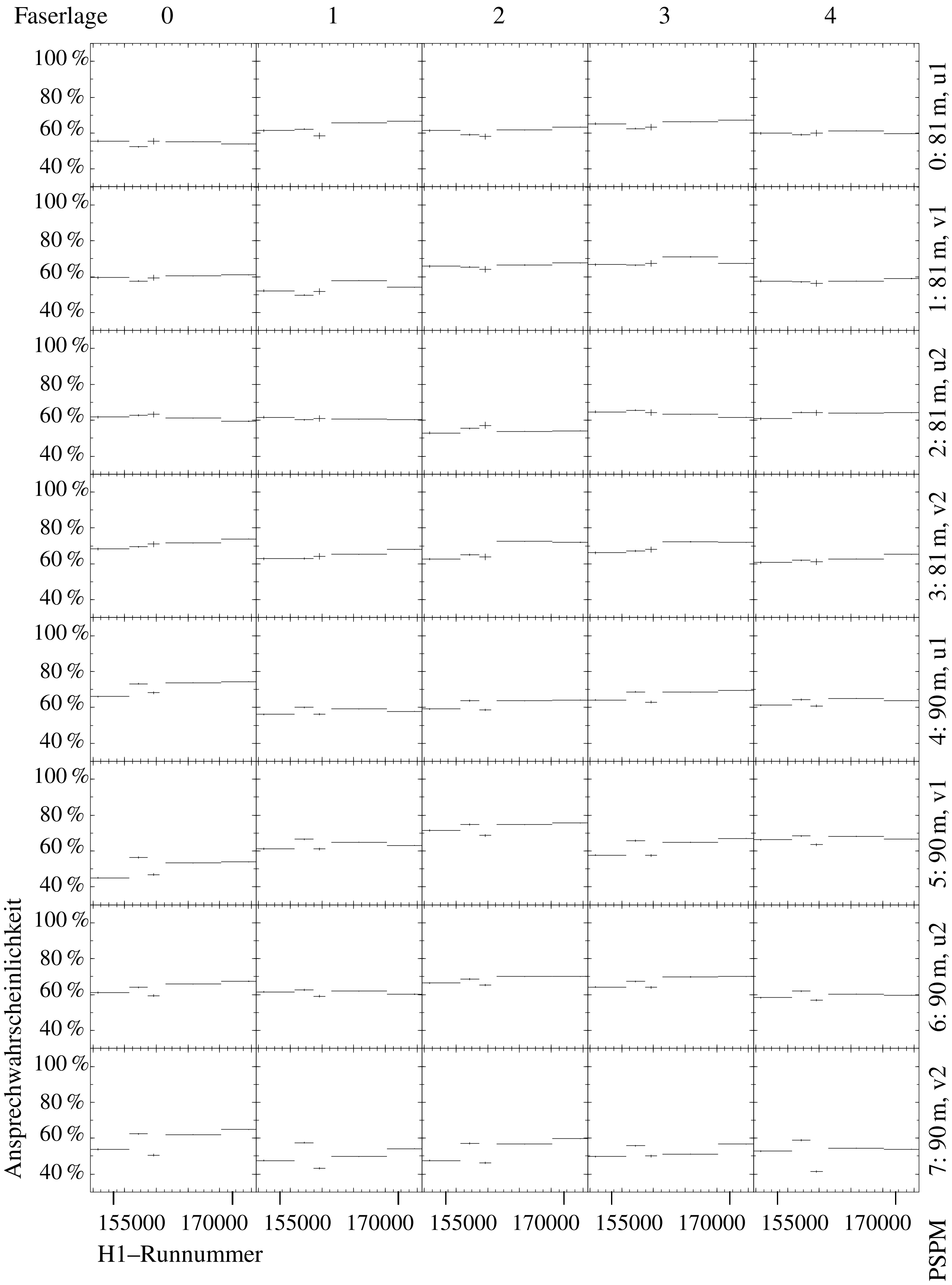


Abbildung 3.19: *Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Faserlagen. Gezeigt sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten in Prozent als Funktion der H1–Runnummer. Die Spalten 0 bis 4 repräsentieren die Faserlagen, die Zählweise entspricht der im Rekonstruktionsprogramm verwendeten. Bereiche konstanter Ansprechwahrscheinlichkeit gehören zu Zeitabschnitten mit gleichen Einstellungen für die Hochspannung und Elektronik.*

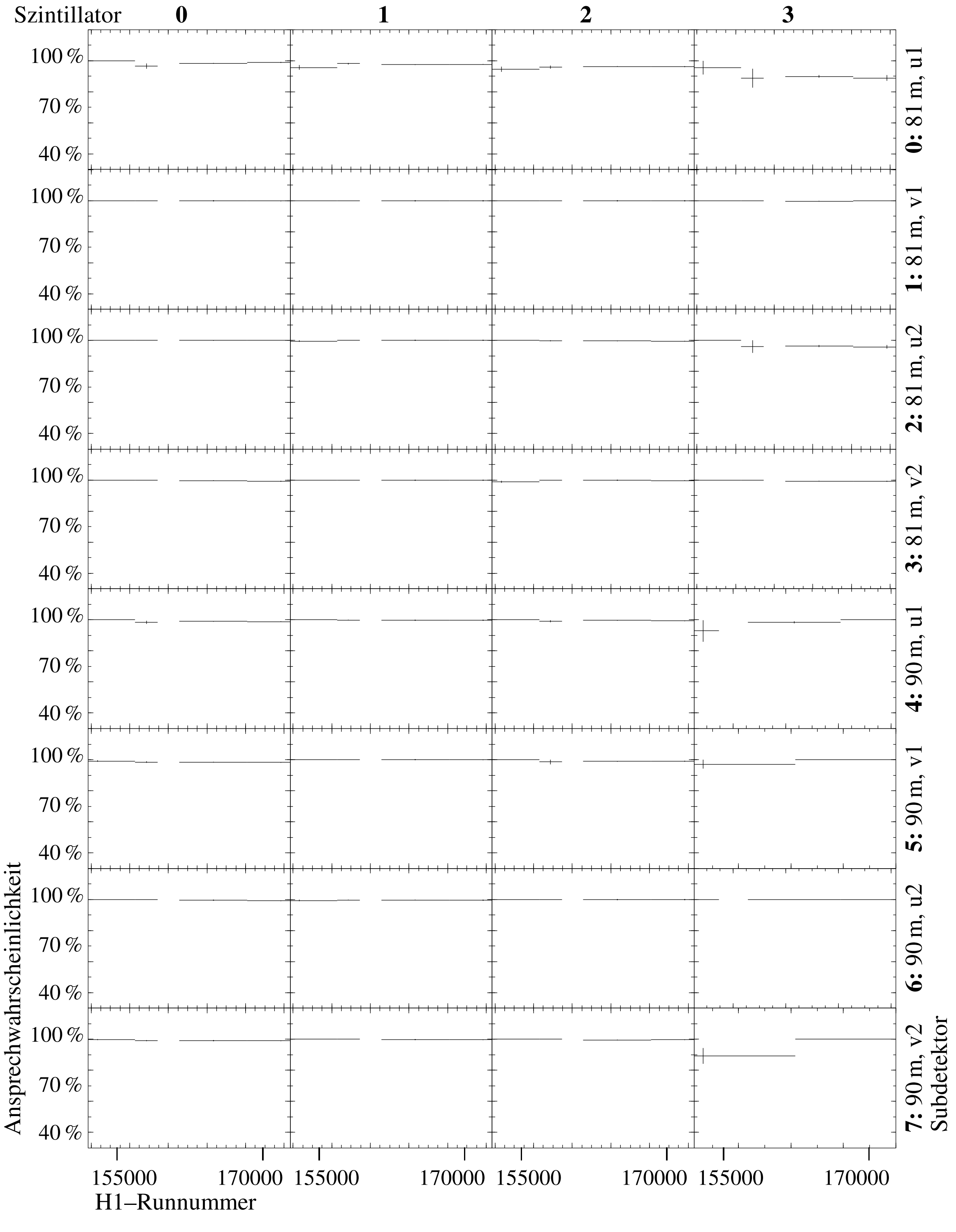


Abbildung 3.20: *Ansprechwahrscheinlichkeiten der Szintillatoren. Die Spalten entsprechen den Szintillatorsegmenten einer Koordinatenebene u oder v. Aufgetragen sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten gegen die H1–Runnumer des Jahres 1996. Lücken in den Daten sind auf Runbereiche mit geringer Statistik zurückzuführen, die für eine Analyse nicht verwendet werden. Die letzte Spalte repräsentiert die kleinsten Szintillatorsegmente, die sich jeweils ganz außen auf der Detektoroberfläche befinden. Fehlende Einträge entstehen aufgrund der mangelnden Anzahl an Treffern in diesen Segmenten bei der Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit, niedrige Werte aufgrund der tatsächlich kleinen Effizienz aufgrund der kleinen Oberfläche dieser Segmente.*

Weitere Verluste in der Ansprechwahrscheinlichkeit ist auf Alterungserscheinungen der szintillierenden Fasern zurückzuführen. Dieser Effekt ist allerdings gering, wie die gemessenen Strahlendosen nahelegen [Lis97].

3.4.11 Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillatoren werden Ereignisse verwendet, bei denen nur ein Teilchen die jeweilige Station durchquert hat und zudem sichergestellt ist, daß die Triggerentscheidung unabhängig davon ist, ob ein Szintillator tatsächlich angesprochen hat oder nicht. Durchgeführt wird dieses für die digitalen und die analogen Signale. Das Verhalten der Nachweiswahrscheinlichkeiten im Jahr 1996 ist in der Abbildung 3.20 gezeigt. Es ist über die Betriebsperiode konstant und liegt bei Werten größer als 95 %.

3.4.12 Kalibration der Daten

Die gemessenen Protontrajektorien sind zunächst nur bezüglich der nominellen Strahllage bekannt. Ziel der Kalibration ist es, die Verschiebung der tatsächlichen Strahlposition gegenüber der nominellen Position aus den Daten zu ermitteln. Sie basiert auf einem selbstkonsistenten, iterativen Verfahren, bei dem die Information über die Strahloptik und die Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers benutzt werden. Da die Teilchenbewegungen in der horizontalen und vertikalen Ebene entkoppelt sind, werden zwei unabhängige Impulsmessungen in beiden Ebenen vorgenommen.

Daneben liefern die Strahllagemonitore des Daten über die tatsächliche Strahllage. Ihnen mangelt es jedoch an einer hinreichend genauen, absoluten Vermessung, so daß sie nur für Konsistenzprüfungen verwendet werden können.

Zur Kalibration werden Daten verwendet, bei denen die Detektoren sich während einer Luminositätsfüllung nahe am Strahl in einer stabilen Position befanden. Als Kriterium galt dabei der Datennahmestatus, der anzeigt, ob die Fahrprozedur erfolgreich abgeschlossen worden ist. Die Kalibration ist jeweils für eine Luminositätsfüllung durchgeführt worden, wobei mindestens 2000 rekonstruierte Protonspuren vorhanden sein mußten. Benutzt wurden 106 Luminositätsfüllungen.

In den folgenden beiden Abschnitten wird auf die wesentlichen Schritte des Verfahrens eingegangen, und insbesondere werden die Ergebnisse für die Daten des Jahres 1996 gezeigt.

3.4.12.1 Kalibration der x–Koordinate

Für die Ermittlung der tatsächlichen Strahllage aus den den Meßdaten unter Verwendung der strahloptischen Eigenschaften der horizontalen Dispersionsebene wird eine Verschiebung der Datenpunkte x, x' bestimmt, so daß sie bestmöglich zu der Fächerstruktur der Linien konstanter Energie passen. Insbesondere sollen nach der Kalibration die *verbotenen Bereiche*, in denen keine Protonen erwartet werden, nicht durch Datenpunkte bevölkert sein, wie in Abbildung 3.21 gezeigt ist. Die Methode basiert auf einer Anpassung einer Likelihood–Funktion. Diese Funktion wird definiert durch die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(x, x')$, eine Protontrajektorie mit den Parametern x, x' zu messen:

$$\mathcal{P}(x, x') \propto \mathcal{P}(E, \theta) \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial E} & \frac{\partial x'}{\partial E} \\ \frac{\partial x}{\partial \theta} & \frac{\partial x'}{\partial \theta} \end{vmatrix}^{-1} \tag{3.11}$$

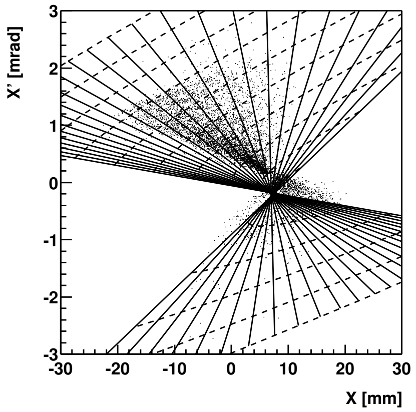
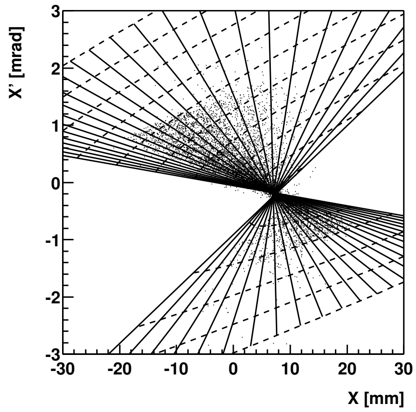
a)  b) 

Abbildung 3.21: *Kalibration der x–Koordinate, Verteilung der Ablage x und des Winkels x' des Aufpunktes der Protontrajektorie bei z =85 m. Eingezeichnet sind Linien konstanter Energie (durchgezogene Linie) und Linien konstanten Winkels (durchbrochene Linie). a) Verteilung vor Anwendung des Verfahrens, b) nach Ermittlung der Verschiebung der tatsächlichen Strahlposition gegenüber der nominellen.*

Die Berechnung des Maximums des Logarithmus der Likelihood–Funktion

$$\log \mathcal{L}(\Delta x, \Delta x') = \sum_i \log \mathcal{P}(x_i, x'_i) \tag{3.12}$$

erfolgt durch Variation der Verschiebungen Δx und $\Delta x'$.

Für die Eingangsverteilungen bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichte wird von einem flachen Spektrum der Protonenergie im Bereich von 450 bis 810 GeV und einem normalverteilten Emissionswinkelspektrum ausgegangen. Nach Anwendung der Maximum–Likelihood–Methode erhält man dann Verschiebungen Δx und $\Delta x'$, die als Korrektur in der Rekonstruktion der Energie und des Emissionswinkels des Protons verwendet wird. Das Winkelspektrum wird durch die Akzeptanz des FPS begrenzt, wie in Abbildung 3.22 und 3.24 gezeigt ist. In θ_x ist die Akzeptanz im Bereich von -0.3 mrad bis 0.4 mrad weitgehend unabhängig von der Energie. In θ_y ist dagegen eine Energieabhängigkeit zu erkennen.

In der endgültigen Kalibration der rekonstruierten Protontrajektorien wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung zu

$$\mathcal{P}(E, \theta_x) \propto E \exp\left(-\frac{\theta_x^2}{2\sigma_\theta}\right) \int_{\theta_{y,min}}^{\theta_{y,max}} \exp\left(-\frac{\theta_y^2}{\sigma_\theta}\right) d\theta_y \tag{3.13}$$

mit $\sigma_\theta = 0.35$ angenommen. Für θ_y werden energieabhängige Grenzen gewählt:

$$-0.3\,\mathrm{mrad} < \theta_x < 0.4\,\mathrm{mrad}\,, \tag{3.14}$$

$$\theta_{y,min} = \max\left(0.5\,\mathrm{mrad} - \frac{75\,\mathrm{mrad/GeV}}{725\,\mathrm{GeV} - E}, 0.01\,\mathrm{mrad/GeV}(E - 760\,\mathrm{GeV})\right)\,, \tag{3.15}$$

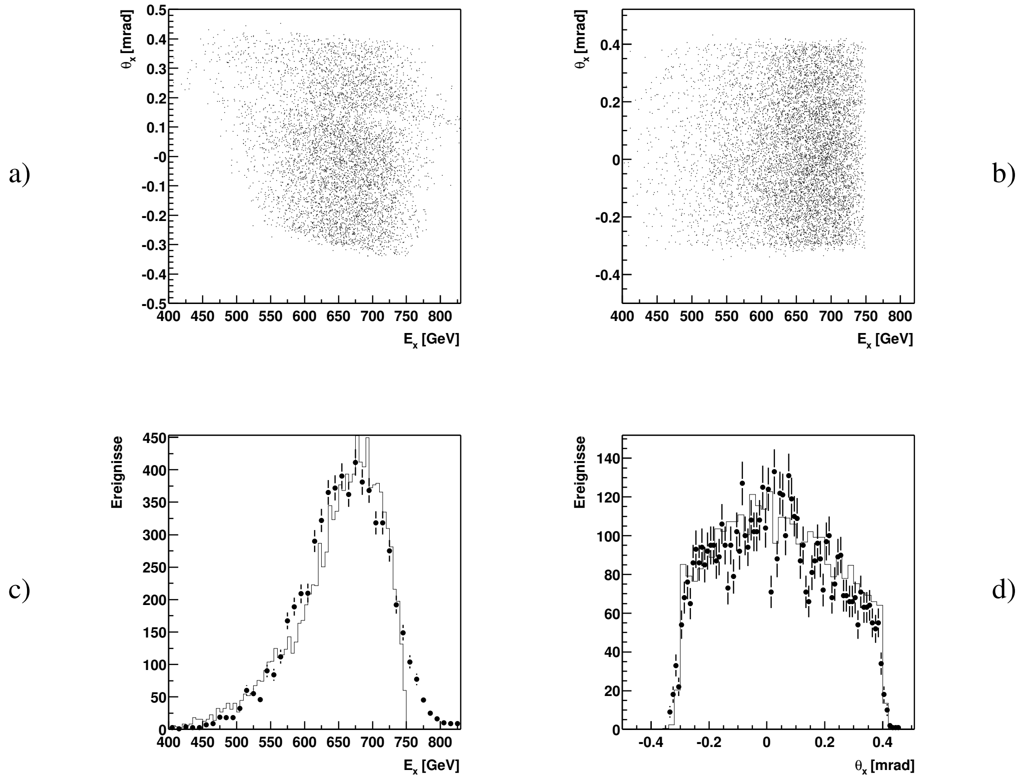


Abbildung 3.22: *Angenommene und gemessene Impuls– und Winkelspektren für die Kalibration in x, a) gemessene Winkelverteilung (extrapoliert auf den Vertex), b) angenommene Winkelverteilung unter Einbezug der Grenzen für den Winkelbereich, c) das Energiespektrum aus der Messung in der horizontalen Ebene (die Punkte stellen die Daten dar, das offene Histogramm die angenommene Verteilung, d) das Winkelspektrum am Ereignisvertex, bestimmt aus der Impulsmessung in der horizontalen Dispersionsebene.*

$$\theta_{y,max} = 0.3\,\mathrm{mrad} - \frac{6\,\mathrm{mrad/GeV}}{765\,\mathrm{GeV} - E}\,. \tag{3.16}$$

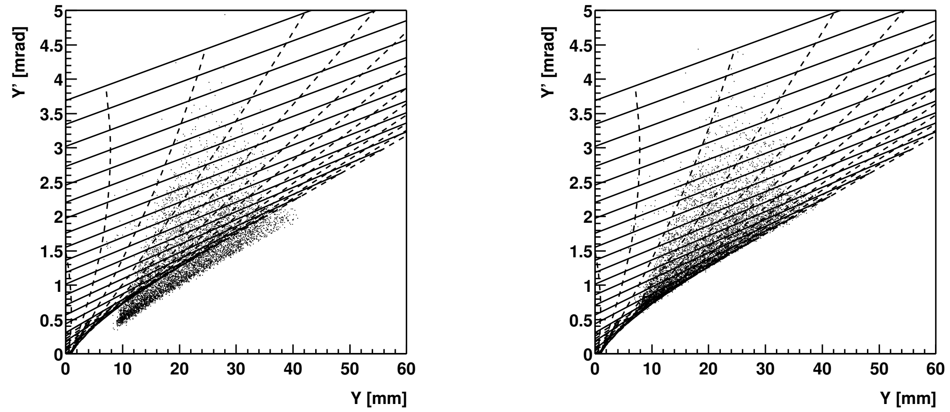
Die verwendeten Funktionen für diese Kalibration sind in der nachfolgenden Liste zusammengefaßt.

1. Energieabhängigkeit ist const.,
Energiebereich: $450 - 810$ GeV,
Winkelabhängigkeit: $\propto \exp -\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}$,
Winkelbereich: nicht begrenzt;

2. Energieabhängigkeit: $\propto E$,
Energiebereich: $400 - 750$ GeV,
Winkelabhängigkeit: s.o. und $\propto \int \exp -\frac{\theta_y^2}{2\sigma_{\theta_y}^2}$,
Winkelbereich: -0.3 mrad $< \theta_x < 0.4$ mrad
und

$$\theta_{y,min} = \max\left(0.5\,\mathrm{mrad} - \tfrac{75\,\mathrm{mrad/GeV}}{725\,\mathrm{GeV}-E},\, 0.01\,\mathrm{mrad/GeV}(E - 760\,\mathrm{GeV})\right),$$
sowie $\theta_{y,max} = 0.3\,\mathrm{mrad} - \frac{6\,\mathrm{mrad/GeV}}{765\,\mathrm{GeV}-E}$.

Das Ergebnis der Kalibration, die Verschiebungen Δx und $\Delta x'$ der tatsächlichen Strahllage gegenüber der nominellen, wird in der Datenbank NDB abgelegt und steht für eine Impulsrekonstruktion zur Verfügung.

a)


b)

Abbildung 3.23: *Kalibration der y–Koordinate, gemessene Datenpunkte y , y' und Linien konstanter Energie (durchgezogene Linien), bzw. Linien konstanten Winkels (durchbrochene Linien), die die Dispersionseigenschaften wiederspiegeln. a) Verteilung vor Anwendung des Verfahrens, b) nach Ermittlung der Verschiebung der tatsächlichen Strahlposition gegenüber der nominellen.*

3.4.12.2 Kalibration der y–Koordinate

Da mit der existierenden Anordnung der Detektoren der Akzeptanzbereich in der vertikalen Ebene so begrenzt ist, daß nur positive y–Werte gemessen werden, lassen sich die Datenpunkte parallel zur Übergangsgrenze verschieben, ohne daß sich der berechnete Wert für die Likelihood–Funktion wesentlich ändert. Deshalb wird das Ergebnis der horizontalen Ebene berücksichtigt, wenn die vertikale Ablage geeicht wird.

Vor Anwendung der Methode muß der Bereich der verwendbaren Datenpunkte y und y' eingeschränkt werden, da sich in der Umgebung des Schnittpunktes der Linien konstanter Energie in der y, y'–Ebene die Mehrdeutigkeiten nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit auflösen lassen. Dazu wird die Messung in der horizontalen Ebene herangezogen. Für den Fehler ΔE_x muß gelten:

$$\Delta E_x < \max((E_x - 500\,\mathrm{GeV})^2/(4225\mathrm{GeV})), 7\mathrm{GeV}).$$

Die Ergebnisse der Kalibration der y–Koordinate sind in Abbildung 3.23 gezeigt, die Impuls– und Winkelspektren nach der Kalibration in Abbildung 3.24.

Nachfolgend werden die Auflösungen der Impuls– und Winkelmessungen für die Kalibrationsdaten des Jahres 1996 gezeigt. Neben den Korrelationen zwischen den gemessenen Energien E_x und E_y in Abbildung 3.25, ist die Breite der Verteilung $E_x - E_y$ in Abbildung 3.26 ein Maß für die Güte der Kalibration. Die Auflösung der Streuwinkel θ_x und θ_y und der Energie in Abhängigkeit von E und den Winkeln sind in Abbildung 3.27 gezeigt.

Meßgröße	Fehler
Energie	
$E = 500\,\mathrm{GeV}$	$1.5\,\mathrm{GeV}$
$E = 600\,\mathrm{GeV}$	$2\,\mathrm{GeV}$
$E = 700\,\mathrm{GeV}$	$6\,\mathrm{GeV}$
Winkel	
θ_x	5μrad
$\theta_y(E < 600\,\mathrm{GeV})$	$0.02\,\mu$rad
$\theta_y(E \approx 750\,\mathrm{GeV})$	$0.5\,\mu$rad
Energiedifferenz Standardabweichungen	
$E_x - E_y$	4.8 GeV
$\frac{(E_x-E_y)^2}{\Delta E_x^2+\Delta E_y^2}$	1.06

Tabelle 3.7: *Ergebnisse der Kalibration für die Energieauflösung und die Winkelauflösung.*

- Der Fehler für die Energie bei $E = 500\,\mathrm{GeV}$ beträgt $\Delta E \approx 1.5\,\mathrm{GeV}$, bei $E = 600\,\mathrm{GeV}$ $\Delta E \approx 2\,\mathrm{GeV}$ und bei $E = 700\,\mathrm{GeV}$ $\Delta E \approx 6\,\mathrm{GeV}$. Die Messung von E ist weitgehend

a) b) c) d)

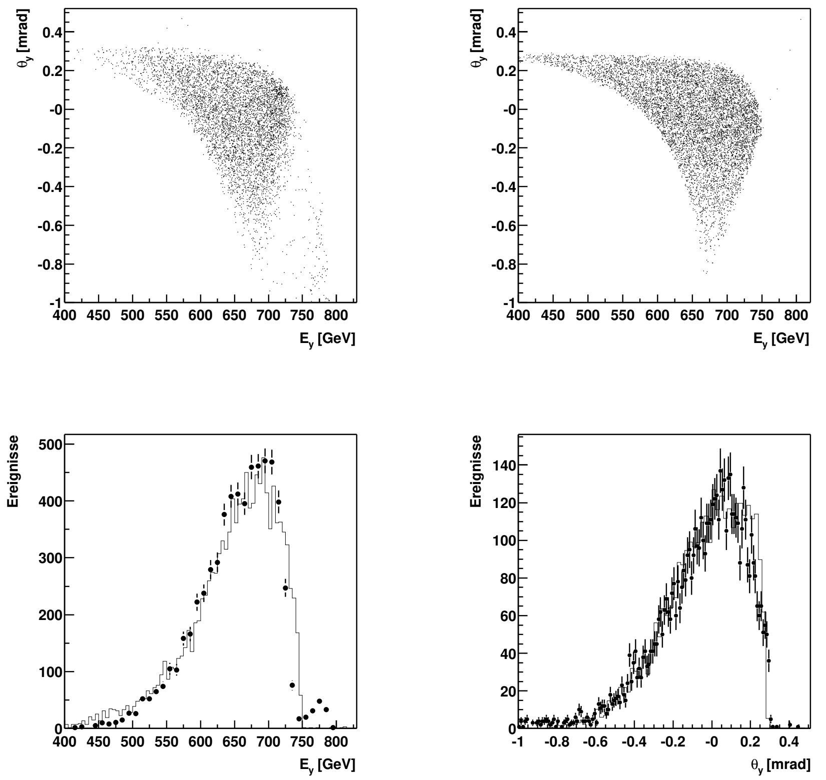


Abbildung 3.24: *Angenommene und gemessene Impuls– und Winkelspektren für die Kalibration in y, a) gemessene Winkelverteilung (extrapoliert auf den Vertex), b) angenommene Winkelverteilung unter Einbezug der Grenzen für den Winkelbereich, c) das Energiespektrum aus der Messung in der vertikalen Ebene (die Punkte stellen die Daten dar, das offene Histogramm die angenommene Verteilung), d) das Winkelspektrum am Ereignisvertex, bestimmt aus der Impulsmessung in der vertikalen Dispersionsebene.*

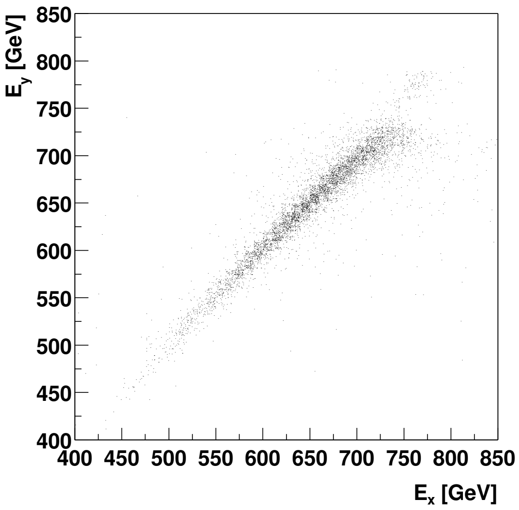


Abbildung 3.25: *Korrelation der rekonstruierten Energien E_x und E_y in der horizontalen und vertikalen Ebene.*

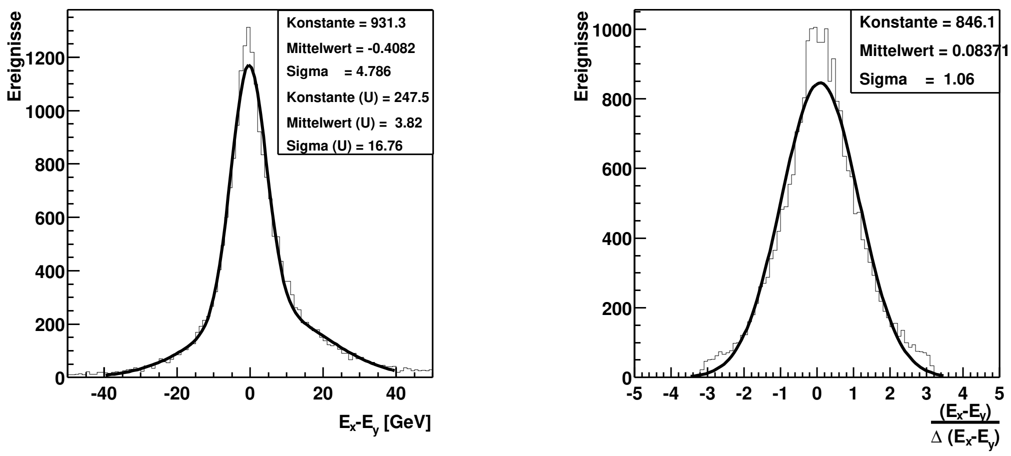
a)  b)

Abbildung 3.26: *Auflösung der Energiemessung, a) Differenz der Energiemessungen $E_x - E_y$ und b) die Differenz normiert auf den Fehler. Der Untergrund ist mit einer Gaußfunktion angepaßt worden. Die Parameter sind in Tabelle 3.7 aufgeführt. Für Differenz der Energiemessungen ergibt sich als Standardabweichung 4.8 GeV, für die Differenz auf den Fehler normiert 1.14 .*

unabhängig von θ_x, zeigt dagegen eine Korrelation mit θ_y.

- Der Fehler $\Delta\theta_x$ ist im wesentlichen unabhängig von der gemessenen Energie E, von θ_x und von θ_y und beträgt gemittelt $5\,\mu$rad.
- Der Fehler $\Delta\theta_y$ zeigt keine Korrelation mit θ_x, jedoch steigt er mit wachsender Energie an. Für $E < 600\,$GeV ist $\Delta\theta_y \approx 0.02\,\mu$rad, bis 750 GeV steigt er an auf $\Delta\theta_y \approx 0.15\,\mu$rad. Mit θ_y ändert sich $\Delta\theta_y$ von $\Delta\theta_y \approx 0.5\,\mu$rad bei $\theta_y = 0.5\,$mrad auf $0.15\,$mrad bei $\theta_y = -0.3\,$mrad.

Zusammenfassend sind die Ergebnisse in der Tabelle 3.7 dargestellt.

Die aus dem Kalibrationsverfahren ermittelte Verschiebung der Strahllage läßt sich mit den gemessenen Daten der Strahllagemonitore am Protonspeicherring vergleichen. Auch wenn diese

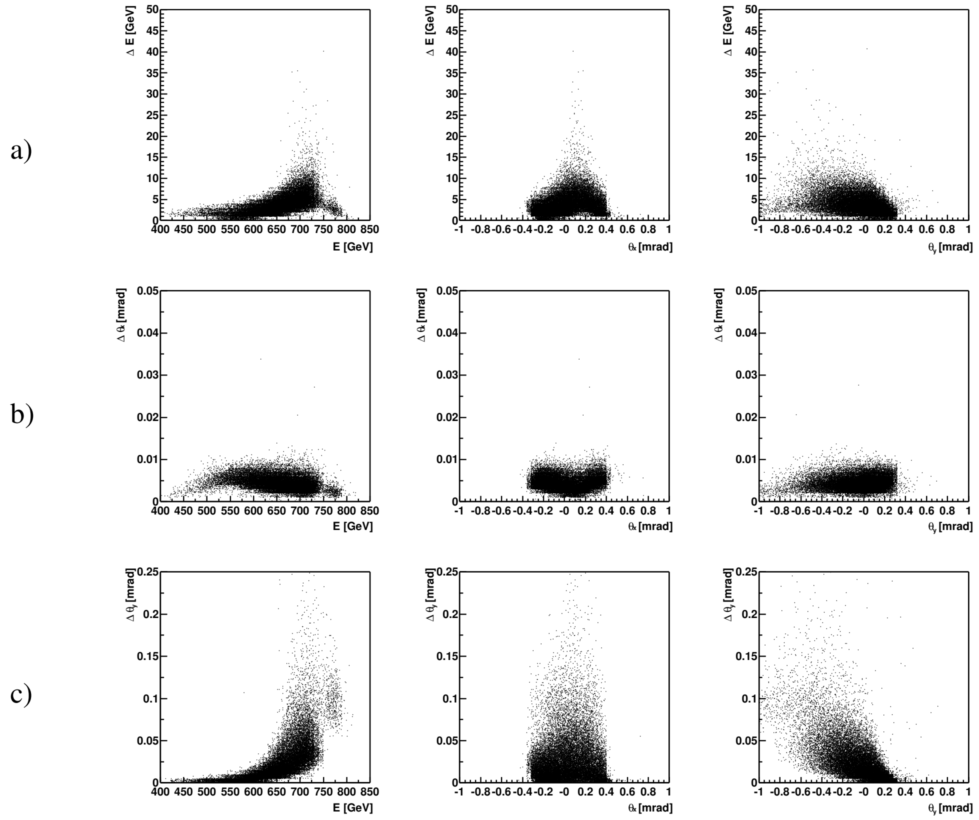


Abbildung 3.27: *Fehler der Messungen a) der Fehler der Energie in Abhängigkeit von der Energie E, des Winkels θ_x aus der Messung in der horizontalen Ebene und des Winkels θ_y, gemessen in der vertikalen Ebene, b) dito für den Fehler des Winkels θ_x und c) dito für den Fehler θ_y.*

Monitore nicht absolut geeicht sind, sollte die Tendenz in Kalibrationsdaten und Strahllagemonitordaten übereinstimmen. Dieser Vergleich ist für einen beschränkten Zeitraum vorgenommen worden. In Abbildung 3.28 sind die berechneten Verschiebungen der Lage und Neigung für die gesamte Betriebsperiode gezeigt, in Abbildung 3.29 sind die Lagen aus Kalibration und Monitordaten gegenübergestellt. Während für die x–Koordinate ein ähnlicher Verlauf in Abhängigkeit von der Runnummer wie für die ermittelten Verschiebungen aus der Kalibrationsmethode zu erkennen ist, trifft dieses nicht für die y–Koordinate zu. Ein statistischer Test, der die zeitabhängige Form der Daten des Strahllagemonitors mit den Verschiebungen aus der Kalibration vergleicht, liefert jedoch keine Ähnlichkeit in der Form. Die Wahrscheinlichkeit, daß sie übereinstimmen, ist im Falle der x–Koordinate $P_x = 10^{-11}$, im Falle der y–Koordinate ist sie $P_y = 10^{-7}$.

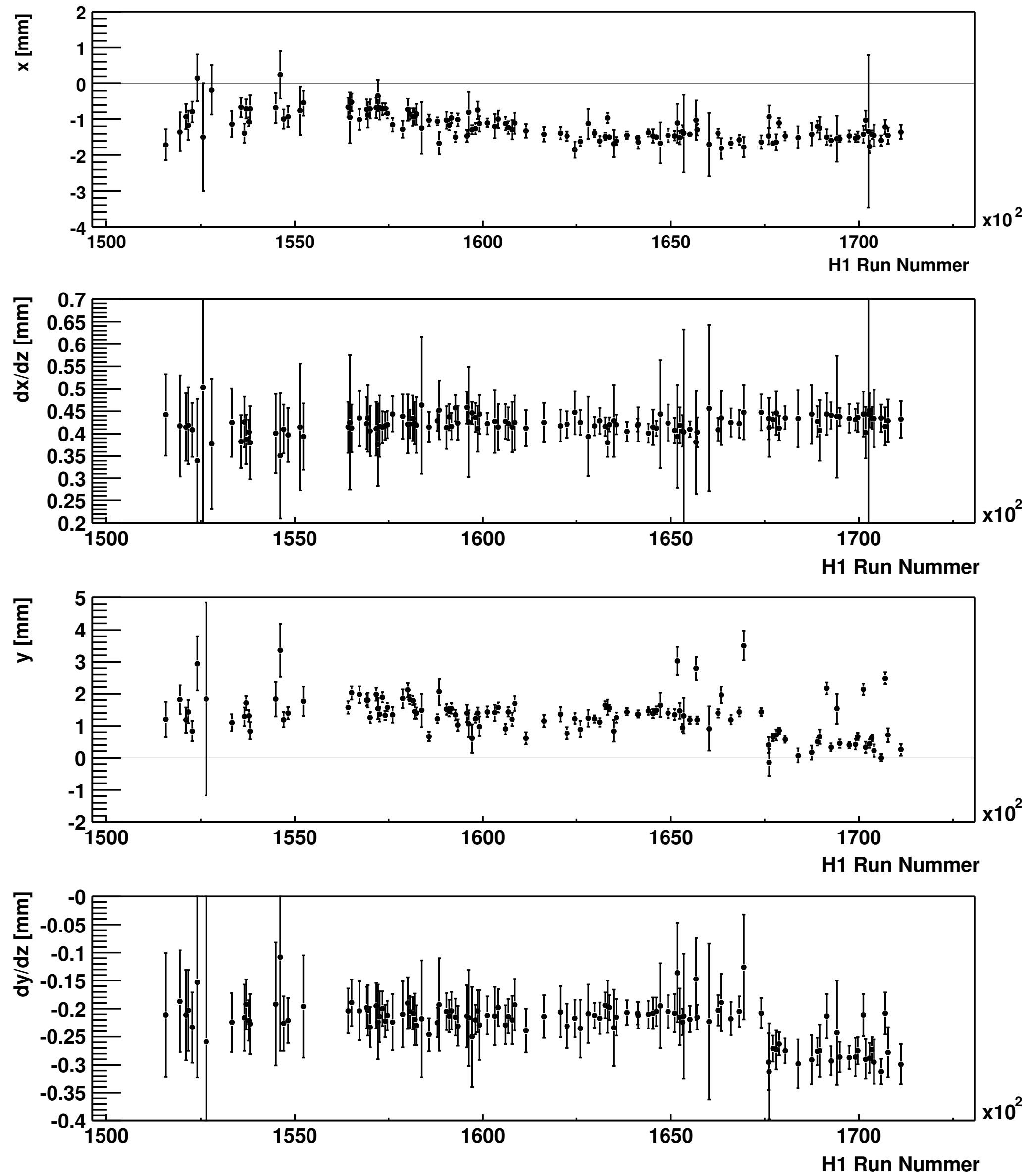


Abbildung 3.28: *Verschiebungen und Neigung des Strahls wie sie in der Kalibration ermittelt worden ist. Aufgetragen gegen die H1–Runnummer sind von oben nach unten fortlaufend, die Verschiebung in der x–Koordinate, die Verschiebung in der Neigung des Strahls dx/dz, die Verschiebung der y–Koordinate sowie die Neigung des Strahls in der vertikalen Ebene dy/dz.*

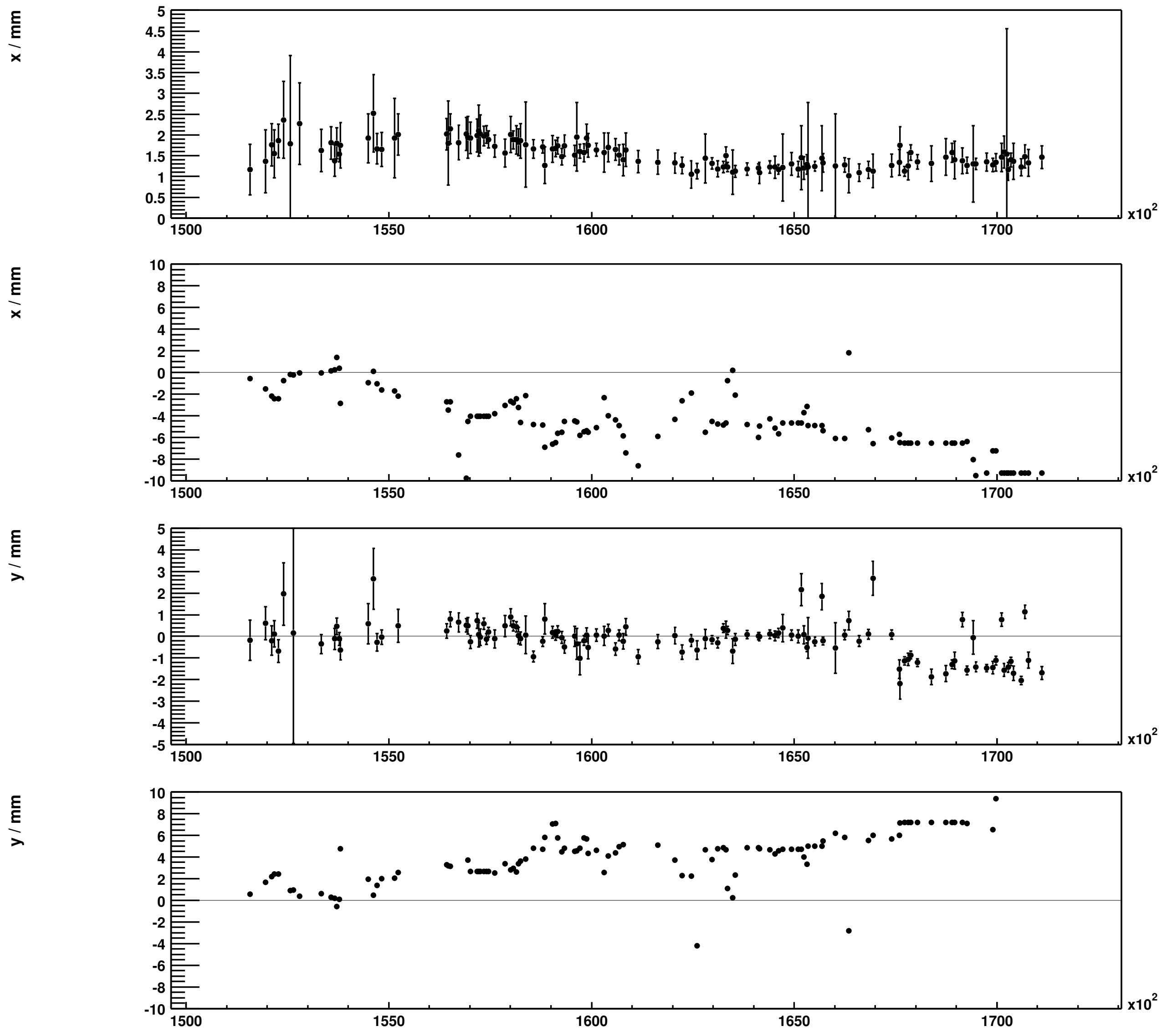


Abbildung 3.29: *Vergleich der Kalibrationsdaten extrapoliert von der gemessenen z-Position bei 85 m mit den aufgezeichneten Daten des FPS–Strahllagemonitors bei $z = 92$ m im Jahr 1996. Von oben nach unten laufend sind die Verschiebungen in der x–Koordinaten, ermittelt aus der Kalibration bzw. gemessenen mit dem Strahllagemonitor, gezeigt, analog die zwei unteren Graphen, die die Verschiebung der y–Koordinate darstellen.*

Kapitel 4

Datenauswahl

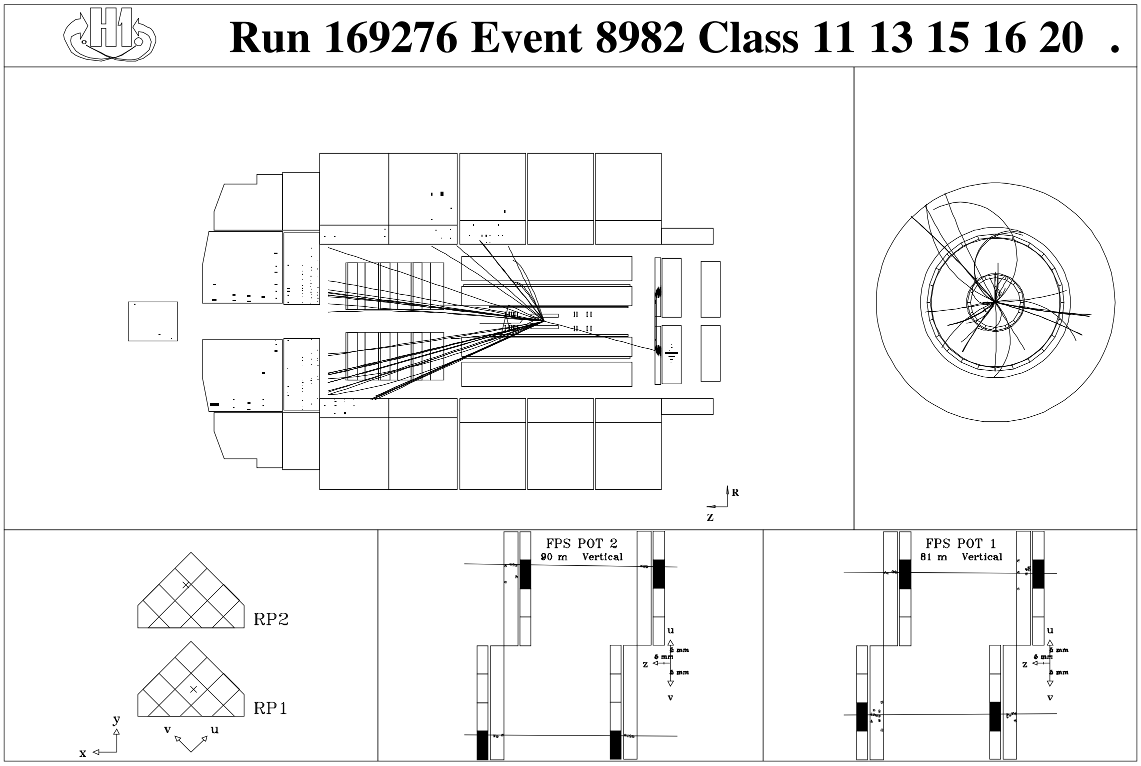


Abbildung 4.1: *Typisches Ereignis der tiefinelastischen Streuung mit einem vorwärts gestreutem Proton, wie es mit dem H1–Detektor und den vertikalen FPS–Stationen nachgewiesen wird. Die Energie des gestreuten Protons beträgt hierbei* $E_{p'} = 732\,$*GeV, die des Elektrons* $E_{e'} = 25.6\,$*GeV bei einem* $Q^2 = 43\,$*GeV*^{2} *und einem* $x = 0.006$*. Links oben ist eine Seitenansicht des Kalorimeters und der Spurkammern zu sehen, rechts oben ein Querschnitt der zentralen Spurkammern. Unten sind links die Auftreffpunkte der Protontrajektorie auf der Hodoskopoberfläche gezeigt, rechts die Koordinatenebenen* u *und* v *mit den segmentierten Triggerszintillatoren und den Faserhodoskopen. Die eingezeichneten Geraden entsprechen den rekonstruierten Spuren des Protons in der jeweiligen Koordinate. Getroffene Fasern bzw. Szintillatoren sind schwarz markiert.*

In diesem Kapitel wird die Auswahl der in dieser Analyse verwendeten Daten behandelt. Zunächst werden die verwendeten Datensätze vorgestellt. Anschließend werden die gemessenen Größen dargestellt, die für die Analyse von Bedeutung sind, und deren Einschränkung auf ausgewählte Wertebereiche erläutert.

Die Ereignisse lassen sich über das vorwärts gestreute Proton, nachgewiesen in den vertikalen Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers, und das gestreute Elektron, nachgewiesen im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL), identifizieren. Ein typisches Ereignis dieser Klasse ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Informationen über die Eigenschaften der elektromagnetischen Schauer und über zugehörige Spurinformationen werden für eine detailliertere Auswahl verwendet und in den nachfolgenden Abschnitten näher erläutert. Wenn nicht anders erwähnt, gelten sowohl für die Analyse der globalen Eigenschaften von tiefinelastischen Ereignissen mit führenden Protonen als auch für die Messung der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ die gleichen Selektionskriterien.

4.1 Datennahme

In den Wechselwirkungszonen finden Kollisionen zwischen Elektron– und Protonpaketen in Zeitabständen von 96 ns, entsprechend einer Frequenz von 10.4 MHz, statt. Mit Hilfe einer Triggerlogik wird beim H1–Experiment entschieden, ob das jeweilige Ereignis von physikalischem Interesse ist und gespeichert oder als Untergrund angesehen und verworfen werden soll. Diese Triggerlogik reduziert die Datennahmerate auf etwa 5 bis 10 Hz. Sie ist aufgeteilt auf vier Entscheidungsebenen:

1. Der L1–Trigger wird aus dem logischen ODER von 128 verschiedenen Subtriggern gebildet. Diese wiederum sind aus mehreren Datenbits, den Triggerelementen, zusammengesetzt. Alle Daten der Komponenten für ein Ereignis werden in einem Schieberegistersystem zwischengespeichert. Wird ein Ereignis akzeptiert, so stoppt nach 2.4 μs das sogenannte L1–keep–Signal den Speichervorgang und die Register werden ausgelesen. Das Verwerfen eines Ereignisses führt in dieser Triggerstufe zu keiner Totzeit. Die Ereignisrate wird in dieser Stufe etwa um einen Faktor 100 vermindert. Sie liegt bei etwa 1 kHz.

2. Der L2–Trigger verwendet topologische Informationen des Ereignisses und neuronale Netze, die die Triggersignale verarbeiten. Die Reduktion liegt bei einem Faktor 20, so daß die Ausgangsrate der L2–Stufe 50 Hz beträgt.

3. Der L4–Trigger ist auf einem eigenen Multi–Prozessorsystem (Filterfarm) als Programm implementiert. Seine Ratenreduktion liegt bei einem Faktor 5. Er rekonstruiert das Ereignis bereits in einer vereinfachten Form, auf dessen Grundlage entschieden wird, ob das Ereignis behalten wird oder nicht. Weiter verifiziert er Subtriggerinformationen.

Alle Daten, die die vierte Triggerstufe passieren, werden auf Magnetbänder geschrieben. Dieses sind die Rohdaten. Nach der Rekonstruktion und Klassifikation der Ereignisse (L5–Stufe) werden die Daten auf *Production Output Tapes* (POT) aufgezeichnet. Anschließend findet eine Selektion und Verarbeitung der Daten statt. Das Ergebnis dieser Reduktion sind die *Data Summary Tapes* (DST), die zudem üblicherweise noch komprimiert werden zu *Compressed Data Summary Tapes* (CDST). Letztere werden in der Regel für eine physikalische Analyse verwendet.

4.2 Vorauswahl der Datensätze

Im H1–Experiment werden als kleinste Datennahmeeinheit sogenannte *Runs* verwendet. Diese Runs können bis zu 200000 Ereignisse umfassen, die unter konstanten experimentellen Bedingungen aufgezeichnet werden.

Eine weitere Einheit, die für alle HERA–Experimente verwendet wird, ist eine *Luminositätsfüllung*. Beim H1–Experiment bestand eine Füllung im Jahr 1996 im Mittel aus 20 Runs. Sie ist bereits im Kapitel über die Kalibration erwähnt worden. Die Eigenschaften des Protonstrahles bleiben weitgehend erhalten während einer Füllung, wohingegen der Elektronstrahl im Wechselwirkungspunkt oftmals nachgesteuert wird, um eine konstante spezifische Luminosität zu erzielen.

Eine Vorselektion der Daten wird mit wenigen auf die Analyse abgestimmten Kriterien vorgenommen, so die Untersetzungsfaktoren für die Subtrigger, der Zustand der verwendeten Detektorkomponenten und die Güte der in den Runs enthaltenen Ereignisse. Danach werden die eigentlichen Auswahlkriterien zur Identifikation eines Elektrons und des vorwärts gestreuten Protons angewendet.

4.2.1 Bedingungen an die Qualität der Datensätze

Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Run in die Selektion aufgenommen wird:

- Die *Triggerphase* beschreibt, welche Kombination von Physiktriggern verwendet wird. Sie ist an die Phase der Luminositätsfüllung angepaßt. Zu Beginn einer neuen Füllung sind Elektron– und Protonstrom sehr hoch (1996: 20 mA bzw. 45 mA) und Lage sowie Winkel des Elektronstrahles häufig noch nicht optimiert, so daß hohe Triggerraten entstehen können. Die Untersetzungsfaktoren sind an die sich zeitlich verändernden Bedingungen während einer Füllung angepaßt. Zeiträume mit annähernd gleichen Bedingungen der Triggerzählraten sind in *Triggerphasen* zusammengefaßt. Insgesamt sind es 1996 vier Phasen. In der ersten Phase werden die Hochspannung der Detektoren auf die nominellen Werte gefahren. In Phase 2 bis 4 sind alle Detektorkomponenten aktiv. Lediglich die Auswahl der Physiktrigger variiert entsprechend der Höhe des Proton– und Elektronstromes sowie der Untergrundraten. In dieser Analyse werden die Phasen 2 bis 4 verwendet.

- Der Hochspannungsversorgung für die innere und äußere Driftkammer (CJC1 und CJC2), innere und äußere z–Kammer (CIZ und COZ), innere und äußere Proportionalkammer (CIP und COP), rückwärtige Driftkammer (BDC), rückwärtiges Kalorimeter (SPACAL), Flüssigargonkalorimeter (LAr), Luminositätsmeßsystem (LUMI), Flugzeitsysteme (PToF, BToF) und Vorwärtsprotonspektrometer (FPS) muß aktiv sein. Ebenso sollen keine Ausfälle der Slow Control dieser Komponenten verzeichnet sein.

- Die Qualität der Runs wird während der Datennahme von der Schichtbesatzung und später in einer unabhängigen Analyse bestimmt. Kriterien sind dabei, wieviele der entscheidenden Detektorkomponenten hinsichtlich ihres Hochspannungszustandes und ihrer Datenauslese funktionstüchtig waren, sowie allgemeine Strahlbedingungen. Es gibt dazu drei Stufen: gute, mittlere und schlechte Datenqualität. Runs, die für eine Analyse verwendet werden, haben mindestens die Qualität mittel oder gut, d.h. alle wesentlichen Subdetektoren sind angeschaltet.

- Die pro Run gesammelten Ereignisse müssen mindestens einer Luminosität von 1 nb^{-1} entsprechen.

- Die Strahlneigung im Wechselwirkungspunkt wird kontrolliert und gegebenenfalls das zugehörige Ereignis verworfen. Gefordert wird, daß die Neigung in der horizontalen Ebene kleiner als -0.8 mrad ist und in der vertikalen Ebene zwischen -1.6 und 1.6 mrad liegt.

Runbereich	Grund
bis 157877	Triggermischung neu bestimmt
157927 - 157928	L4: SPACAL–Trigger verworfen
157937 - 157938	L4: SPACAL–Trigger verworfen
159591 - 159594	Falsche Untersetzungsfaktoren für Trigger
162081 - 162111	L2: Triggerproblem
166072 - 169525	SPACAL: L1 und L4 Trigger Probleme
170550 - 171573	CIP: Ausleseprobleme

Tabelle 4.1: *Übersicht über die im Jahr 1996 ausgeschlossenen Runbereiche mit Angabe des Grundes.*

In der Tabelle 4.1 sind unter Angabe der Ursache die Runbereiche des Jahres 1996 notiert, die für die Analyse ausgeschlossen werden.

Die Kalibration des Vorwärtsprotonspektrometers wird jeweils für eine Luminositätsfüllung durchgeführt. Dazu müssen mindestens 2000 Spuren in den FPS–Detektoren gefunden werden. Andernfalls wird diese Füllung nicht kalibriert. Füllungen mit geringer Spuranzahl sind meistens von sehr kurzer Zeitdauer (weniger als 30 min) und im allgemeinen verursacht durch Probleme der HERA–Maschine. Sie werden in der weiteren Analyse nicht verwendet. Eine Übersicht der für das Vorwärtsprotonspektrometer ausgeschlossenen Runs ist in Tabelle 4.2 zu finden.

Runbereich	Grund
bis 152170	Stationen nicht aktiv
152315 bis 152325	Maschinen–Probleme
152448 bis 152458	Maschinen–Probleme
153221 bis 153225	Strahlverlust
153318 bis 153327	Strahlverlust
154680	niedrige Statistik
154911 bis 154912	Strahlverlust
155380 bis 156416	FPS–Probleme
156465 bis 156493	niedrige Statistik
157170	Strahlverlust / niedrige Statistik
158047	Strahlverlust / niedrige Statistik
158709 bis 158722	niedrige Statistik
162054 bis 162055	niedrige Statistik
164320 bis 164339	FPS–Probleme
166212 bis 166217	Maschinen–Probleme
166413 bis 166415	Strahlverlust / niedrige Statistik
166826 bis 166827	Strahlverlust / niedrige Statistik
166942 bis 166968	niedrige Statistik
170268	Strahlverlust

Tabelle 4.2: *Übersicht über die im Jahr 1996 ausgeschlossenen Runbereiche für das Vorwärtsprotonspektrometer unter Angabe der Ursache.*

Alle in den folgenden Abschnitten dargestellten Schnittkriterien haben einen unmittelbaren Einfluß auf den kinematischen Bereich, der von den Daten erfaßt wird. Um Akzeptanzwerte zuverlässig berechnen zu können, werden alle Schnittgrößen mit Monte–Carlo–Rechnungen verglichen und auf Übereinstimmung überprüft.

4.2.2 Wahl der Ereignisklassen

4.2.3 Vorselektion

Ausgegangen wird in der vorliegenden Analyse von einer Ereignisklasse, die auch für eine Standardanalyse zur Messung der Strukturfunktion F_2 am H1–Experiment Verwendung findet. Diese Klasse[1] umfaßt tiefinelastische Streuereignisse, die bereits eine Vorselektion durchlaufen haben.

Nur solche Daten gelangen auf das Speichermedium, in denen im rückwärtigen Kalorimeter eine Energie von mehr als $5\,$GeV deponiert wird. Weiter wird verlangt, daß der energiegewichtete elektromagnetische Schauerradius im SPACAL (*ECRA*) kleiner als $4.5\,$cm ist. Die maximale Energie darf nicht größer sein als 1000 GeV. Für Schauer entsprechend einer Energie $E_{e'} < 22\,$GeV wird zusätzlich ein rekonstruierter Vertex innerhalb einer z–Position von $\pm 50\,$cm um die nominelle Vertexposition verlangt.

4.2.4 Triggerbedingungen

Alle Daten, die mit dem H1–Experiment aufgezeichnet werden, durchlaufen verschiedene Triggerstufen. Diese dienen der Reduktion der Daten und der Auswahl von Physikereignissen. Für die Selektion von tiefinelastischen Ereignissen werden eine Reihe von technisch und softwaremäßig implementierten Triggerbedingungen verwendet. Insbesondere unterscheiden sich im Falle der tiefinelastischen Trigger diese durch verschieden hohe Energieschwellen für die im rückwärtigen Kalorimeter gefundenen elektromagnetischen Schauer.

Die allgemeinen Triggerbedingungen für die SPACAL–/DIS–Trigger werden mit Hilfe der *Inclusive Electron Trigger*–Bedingungen (IET) festgelegt. Dazu faßt man mehrere SPACAL–Zellen (4×4) zu einem Triggerturm zusammen. Jeder Triggerturm wird einer elektronischen Auslesekarte zugeordnet. Ein Ereignis wurde dann auf der L1–Triggerebene akzeptiert, wenn eine Energiedeposition in einem Triggerturm eine bestimmte Schwelle überschritten hatte. Die IET–Triggerschwellen sind in der Tabelle 4.2.4 aufgeführt.

Triggerelement	Bedingung
IET0	$E > 0.5\,$GeV
IET1	$E > 2.0\,$GeV
IET2	$E > 6.5\,$GeV

Tabelle 4.3: *Übersicht über die im Jahr 1996 verwendeten Schwellen für den Inklusiven Elektron–Trigger des SPACALs.*

Für diese Analyse wird der Subtrigger 4 (ST 4) verwendet. Die Zusammensetzung dieses Triggers von dem Run 157877 an ist in Tabelle 4.4 aufgeführt.

Verlangt wird eine Energiedeposition von mehr als 6.5 GeV im elektromagnetischen SPACAL

$$SPCLe\_IET > 2\,,$$

[1] Es handelt sich hierbei um die sogenannte *FPACK–Klasse 11*, die tiefinelastische Streuereignisse mit einem niedrigen Viererimpulsübertrag Q^2 enthält.

Triggerelemente des Subtriggers 4	Globale Bed.	Runbereiche
$(SPCLe\_IET > 2 \| \| SPCLe\_IET\_Cen\_3) \&\& SPCLe\_ToF\_E\_2$	v4 f1 z0	ab 157877
$(SPCLe\_IET > 2 \| \| SPCLe\_IET\_Cen\_3) \&\& SPCLe\_ToF\_E\_2$	v4 f1 h1 z0	ab 167409

Tabelle 4.4: *Übersicht über die Zusammensetzung der verwendeten Subtrigger für die verwendeten Analysen. Hierbei verlangen die Bedingungen $SPCLe\_IET > 2$ und $SPCLe\_ToF\_E\_2$ eine Energiedeposition von mehr als 12 GeV im äußeren und im inneren Bereich des SPACAL.*

und im inneren Bereich

$$SPCLe\_ToF\_E\_2\,.$$

Der innerste Bereich der SPACAL–Module wird ab der Runnummer 157877 nicht mehr für den Trigger benutzt. Dieser Bereich $-17.33\,\text{cm} < x < 9.13\,\text{cm}$ und $-9.13\,\text{cm} < y < 17.33\,\text{cm}$ weist eine deutlich überhöhte Untergrundzählrate auf. Ebenso wird ein Supermodul wegen einer defekten HV–Steuerung nicht benutzt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Subtriggers ST4 ist in der Abbildung 4.2 als Funktion der Elektronenergie gezeigt. Sie ist für $E_{e'} > 12$ GeV größer als 80 %. Unterhalb der Schwelle von 12 GeV nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit für das Triggerelement IET2 deutlich ab und sinkt für Energien unterhalb 4 GeV auf weniger als 5 %. Abbildung 4.3 zeigt die Stabilität der Ansprechwahrscheinlichkeit für einen Schwellenwert von $E_{e'} = 12$ GeV während der Datennahmeperiode 1996 für die in der Analyse verwendeten Runbereiche.

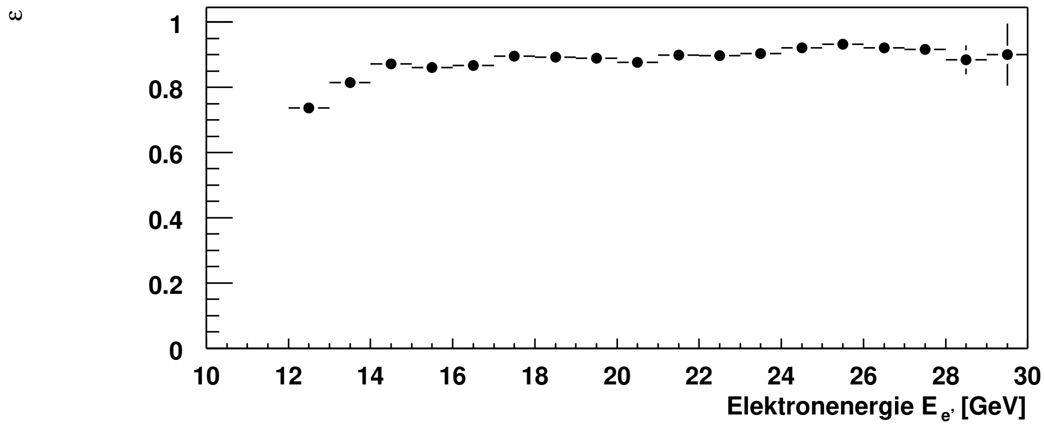


Abbildung 4.2: *Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{ST4} des Subtriggers 4, der auf der Triggerschwelle IET2 basiert, in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Elektrons im Jahr 1996.*

4.2.5 Globale Triggerbedingungen

Neben den Kriterien zur Selektion eines elektromagnetischen Schauers in den SPACAL–Modulen werden weitere Nebenbedingungen gestellt, um Ereignisse, die nicht von der ep–Kollision im Wechselwirkungspunkt stammen, herauszufiltern. Dazu verwendet man die Flugzeitsysteme BToF,

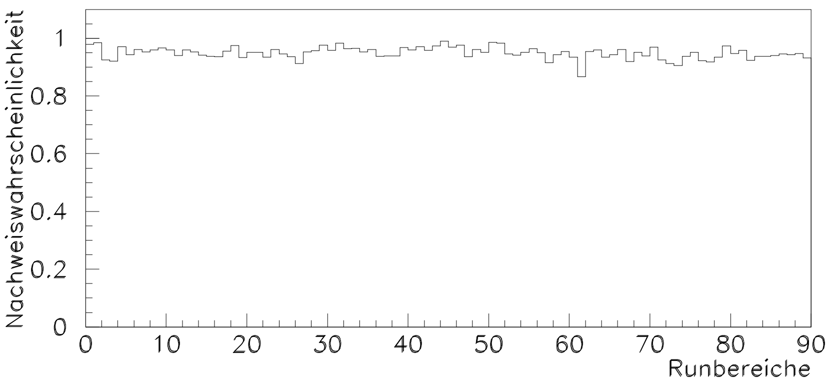


Abbildung 4.3: *Nachweiswahrscheinlichkeit des Subtriggers 4 in Abhängigkeit von der H1–Runnummer für das Jahr 1996. Die Runnummern sind hierbei zu Bereichen zusammengefaßt so, daß ihnen jeweils die gleiche Luminosität zugrunde liegt. Weiter sind die Subtriggerdefinition und die Bedingungen auf der Triggerstufe L4 gleich.*

FToF und PToF sowie die Szintillationszähler der Vetowand. Diese Systeme dienen dazu, Zeitfenster zu definieren, innerhalb derer ep–Streuereignisse akzeptiert werden.

Der Subtrigger ST 4 enthält die Bedingung, daß weder ein Untergrundsignal im BToF noch eines in den Zählern der inneren und äußeren Vetowand beobachtet wird:

$$v4 := (!BToF\_BG)\&\&(!VETO\_Inner\_BG)\&\&(!VETO\_Outer\_BG)\,. \tag{4.1}$$

Weiter muß die Bedingung erfüllt sein, keine Untergrundsignale in der Vorwärtsregion im FToF und PToF zu sehen. Die Signale müssen im Wechselwirkungszeitfenster liegen:

$$f1 := ((FToF\_IA)||(!FToF\_BG))\&\&((PToF\_IA)||(!PToF\_BG))\,. \tag{4.2}$$

Ab der Runnummer 167409 ist zusätzlich ein *hadronisches Veto* für das SPACAL aktiv. Dieses verwirft Ereignisse, bei denen Energiedepositionen im hadronischen SPACAL außerhalb des Wechselwirkungszeitfensters größer als 0.65 GeV sind:

$$h1 := (!SPCLh\_AToF\_E\_1)\,. \tag{4.3}$$

Eine globale Vertexbedingung verlangt:

$$z0 := (zVtx\_T0||Fwd\_Ray\_T0)\,. \tag{4.4}$$

Hiermit wird verlangt, daß die Proportionalkammern CIP, COP und im Falle des Fwd_Ray_T0 die FPC ein Koinzidenzsignal liefern, aus dem sich mindestens eine Spur durch den Vertexbereich ermitteln läßt.

4.3 Ereignisauswahl für gestreute Elektronen im rückwärtigen Kalorimeter

4.3.1 Verwendete Rekonstruktionsmethoden zur Berechnung der Kinematik des gestreuten Elektrons

Die klassische Methode, um die Kinematik von tiefinelastischen Streuprozessen zu bestimmen, ist die sogenannte *Elektronmethode*. Hierbei werden nur die Größen des gestreuten Elektrons, die Energie $E_{e'}$ und der Streuwinkel[2] θ_e benutzt, um daraus die Variablen x_e, Q_e^2 und y_e abzuleiten. Es gelten die folgenden Beziehungen:

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin\left(\frac{\theta_e}{2}\right)^2 , \tag{4.5}$$

$$Q_e^2 = 4\, E_e\, E_{e'} \cos\left(\frac{\theta_e}{2}\right)^2 , \tag{4.6}$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{y_e}\, s\, , \tag{4.7}$$

wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie bezeichnet.

Die Auflösung dieser Meßmethode ist dominiert durch den Fehler in y_e, der mit kleiner werdenden Werten infolge des $1/y_e$–Terms in der Gleichung

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \frac{1-y_e}{y_e} \sqrt{\left(\frac{\delta E_{e'}}{E_{e'}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\theta_e}{\tan\theta_e/2}\right)^2} \tag{4.8}$$

schnell anwächst. Diese Methode eignet sich vor allem im Bereich großer y, typischerweise $y > 0.2$. Für $y > 0.6$ werden die Korrekturen in der Bestimmung der kinematischen Größen, hervorgerufen durch abgestrahlte Photonen im Eingangskanal des Elektrons, groß. Die Strahlungskorrekturen können in diesem y–Bereich bis zu $50\,\%$ betragen.

Die zweite Methode zur Rekonstruktion kinematischer Größen benutzt die Informationen über den hadronischen Endzustand h: den transversalen Impuls $p_{\perp,h}$ und die Impulsbilanz $(E-p_z)_h$. Sie wird auch *Jacquet–Blondel–Methode* oder *hadronische Methode* genannt:

$$y_h = \frac{\sum_i (E-p_z)_{h,i}}{2E_e}, \tag{4.9}$$

$$Q_h^2 = \frac{p_{\perp,h}^2}{1-y_h}, \tag{4.10}$$

$$x_h = \frac{Q_h^2}{y_h} s\, , \tag{4.11}$$

mit $p_{\perp,h}^2 = (\sum_i p_{x,i}^2)^2 + (\sum_i p_{y,i}^2)^2$, wobei i alle hadronischen Energiecluster bezeichnet.

Sie liefert die genaueste Messung für $y < 0.2$ und eine gute Messung für mittlere y–Werte. Für eine Bestimmung der Variablen Q^2 im Bereich großer y–Werte jedoch ist sie nicht geeignet. Die

[2]Der Elektronstreuwinkel wird im H1–Experiment bezüglich der Protonflugrichtung gemessen.

Hadronen werden hierbei typischerweise in einem sehr kleinen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung gestreut und verlassen den Detektor durch das Strahlrohr. Ihre Energie läßt sich nur ungenau messen. Für diese in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Hadronjets ist der Transversalimpuls $p_{\perp,h} \approx 0$ und die Impulsbilanz $(E - p_z)_h \approx 0$.

Die *Doppelwinkelmethode* verwendet den Elektronstreuwinkel θ_e und den Winkel des hadronischen Jets γ, den man der Flugrichtung des gestreuten Quark zuordnet. Somit läßt sich schreiben:

$$y_{DA} = \frac{\sin(\theta_e)(1-\cos(\gamma_h))}{\sin(\gamma_h)+\sin(\theta_e)-\sin(\theta_e+\gamma_h)}, \tag{4.12}$$

$$Q^2_{DA} = \frac{4E_e^2\sin(\gamma_h)(1+\cos(\theta_e))}{\sin(\gamma_h)+\sin(\theta_e)-\sin(\theta_e+\gamma_h)}, \tag{4.13}$$

$$E_{DA} = \frac{E_e\sin(\gamma_h)}{\sin(\gamma_h)+\sin(\theta_e)-\sin(\theta_e+\gamma_h)} \;. \tag{4.14}$$

Diese Methode ist geeignet für große Impulsüberträge $Q^2 > 100\,\mathrm{GeV}^2$ und ist unabhängig von der verwendeten kalorimetrischen Energieskala.

Alle drei Methoden sind für die vorliegende Messung, die im Bereich niedriger Viererimpulsüberträge $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt wird, nicht sehr gut geeignet. Zum einen soll hier ein Bereich von sehr kleinen Inelastizitäten $y \approx 0.02$ erfaßt werden, zum anderen ist es wünschenswert, wenig sensitiv auf Abstrahlungen des Elektrons im Anfangszustand zu sein.

Eine Methode, die neben den zwei unabhängigen Variablen E_e und θ_e die Impulsbilanz aller Teilchen des hadronischen Endzustands verwendet, ist die sogenannte Σ–Methode. Hier sind die Variablen wie folgt definiert:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E_{e'}(1-\cos\theta_e)} = \frac{y_{JB}}{(1-y_e)+y_{JB}}, \tag{4.15}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{E^2_{e'}\sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma}, \tag{4.16}$$

$$x = \frac{Q^2_\Sigma}{y_\Sigma s} \tag{4.17}$$

mit Σ als:

$$\Sigma = \sum_i (E-p_z)_{h,i} \,. \tag{4.18}$$

Dabei gehen in die Berechnung der Differenzen $(E-p_z)_h$ entweder nur die Informationen der Kalorimeterzellen ein oder Energie und Impuls aus der Kombination der Spur eines hadronischen Teilchens und den zugehörigen Kalorimeterzellen.

Der Fehler in der Variablen y bei dieser Meßmethode ergibt sich zu:

$$\frac{\delta y}{y} = (1-y)(\sqrt{\left(\frac{\delta\Sigma}{\Sigma}\right)^2 + \left(\frac{\delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\delta\theta}{\tan\theta/2}\right)^2} \,. \tag{4.19}$$

Für kleine Werte von y dominiert der Beitrag $\frac{\delta\Sigma}{\Sigma}$ betragsmäßig gegenüber den beiden anderen. Für große y nimmt der Fehler mit $(1-y)$ ab, wird jedoch durch den großen Fehler von Σ kompensiert. Dadurch wird der kinematische Bereich, der mit dieser Methode abgedeckt wird, insbesondere zu kleinen y erweitert. Dieses ist für die vorliegende Analyse wichtig.

Ein weiterer Vorteil der Σ–Methode ist, daß die Energie des einfallenden Elektrons sich aus den Größen Σ und θ_e berechnen läßt. Man ist somit weniger empfindlich auf Abstrahlungen von Photonen im Anfangszustand des Elektrons. Die Strahlungskorrekturen fallen bei dieser Berechnung kleiner aus als bei den oben schon erwähnten Methoden. Sie betragen etwa 2 % .

In den folgenden Analyseabschnitten wird, wenn nicht anders erwähnt, die Σ-Methode für die Rekonstruktion der Kinematik des Streuprozesses verwendet. Dabei werden nur Informationen des Kalorimeters in der Berechnung der Impulsbilanz und des transversalen Impulses benutzt.

4.3.2 Kriterien zur Selektion eines gestreuten Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter

Zur Identifikation eines gestreuten Elektrons im SPACAL werden die folgenden Kriterien verwendet:

1. Die Energiedeposition muß in mehreren, zusammenhängenden Zellen des SPACAL, auch *Cluster* genannt, zu finden sein. Sie muß größer als 12 GeV sein.

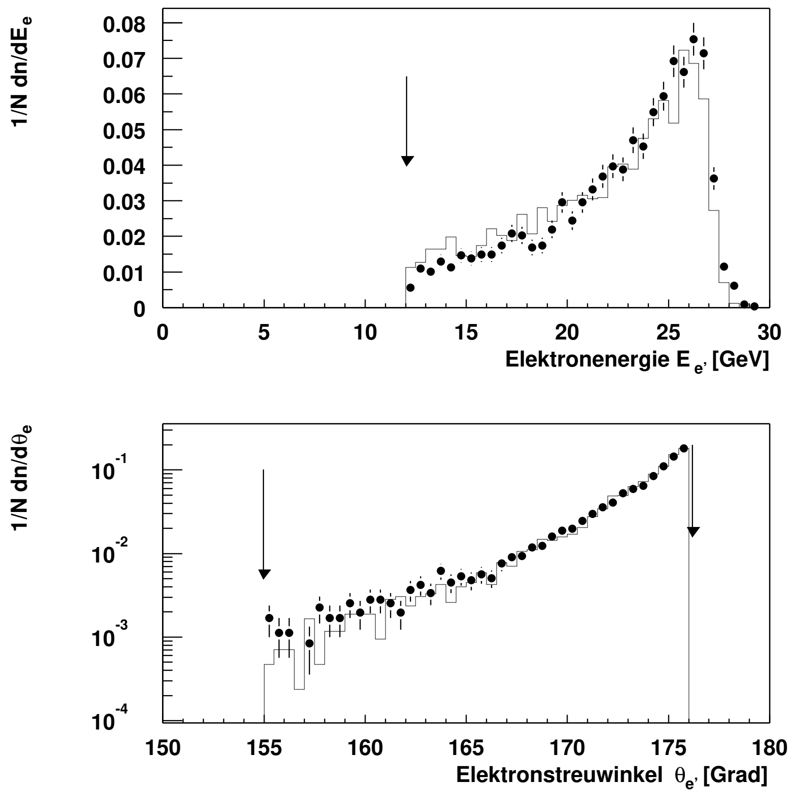


Abbildung 4.4: *Energie und Streuwinkel des Elektrons. Die Daten entsprechen den Punkten, das offene Histogramm entspricht den simulierten Daten (RAPGAP). Die Pfeile geben die angewendeten Schnittgrenzen an: für die Elektronenergie ist dieses 12 GeV, für den Streuwinkel θ_e werden in dieser Selektionsstufe Werte zwischen 155 und 176 Grad erlaubt.*

2. Der Streuwinkel des Elektrons wird in der vorliegenden Analyse in einem sehr weiten Bereich akzeptiert, um eine möglichst hohe Statistik über den gesamten kinematischen Bereich

zu erlauben. Ereignisse mit Elektronenstreuwinkeln zwischen 155 und 176 Grad wurden zugelassen.

3. Die Bedingung, daß keine Energiedepositionen in den Vetolagen des SPACAL zu finden ist, verwirft Ereignisse, bei denen die Energiemessung in den Modulen nahe am Strahlrohr durch die eingeschränkte geometrische Akzeptanz nicht vollständig ist. Es können hierbei Teile des elektromagnetischen Schauers außerhalb der Module verloren gehen. Dazu wird gefordert, daß in den Vetolagen die gemessenen Energiedepositionen weniger als 1 GeV betragen.

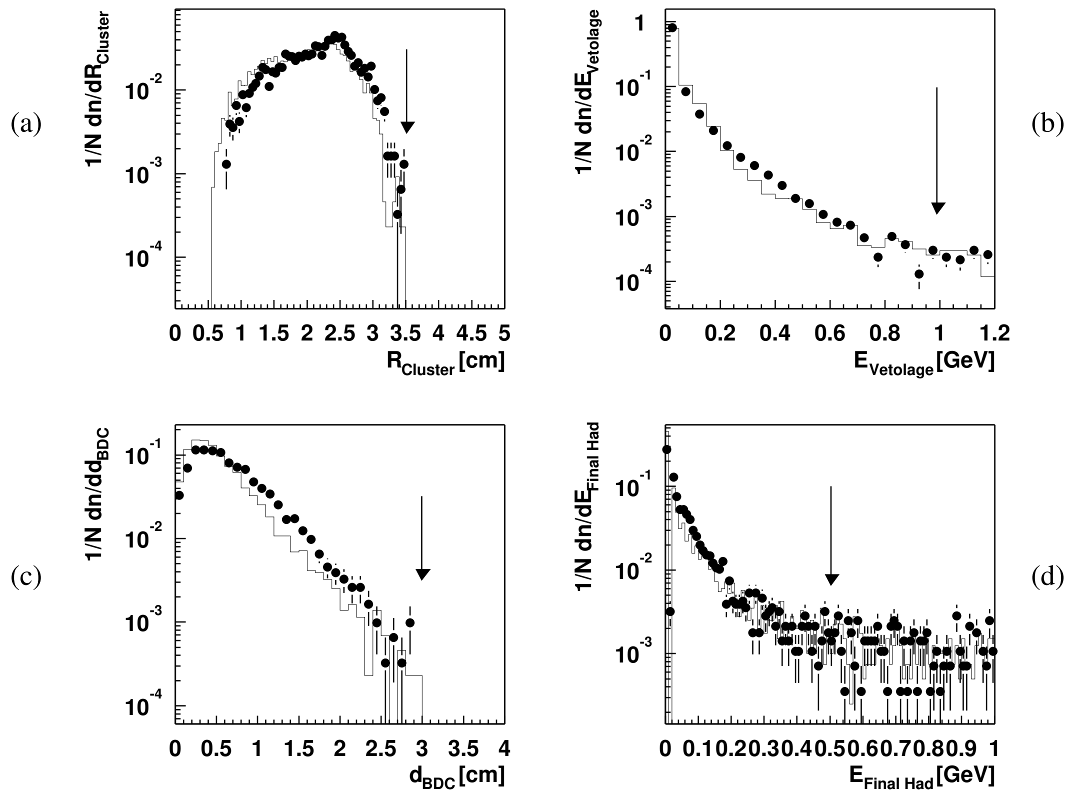


Abbildung 4.5: *Radius der elektromagnetischen Energiedeposition (a), Energiedepositionen in den Vetolagen des SPACAL (b), Spur–Clusterabstand d_{BDC} (c) und Energiedepositionen, die als Hadronen klassifiziert werden (d). Verglichen werden die Daten (Punkte) mit den simulierten RAPGAP–Ereignissen (offenes Histogramm), wobei die Pfeile die Grenzen angeben, innerhalb derer die Ereignisse ausgewählt wurden.*

4. Der Radius des elektromagnetischen Schauers ist ein Maß für seine laterale Ausdehnung und kann zur Unterscheidung von hadronischen Schauern verwendet werden, die eine größere laterale Ausdehnung haben. Der Radius R_{CL} wird dabei als Summe der Quadrate aus den energiegewichteten Radien R_i der Zellenergien E_i berechnet. Setzt man

$$W_i^{log} = \max\left(0, w_{cut} + \ln\left(\frac{E_i}{E_{Cluster}}\right)\right). \tag{4.20}$$

und

$$w_i^{log} = \frac{W_i^{log}}{\sum_i W_i^{log}}\,, \tag{4.21}$$

so ist dann

$$R_{CL} = \sqrt{\sum_i (R_i w_i^{log})^2}\,. \tag{4.22}$$

Die Gewichtung erfolgt dabei durch eine logarithmische Abhängigkeit von den Zellenergien. Der Grund dafür ist, daß beim SPACAL die Radien R_i in etwa der Distanz des Zentrums des Schauers zur geometrischen Mitte der jeweiligen Zelle i entsprechen. Bei einer linearen Gewichtung der Radien in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Zellenergie zur Clusterenergie würde man im wesentlichen den Auftreffpunkt des Elektrons bezogen auf die Zelle mit der größten Energie messen, nicht aber die Ausdehnung des Schauers. Eine logarithmische Gewichtung kompensiert diese Abhängigkeit nahezu. Der Schnitt bei $R_{CL} < 3.5$ cm verwirft alle Ereignisse mit größerer Schauerausdehnung.

5. Energiedepositionen im hadronischen SPACAL: Hadronische Schauer haben eine größere longitudinale Ausdehnung als elektromagnetische und können so von den hinter dem elektromagnetischen SPACAL liegenden Zellen identifiziert werden. Die Energiedeposition wird hier berechnet aus den Zellen, die innerhalb eines Radius von 15 cm, bezogen auf die Schauerachse im elektromagnetischen SPACAL, liegen. Wenn die Energiesumme mehr als 0.5 GeV beträgt, wird der zugehörige Cluster als hadronisch klassifiziert.

6. Spur-Clusterabstand: Mit Hilfe der rückwärtigen Driftkammer (BDC) erhält man Informationen über die Spuren geladener Teilchen im rückwärtigen Bereich. Zusammen mit dem Ereignisvertex läßt sich daraus der Polarwinkel für das gestreute Elektron bestimmen. Typische Abstände für Spuren von Elektronen, die die BDC durchqueren, zu den Energiedepositionen im elektromagnetischen SPACAL liegen innerhalb von 3 cm. Daher wird hier ein Schnitt bei $d_{BDC} < 3.0$ cm angewendet. Weiter lassen sich mit der Anwendung dieses Schnittes Ereignisse, bei denen ungeladene Teilchen (Photonen) einen elektromagnetischen Schauer im SPACAL erzeugen, aber keine Spur in der Driftkammer hinterlassen, verwerfen.

7. Akzeptanz: Im inneren Bereich des SPACAL können Fehler in der Energiemessung durch laterale Teilchenverluste in Zellen nahe des Strahlrohres auftreten. Um diese für eine Energiemessung auszuschließen, wird ein weiterer Schnitt auf die absolute Distanz R des Schauerschwerpunktes zur Strahlrohrmitte angewendet. Es muß $R > 8.7$ cm gelten.

8. Um Ereignisse herauszufiltern, deren zeitlicher Ursprung nicht in Korrelation mit der ep–Wechselwirkung steht, wird für die energiereichste Zelle das Zeitverhalten bezüglich der Wechselwirkung am Ereignisvertex als Kriterium verwendet. Dazu wird das TDC–System des SPACAL benutzt und das Zeitfenster zwischen 11 ns und 22 ns gewählt. Mit dieser Bedingung wird Untergrund durch Strahl–Gas– und Strahl–Wandereignisse unterdrückt.

4.3.3 Weitere globale Kriterien zur Auswahl tiefinelastischer Streuereignisse

Neben den Kriterien zur Identifikation eines Elektrons im SPACAL werden für die Auswahl von tiefinelastischen ep–Ereignissen weitere Schnitte angewendet, die dem Herausfiltern von Untergrundereignissen dienen. Die Schnittgrößen sind:

1. Die Impulsbilanz $E - p_z$ wird ausgewertet über die Beziehung

$$\Sigma_h + E_{e'}(1 + \cos\theta_e) = 2E_e\,, \tag{4.23}$$

wobei Σ_h mit Hilfe der Σ–Methode bestimmt wird. Für ein tiefinelastisches ep–Streuereignis erwartet man bei einem Detektor, der einen Raumwinkel von 4π überstreicht, das Zweifache der eingehenden Elektronenergie. Ereignisse, bei denen das Elektron im Eingangskanal ein Photon abstrahlt, weisen einen kleinen $(E - p_z)$–Wert auf, da Longitudinalimpuls durch das nahezu kollinear emittierte Photon weggetragen wird. Ebenso werden bei Photoproduktionsereignissen, für die das Elektron nicht im Zentraldetektor nachgewiesen wird, sondern unter sehr kleinen Winkeln in das rückwärtige Strahlrohr ausläuft, die entsprechenden Beiträge zum Longitudinalimpuls nicht erfaßt. Um Ereignisse, bei denen Strahlungsverluste auftreten, und um Photoproduktionsereignisse für eine Analyse der tiefinelastischen Streuung auszufiltern, ist ein Schnitt auf die Impulsbilanz hilfreich. Die Größe wird hier nur aus den Informationen der Kalorimeter bestimmt. Alle Ereignisse mit einem Wert $(E - p_z) < 40$ GeV werden verworfen.

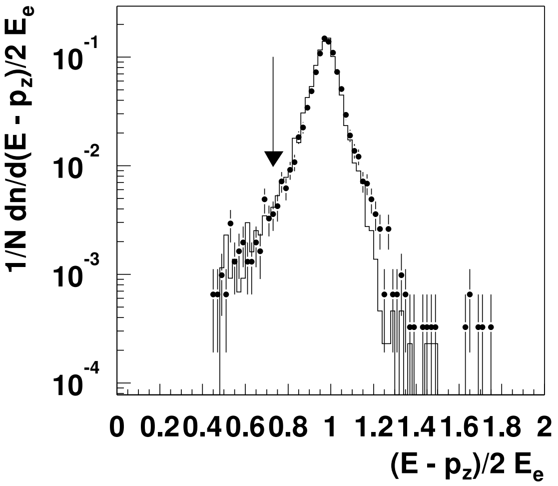


Abbildung 4.6: *In der Abbildung ist die Impulsbilanz $E - p_z$ bezogen auf das Zweifache der Elektronenergie gezeigt. Würden alle Teilchen im H1–Detektor nachgewiesen werden, so läge das Maximum bei 1. Punkte entsprechen den Daten, das offene Histogramm den simulierten Ereignissen (RAPGAP). Der Pfeil gibt die Grenze an, ab der die Ereignisse akzeptiert werden.*

2. Die Inelastizität y muß im Bereich $0.02 < y < 0.6$ liegen. Das y–Spektrum ist in der Abbildung 4.7 gezeigt. Insbesondere die obere Grenze $y = 0.6$ ist bereits mit dem Schnitt auf den Elektronstreuwinkel abgedeckt. Zur Definition eines eindeutigen kinematischen Bereiches ist der Schnitt jedoch von Vorteil.

3. Für alle Ereignisse wird ein rekonstruierter Vertex verlangt. Hierbei werden nur die Spurinformationen der zentralen Driftkammern verwendet. Dieses Kriterium gewährleistet, daß es zu den beobachteten Signalen in den weiteren Detektorkomponenten eine Wechselwirkung am Ursprung gibt, deren Informationen für eine weitere Berechnung der Kinematik verwendbar ist. Weiter wurde die z–Koordinate als ein Kriterium verwendet, um nur solche Vertexdaten zuzulassen, die auch tatsächlich im typischen Wechselwirkungsbereich des

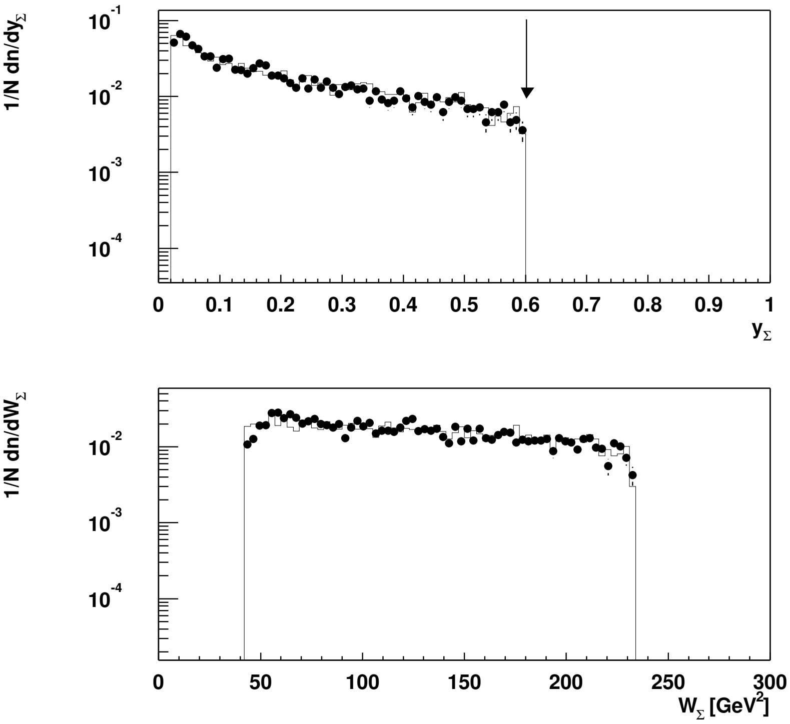


Abbildung 4.7: *Oben ist die Inelastizität y gezeigt und in der unteren Abbildung die Schwerpunktsenergie des Photon–Proton–Systems W. Punkte entsprechen den Daten, das offene Histogramm den simulierten Ereignissen (RAPGAP). Der Pfeil gibt die Grenze an, innerhalb derer die Ereignisse akzeptiert werden.*

H1–Detektors entstehen können und nicht von den Satellitenpaketen stammen. Hier wurde verlangt, daß für die Vertex–Koordinate $-30.0\,\mathrm{cm} < z < 30.0\,\mathrm{cm}$ gilt.

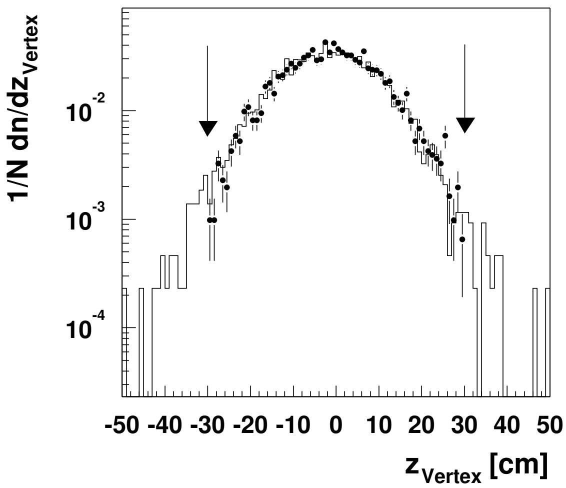


Abbildung 4.8: *Verteilung der z–Koordinate des Vertex. In der Abbildung ist die Verteilung der z–Koordinate zu sehen, wobei die Pfeile die Schnittgrenzen angeben.*

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für einen Vertex hängt von der Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit in den Drift– und Proportionalkammern ab. Sie wurde aus einem unabhängigen tiefinelastischen Datensatz bestimmt, indem zunächst nur nach der Existenz eines rekonstruierten Vertex gefragt wurde, anschließend, ob dieser Vertex innerhalb des Fensters von ± 30 cm liegt. Es ergab sich dabei eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von mehr als 95 % für $y > 0.02$.

In der Tabelle 4.5 sind die angewendeten Schnitte und die zugehörigen Variablen (Schnittgrößen) zusammengefaßt.

Schnittgröße	Schnitt
Inelastizität	$0.02 < y < 0.6$
Elektronenergie	$E_{e'} > 12$ GeV
Elektronstreuwinkel	$155° < \theta_e < 176°$
Energiegewichteter Schauerradius	$ECRA < 3.5$ cm
Impulsbilanz	$E - p_z > 40$ GeV
Abstand BDC–Spur - Schauermax.	$d_{BDC} \leq 3$ cm
Energie in der Vetolage	$E_{VL} < 1$ GeV
Zeitverhalten SPACAL	11.0 ns $< t_{SPC} < 22.0$ ns
Geometrische Akzeptanz	$R_0 > 8.7$ cm
Ereignisvertex	$\lvert z_{Vtx} \rvert < 30$ cm

Tabelle 4.5: *Kriterien für die Selektion von tiefinelastischen Ereignissen.*

4.4 Ereignisauswahl für ein Proton im Vorwärtsprotonspektrometer

In den vertikalen Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers lassen sich Protonen nachweisen, die unter einem Winkel $\theta < 0.5$ mrad vom Wechselwirkungspunkt emittiert werden. Kriterien bezüglich des rekonstruierten Impulses und Emissionswinkels sowie des Akzeptanzbereiches werden im Folgenden beschrieben.

4.4.1 Bedingungen an den Zustand des Vorwärtsprotonspektrometers

Zum Nachweis eines in Vorwärtsrichtung gestreuten Protons, welches mit dem Vorwärtsprotonspektrometer beobachtet werden soll, müssen sich die Detektoren nahe am Protonstrahl befinden. Die Position der Detektoren wird über die Heidenhain–Instrumente gemessen. Zusätzlich wird eine Flagge gesetzt, wenn die Detektoren sich in einer stabilen Datennahmeposition befinden, wie in Abschnitt 3.4.4.11 beschrieben ist. Weiter muß die Hochspannung für alle Photomultiplier sowie die Elektronik funktionsbereit sein. Dieses wird für jedes Ereignis über Statuswörter, die vom zentralen H1–Slow–Control–System zur Verfügung gestellt werden, geprüft. Ereignisse mit einem führendem Proton im FPS sind wie in Abschnitt 3.4.6 beschrieben durch ein entsprechendes Triggerelement gekennzeichnet.

4.4.2 Vertrauensbereich

Ein Vergleich der Verteilungen der rekonstruierten Energien $E_{p'}$ und Emissionswinkel θ_x und θ_y mit der Simulation zeigt, daß es Bereiche entsprechend einer $E_{p'}$, θ–Ebene, also auf der Oberfläche der Faserhodoskope (x, y–Ebene) gibt, die von ihr weniger gut beschrieben werden, wie in der Abbildung 4.9 gezeigt.

Dieses ist damit zu erklären, daß in den simulierten Daten lediglich ein über alle Luminositätsfüllungen gemittelter Wert für die Abweichung der aktuellen von der nominellen Strahllage verwendet wird. Weiter werden in der Simulation die Magnetpositionen, Magnetfeldstärken, Strahlrohrposition und Strahllage auf ihre nominellen Werte gesetzt. In der Realität sind zwar die Magnet– und Strahlrohrpositionen sehr gut vermessen, die Strahllage und auch die Magnetfeldstärken können aber von Füllung zu Füllung variieren. Außerdem ist die Lage des Strahlrohrs zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den FPS–Detektoren nicht genau vermessen und kann die Apertur an Stellen großer Strahldimension begrenzen.

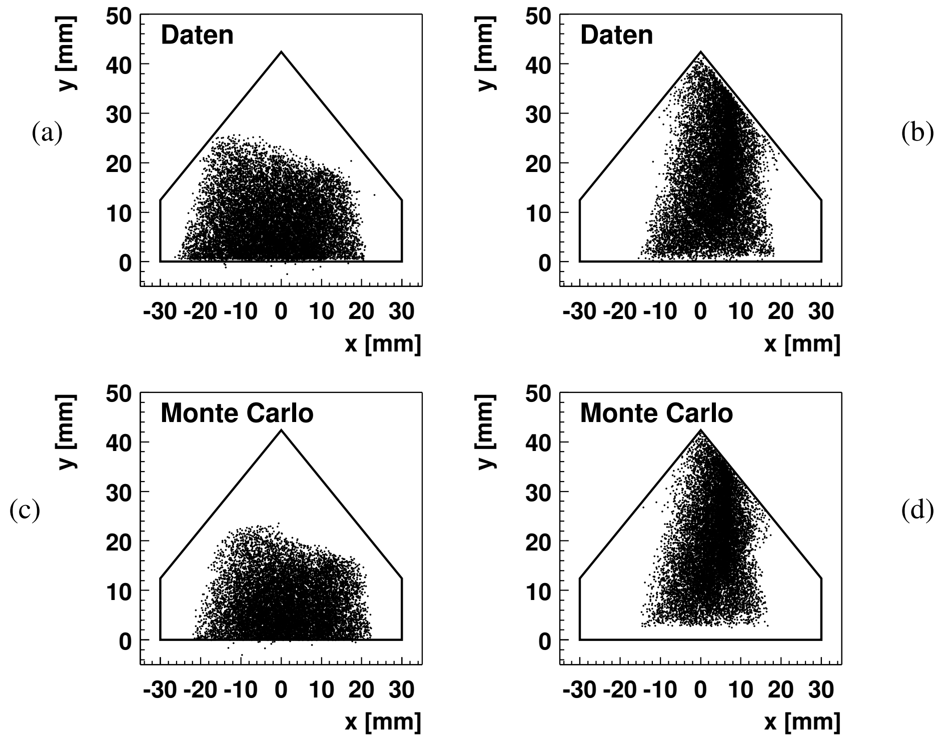


Abbildung 4.9: *Vergleich der Durchstoßpunkte auf der Faserhodoskopoberfläche in Daten und simulierten Ereignissen. In Abb. a) und c) ist die x, y–Ebene für die 81 m–Station gezeigt, in b) und d) für die 90 m–Station, jeweils für Daten (obere Reihe) und Simulation (untere Reihe).*

Um diese Unsicherheiten einzugrenzen, wird der Bereich in der $E_{p'}, \theta$–Ebene auf einen Vertrauensbereich eingeschränkt. Dieser umfaßt den Akzeptanzbereich des Vorwärtsprotonspektrometers, in dem in den Daten die gleiche Akzeptanz für vorwärts gestreute Protonen wie in der Simulation zu sehen ist. Mit diesem Schnitt werden Protonen, die auf ihrer Flugbahn zu nahe an Aperturbegrenzungen stoßen, aus dem Datensatz entfernt.

4.4.2.1 Definition des Vertrauensbereichs

Der Vertrauensbereich wird so definiert, daß sich die Streuwinkel θ_x und θ_y in Abhängigkeit von der Protonenergie $E_{p'}$ innerhalb bestimmter Grenzen befinden müssen:

$$\theta_{x,\min}(E_{p'}) \leq \quad \theta_x \quad \leq \theta_{x,\max}(E_{p'}) \tag{4.24}$$
$$\theta_{y,\min}(E_{p'}) \leq \quad \theta_y \quad \leq \theta_{y,\max}(E_{p'}). \tag{4.25}$$

Die Grenzen sind definiert durch die folgenden Bedingungen:

$$\begin{aligned} \theta_{x,\min}(E_{p'}) &= -0.3\,\mathrm{mrad} && \forall\ E_{p'} \\ \theta_{x,\max}(E_{p'}) &= +0.4\,\mathrm{mrad} && \forall\ E_{p'} \end{aligned} \tag{4.26}$$

$$\theta_{y,\min}(E_{p'}) = \begin{cases} \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{90\,\mathrm{GeV}}(590\,\mathrm{GeV} - E_{p'}) & \forall\ 500\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 590\,\mathrm{GeV} \\ \frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(590\,\mathrm{GeV} - E_{p'}) & \forall\ 590\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 640\,\mathrm{GeV} \\ -0.3\,\mathrm{mrad} & \forall\ 640\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 720\,\mathrm{GeV} \\ \frac{0.25\,\mathrm{mrad}}{20\,\mathrm{GeV}}(E_{p'} - 744\,\mathrm{GeV}) & \forall\ 720\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 740\,\mathrm{GeV} \end{cases} \tag{4.27}$$

$$\theta_{y,\max}(E_{p'}) = \begin{cases} +0.3\,\mathrm{mrad} & \forall\ 500\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 575\,\mathrm{GeV} \\ \frac{-0.1\,\mathrm{mrad}}{125\,\mathrm{GeV}}(E_{p'} - 950\,\mathrm{GeV}) & \forall\ 575\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 700\,\mathrm{GeV} \\ \frac{-0.25\,\mathrm{mrad}}{40\,\mathrm{GeV}}(E_{p'} - 732\,\mathrm{GeV}) & \forall\ 700\,\mathrm{GeV} \leq E_{p'} \leq 740\,\mathrm{GeV}. \end{cases} \tag{4.28}$$

In Abbildung 4.10 ist der gewählte Vertrauensbereich zusammen mit den Ereignissen mit führenden Protonen gezeigt. Die eingezeichneten Linien geben dabei die Grenzen an, wie sie obenstehend definiert sind.

Der Schnitt auf den Vertrauensbereich beseitigt auch die Akzeptanzunterschiede, die durch unterschiedliche Strahllage und Detektorposition in Daten und Simulation zustande kommen.

4.4.3 Auswahl bei mehreren Impuls– oder Protonspurhypothesen

Bei der Rekonstruktion der Protonspur im Vorwärtsprotonspektrometer können infolge von Rauschen in den Detektoren, Übersprechen in den Photomultipliern und Signalen von δ–Elektronen mehrere mögliche Spuren ermittelt werden. Läßt sich für mehrere der Spurhypothesen ein Impuls rekonstruieren, so wird diejenige mit der größten Anzahl getroffener Faserhodoskoplagen ausgewählt. Reicht dieses Kriterium nicht aus, so wird zusätzlich der χ^2–Wert der Spuranpassung hinzugezogen. In der Rekonstruktion des Protonimpulses kann es zwei Lösungen geben, sofern man sich auf die Rekonstruktion in der vertikalen Ebene beschränkt. Nimmt man aber die Messung in der horizontalen Ebene hinzu, so läßt sich eine Hypothese eindeutig auswählen, indem beide Messungen bestmöglich übereinstimmen müssen (siehe Abschnitt 3.4.12.2).

4.4.4 Transversalimpulsbereich für die vorwärts gestreuten Protonen

Der transversale Impuls $p_\perp$ des gestreuten Protons ist definiert als $p_\perp = E_{p'} \sin\theta_{p'}$, wobei $\tan\theta_{p'} = \sqrt{\tan^2\theta_x + \tan^2\theta_y}$ ist. Die diskutierten Einschränkungen im Akzeptanzbereich schränken somit auch den zugänglichen Bereich des transversalen Impulses ein, soweit dieser nicht bereits durch Aperturen begrenzt ist. In Abbildung 5.9 ist der transversale Impuls in Intervallen der rekonstruierten Protonenergie gezeigt. Dabei erkennt man, daß der Vertrauensbereich alle Ereignisse mit $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ abdeckt.

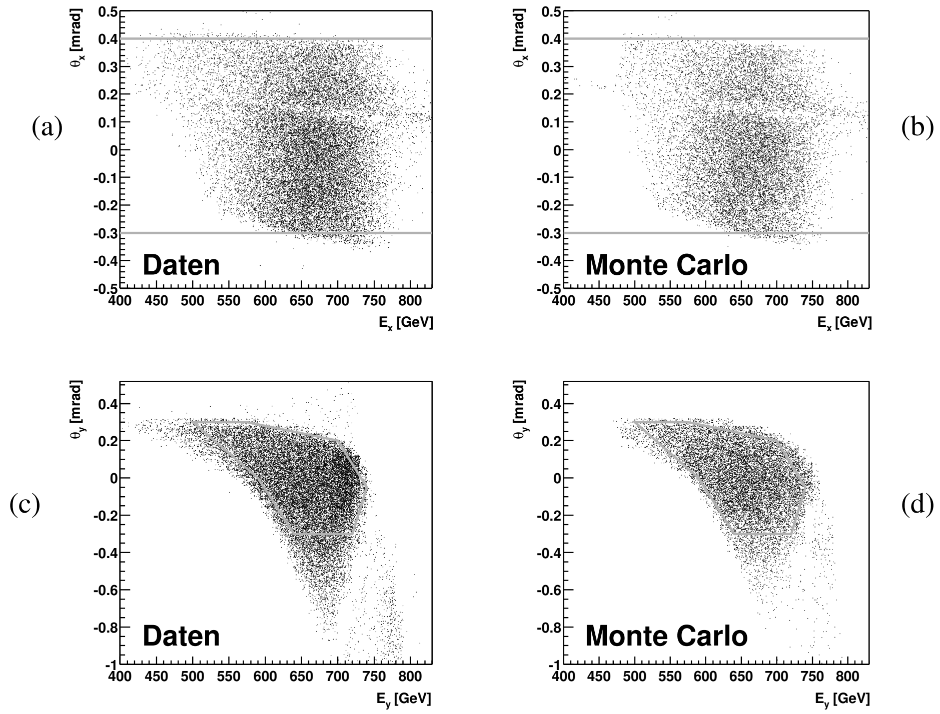


Abbildung 4.10: *Vertrauensbereich für das Vorwärtsprotonspektrometer. Abbildung a) und c) zeigen Daten und simulierten Ereignisse mit führenden Protonen in der $E_{p'}$, θ_x–Ebene, b) und d) in der $E_{p'}$, θ_y–Ebene. Die Schnitte, die den Vertrauensbereich begrenzen, sind als durchgezogene Linien eingetragen.*

4.5 Untergrund

In den folgenden Abschnitten werden einige mögliche Beiträge von Untergrundereignissen, wie sie in der vorliegenden Analyse auftreten können, beschrieben. Die Untergrundreaktionen lassen sich in zwei Kategorien aufteilen, den ep–induzierten Untergrund und Untergrundereignisse, die nicht durch eine ep–Wechselwirkung erzeugt werden.

4.5.1 Photoproduktionsuntergrund

Einen Beitrag zu den ep–Untergundereignissen in einer Analyse tiefinelastischer ep–Streuung stellen die Ereignisse der Photoproduktion dar. Hier ist der Viererimpulsübertrag etwa $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$, folglich ist das gestreute Elektron im zentralen H1–Detektor nicht mehr nachweisbar und verschwindet im rückwärtigen Strahlrohr. Für große Inelastizitäten y jedoch können die Teilchen des hadronischen Endzustandes im rückwärtigen Kalorimeter elektromagnetische Schauer erzeugen, die ein Elektron vortäuschen. Neutrale Pionen können in zwei Photonen ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) zerfallen, zu denen zufällig auch eine geladene Spur in der rückwärtigen Driftkammer (BDC) weist.

Für die hier geforderten Minimalenergien eines elektromagnetischen Schauers im SPACAL beträgt der Photoproduktionsuntergrund weniger als drei Promille. In Abbildung 4.11 ist die Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons zusammen mit einer Abschätzung des Beitrags durch Photoproduktionsereignisse gezeigt. Letztere sind mit dem Monte–Carlo–Generator PHOJET generiert worden. Es werden dabei die Schnitte der tiefinelastischen Selektion mit einem vorwärts

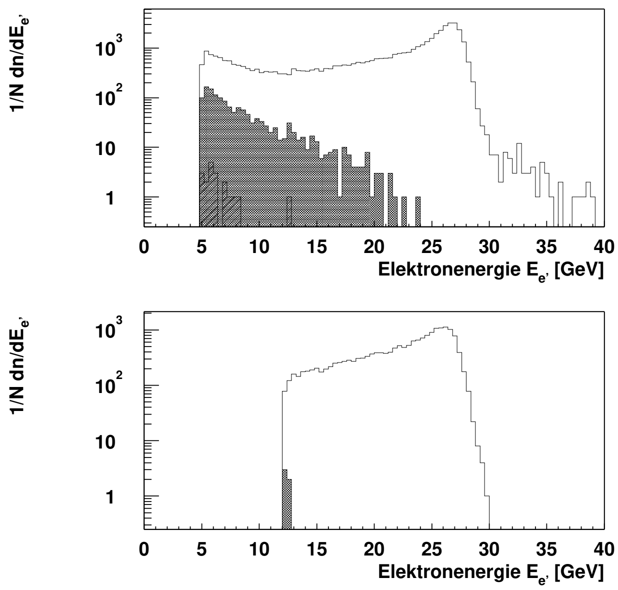


Abbildung 4.11: *Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons vor Anwendung der Schnitte der tiefinelastischen Selektion im oberen Bild. Lediglich die Schnitte der tiefinelastischen Ereignisklassifikation auf die Elektronenergie $E_{e'} > 5$ GeV und den Schauerradius $R_{ECRA} < 4.5$ cm sind benutzt worden. Das offene Histogramm entspricht den Daten, das schraffierte Histogramm einer Abschätzung des Beitrags durch Ereignisse der Photoproduktion (ausgefülltes Histogramm). Dieser Beitrag beträgt 3 %. Im unteren Bild sind die beiden Verteilungen nach Anwendung aller Schnitte gezeigt. Der Beitrag durch Photoproduktionsereignisse läßt sich damit auf 0.03 % für Elektronenergien größer als 12 GeV abschätzen. Es ist dabei auf die integrierte Luminosität normiert worden.*

gestreuten Proton angewendet. Die Abschätzung liefert 3 %. Durch den zusätzlichen Schnitt auf die Impulsbilanz, $(E - p_z) > 40$ GeV, wird der Photoproduktionsuntergrund weiter reduziert auf etwa 0.03 %. Das gestreute Elektron würde für $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ durch das Strahlrohr entweichen und die Impulsbilanz zu Werten deutlich kleiner 40 GeV verschieben. Die Beschränkung auf einen Inelastizitätsbereich von $0.02 < y < 0.6$ grenzt zudem den Bereich hoher y aus, in dem der Untergrund bis zu 20 % betragen kann [Gla98].

4.5.2 Strahlinduzierter Untergrund

Der strahlinduzierte Untergrund wird von der Wechselwirkung der Strahlteilchen mit den Restgasmolekülen (Strahl–Gas–Ereignisse) oder den Strahlrohrwänden dominiert. Diese Art von Ereignissen haben in der Regel ihren Ursprung nicht im Wechselwirkungspunkt und sind deshalb nicht mit dem ep–Wechselwirkungszeitpunkt korreliert. Durch die geeignete Wahl von Zeitfenstern, innerhalb derer ein tiefinelastisches Streuereignis akzeptiert wird, lassen sich diese Untergrundereignisse ausfiltern. Neben den Flugzeitsystemen PToF, BToF wurde auch das SPACAL selbst (AToF) verwendet. Die Einschränkung auf das Zeitintervall $11.0\,\mathrm{ns} < t_{SPACAL} < 22.0\,\mathrm{ns}$ für den TDC-Wert der SPACAL-Zelle mit der höchsten Energie dient insbesondere dazu, im rückwärtigen Bereich den Untergrund zu reduzieren.

Der Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Untergrund läßt sich abschätzen mit Hilfe der sogenannten *Pilot*–Pakete, welches Protonen– und Elektronpakete sind, die keinen Kollisionspartner haben. Ereignisse, die beim Passieren solcher Einzelpakete registriert werden, können dazu genutzt werden,

den statistisch zufällig verteilten Untergrund abzuschätzen. Dieser betrug im Jahr 1996 weniger als 2 %.

In den Jahren 1995 und 1996 ist in eine Energiedeposition in einer Zelle des SPACAL beobachtet worden, die im Bereich von mehreren GeV lag. Da dieser Effekt nicht völlig beseitigt werden kann, sind entsprechende Filter auf der Triggerebene (L1/L2 resp. L4/L5) implementiert worden, die eine wirksame Unterdrückung dieser *Hot Spot*–Ereignisse gewährleisten.

4.5.3 Untergrund in der Vorwärtsregion

Studien des Untergrundes in der Vorwärtsregion [Wil95, Rel96] zeigen, daß die Zählrate der nachgewiesenen Teilchen im Vorwärtsprotonspektrometer, die nicht mit der ep–Wechselwirkung im H1–Detektor korreliert ist, zu vernachlässigen ist. Darunter fallen Beiträge zur Zählrate durch Synchrotronstrahlung der benachbarte Elektronmaschine, was insbesondere die 81 m–Station betraf. Weiter sind es strahlinduzierte Schauer an den Aperturbegrenzungen und den Magnetelementen vor den den FPS–Stationen sowie Strahl–Gas–Untergrundereignisse.

Typische Raten für eine Koinzidenz in beiden vertikalen Stationen lagen zwischen 1.5 und 2 kHz. Das bedeutet, für etwa zwei der detektierten Teilchen im FPS pro 10000 Kollisionen im Wechselwirkungspunkt erhält man eine Überlagerung eines ep–Ereignisses mit einem Untergrundereignis im FPS. Dieser Untergrund ist wird vernachlässigt.

4.6 Gesammelte Luminosität

Nach Anwendung aller bisher genannten Selektionskriterien verbleibt von der FPS–kalibrierten Ereignismenge entsprechend einer Luminosität von 6.5 pb^{-1} eine integrierte Luminosität von 3.7 pb^{-1} für die Messung des semiinklusiven Wirkungsquerschnittes und der Messung der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$.

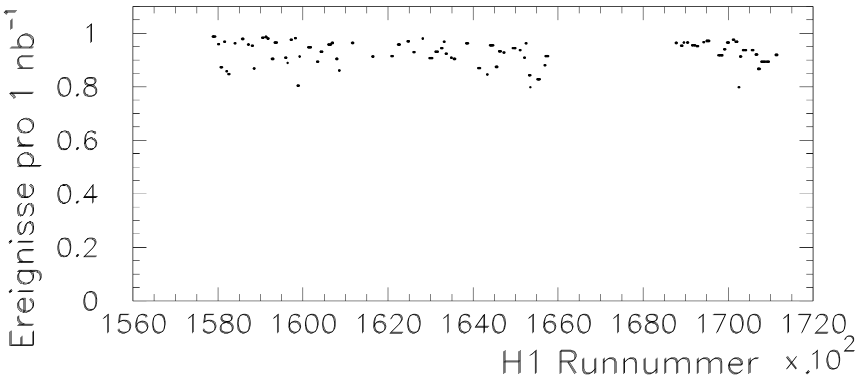


Abbildung 4.12: *Ereigniszahl in Abhängigkeit von der H1–Runnummer für das Jahr 1996.*

Eine weitere Auswahl der Ereignisse wird in Abschnitt 5.1.1 durch die Unterteilung der x, Q^2–Ebene sowie durch die Bildung von Intervallen der Protonenergie für die Ereignisse mit einem führendem Proton durchgeführt.

Die Abbildung 4.12 zeigt die Anzahl der Ereignisse pro 1 nb^{-1} für die Bereiche der Datennahmeperiode, welches eine Kontrolle der Stabilität der Datennahmebedingungen in Abhängigkeit von der Zeit darstellt.

Kapitel 5

Wirkungsquerschnitte

Dieses Kapitel beschreibt die Messung des semiinklusiven Wirkungsquerschnittes $\frac{d^3\sigma(x,Q^2,z)}{dx dQ^2 dz}$ für tiefinelastische Streuereignisse mit einem vorwärts gestreuten Proton. Ausgehend von der Definition des Wirkungsquerschnittes werden in den nachfolgenden Abschnitten die einzelnen Komponenten erläutert und bestimmt.

5.1 Ausgangsform des Wirkungsquerschnittes

Die Anzahl N der beobachteten Ereignisse auf der Fläche $dxdQ^2$ mit $z = \frac{E_{p'}}{E_p}$ innerhalb des Intervalls dz läßt sich in Abhängigkeit von dem dreifach–differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz}$ schreiben als:

$$\frac{d^3N}{dxdQ^2dz} = C(x,Q^2,z) \cdot (1+\delta_{RC}) \frac{d^3\sigma}{dxdQ^2dz} \int \mathcal{L} dt \tag{5.1}$$

mit x und Q^2 als den gemessenen Variablen im Zentraldetektor und z im Vorwärtsprotonspektrometer.

Korrekturen, die für jedes einzelne Ereignis vorgenommen werden und nicht von den Variablen x, Q^2 oder z abhängen, sind hier zunächst nicht berücksichtigt. Sie werden in Abschnitt 5.3.4 in Form eines Wichtungsfaktors für jedes einzelne Ereignis eingeführt.

Die Größe $C(x,Q^2,z)$ berücksichtigt Akzeptanzen und Auflösungen der verwendeten Detektorkomponenten, die Triggeransprechwahrscheinlichkeiten und die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron bzw. ein Proton rekonstruiert wird. Diese Größe läßt sich unter der Annahme, daß der Endzustand des Protons unabhängig vom Elektron gebildet wird, in zwei Faktoren aufteilen:

$$C(x,Q^2,z) = C_{SP}(x,Q^2) C_{FPS}(z). \tag{5.2}$$

Der Korrekturfaktor $C_{SP}(x,Q^2)$ hängt nur von den gemessenen Größen x und Q^2 des Elektrons ab, $C_{FPS}(z)$ nur von dem Energiebruchteil z, den das gestreute Proton mit sich führt. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $R(x,Q^2)$ beinhaltet Migrationskorrekturen, Akzeptanz und Auflösung des SPACALs. Zusammen mit der Triggeransprechwahrscheinlichkeit ε_{SP} dieses Detektors bilden sie den Korrekturfaktor

$$C_{SP}(x,Q^2) = R(x,Q^2) \cdot \varepsilon_{SP}\ . \tag{5.3}$$

Die Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers $A_{FPS}(z)$ und die Migrationskorrekturen $C_{M,FPS}(z)$ liefern den zweiten Korrekturfaktor

$$C_{FPS}(z) = A_{FPS}(z) \cdot C_{M,FPS}(z)\,. \tag{5.4}$$

Die Strahlungskorrekturen δ_{RC} werden durch den Korrekturterm $1 + \delta_{RC}$ berücksichtigt.

Die den beobachteten Ereignissen zugrundeliegende Luminosität ist $\int \mathcal{L}\, dt$. Die genannten Faktoren werden in den folgenden Abschnitten im Detail erläutert und bestimmt.

5.1.1 Einteilung in x, Q^2–Intervalle

Für die Einteilung der kinematischen Ebene x, Q^2 sind die Intervalle so gewählt worden, daß jedes der Intervalle eine geeignete Anzahl an Ereignissen aufweist. Weiter ist auf eine ausreichend gute und konstante Auflösung in der Variablen x für alle verwendeten Intervalle geachtet worden (siehe Abschnitt 5.1.2), indem diese in der Variablen x jeweils einen Faktor 3 überspannen.

Die Grenzen der Intervalle in Q^2 sind zu 2, 3.5, 6, 10, 20 und $50\,\mathrm{GeV}^2$ gewählt worden, in der Variablen x sind $6 \cdot 10^{-5}$, $1.8 \cdot 10^{-4}$, $6 \cdot 10^{-4}$, $1.8 \cdot 10^{-3}$ und $6 \cdot 10^{-3}$ festgelegt worden.

Durch den Schnitt auf die Inelastizität y mit $0.02 < y < 0.6$ enthalten einige der definierten Intervalle nicht alle x-Werte bis an die gewählten Intervallgrenzen, so das Intervall bei sehr hohen Q^2 und kleinstem x. Für diese unvollständige Abdeckung werden keine Korrekturen angebracht, da sie durch die Angabe des y–Intervalls definiert ist. Ausgewählt werden die 12 Intervalle, wie sie in Abbildung 5.1 für die Daten eingezeichnet sind, in Abbildung 5.2 zum Vergleich für den verwendeten Monte–Carlo–Datensatz. Zusammengefaßt sind die Intervallgrenzen und die Numerierung der Intervalle in Tabelle 5.1 aufgeführt.

5.1.2 Auflösung in den gemessenen Variablen x und Q^2

Die Auflösung der gemessenen Variablen x und Q^2 ist in den Abbildungen 5.3 und 5.4 gezeigt. Als Grundlage für die simulierten Daten ist dabei das Monte–Carlo–Programm RAPGAP verwendet worden, wie es in Abschnitt 5.2.1 beschrieben wird.

Über alle zwölf Intervalle gemittelt hat die Standardabweichung der Größe $(Q^2_{rec} - Q^2_{gen})/Q^2_{gen}$ den Wert $\sigma_{Q^2} = 0.075$ und die der Größe $(x_{rec} - x_{gen})/x_{gen}$ den Wert $\sigma_x = 0.15$.

5.1.3 Wahl der Zentren der x, Q^2–Intervalle

Der gemessene Wirkungsquerschnitt, der über die einzelnen x, Q^2– und z–Intervalle gemittelt ist, wird in Meßwerte an einem bestimmten Punkt des Intervalls umgerechnet. Dazu muß oftmals eine Korrektur des Zentralwertes vorgenommen werden.

Ein Parametrisierung des gemessenen ep–Streuwirkungsquerschnittes lautet:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R\,(x,\,Q^2)]}\right) F_2\,(x,\,Q^2)\right] \tag{5.5}$$

Bestimmend in dieser Beziehung ist für kleine und mittlere y und $R \to \infty$ der Faktor $\frac{1}{xQ^4}$. Üblicherweise werden in der kinematischen Ebene x, Q^2 der Logarithmus der Bjorken–Skalenvariable x gegenüber dem Viererimpulsübertrag Q^2 aufgetragen. Ersetzt man in der obigen Parametrisierung x und Q^2 durch $\zeta = \log x$ und $\omega = -Q^2$, dann ist:

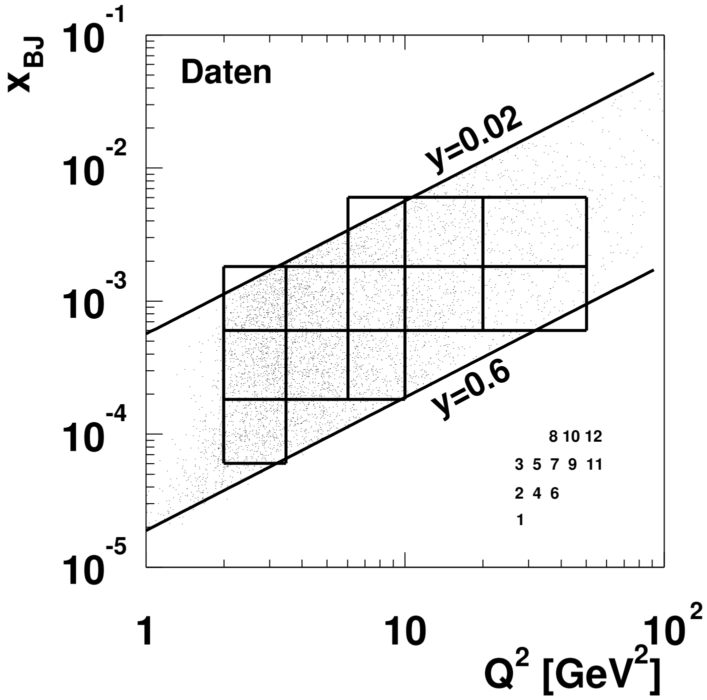


Abbildung 5.1: *Verteilung der selektierten Ereignisse (Daten) in der x, Q^2–Ebene für die tief-inelastischen Streuereignisdaten mit einem vorwärts gestreuten Proton. Hierbei sind bereits alle Selektionskriterien mit Ausnahme der Schnitte auf die Variablen x und Q^2 angewendet. Eingezeichnet sind die zwölf in dieser Analyse verwendeten Intervalle in x und Q^2. Das Numerierungsschema ist unten rechts angedeutet.*

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\zeta\,\mathrm{d}\omega} = 4\pi\alpha^2 \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R(\zeta,\,\omega)]}\right) F_2(\zeta,\,\omega)\right] \approx \mathrm{const.} \tag{5.6}$$

Der Wirkungsquerschnitt hängt somit linear von den Variablen ζ und ω ab. Für die vorliegende Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz}$ wird ähnlich der F_2–Parametrisierung eine effektive Intervallmitte gewählt:

$$x_{\mathrm{cent}} = \exp\left(\frac{1}{2}(\ln x_{\mathrm{min}} + \ln x_{\mathrm{max}})\right) \qquad \mathrm{und} \tag{5.7}$$

$$Q^2_{\mathrm{cent}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{2}\left(\frac{1}{Q^2_{\mathrm{min}}} + \frac{1}{Q^2_{\mathrm{max}}}\right)\right)}, \tag{5.8}$$

wobei $x_{\mathrm{min}}, x_{\mathrm{max}}$ und $Q^2_{\mathrm{min}}, Q^2_{\mathrm{max}}$ den Intervallgrenzen entsprechen.

Für die vorliegende Messung ist der Verlauf der Parametrisierung (später als $F_2^{LP(3)}$ eingeführt) innerhalb eines x, Q^2–Intervalls nicht bekannt. Zwar lassen sich Modellannahmen machen über die Prozesse, die zu dem hier gemessenen Wirkungsquerschnitt beitragen, jedoch sind diese noch nicht zuverlässig genug verstanden. Somit lassen sich hier keine Zentralwertkorrekturen mit Hilfe von Modellen vornehmen, wie es für die Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 üblich ist.

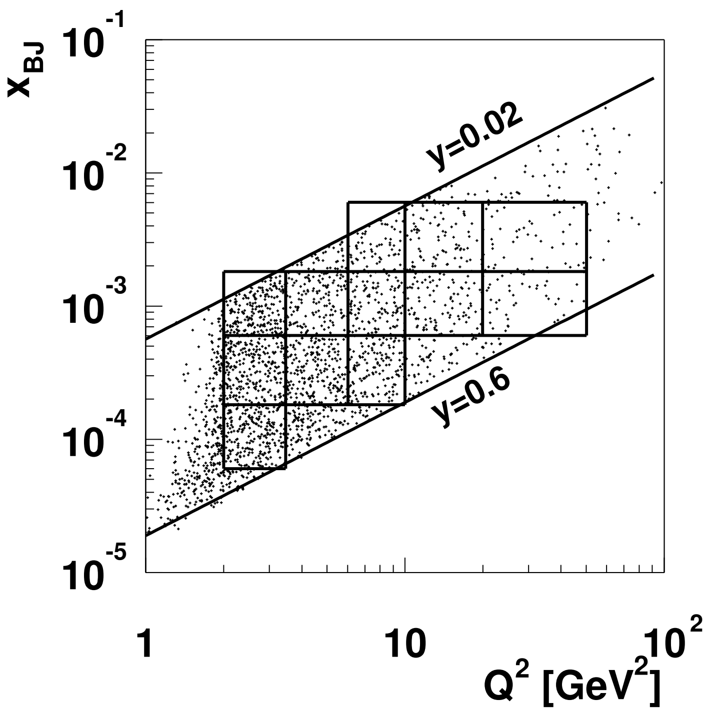


Abbildung 5.2: *Verteilung der simulierten Ereignisse in der x, Q^2–Ebene für die tiefinelastischen Streuereignisse mit einem vorwärts gestreuten Proton. Hierbei sind bereits alle Selektionskriterien mit Ausnahme der Schnitte auf die Variablen x und Q^2 angewendet. Eingezeichnet sind die zwölf in dieser Analyse verwendeten Intervalle in x und Q^2 (Monte–Carlo–Simulation mit dem RAPGAP–Generator).*

Intervallnr.	x–Intervall	Q^2–Intervall	x_{cent}	Q^2_{cent}
1	$(0.6-1.8)\cdot10^{-4}$	2.0-3.5 GeV^2	$1.0\cdot10^{-4}$	2.5 GeV^2
2	$(1.8-6.0)\cdot10^{-4}$	2.0-3.5 GeV^2	$3.33\cdot10^{-4}$	2.5 GeV^2
3	$(0.6-1.8)\cdot10^{-3}$	2.0-3.5 GeV^2	$1.04\cdot10^{-3}$	2.5 GeV^2
4	$(1.8-6.0)\cdot10^{-4}$	3.5-6.0 GeV^2	$3.33\cdot10^{-4}$	4.4 GeV^2
5	$(0.6-1.8)\cdot10^{-3}$	3.5-6.0 GeV^2	$1.04\cdot10^{-3}$	4.4 GeV^2
6	$(1.8-6.0)\cdot10^{-4}$	6.0-10.0 GeV^2	$3.33\cdot10^{-4}$	7.5 GeV^2
7	$(0.6-1.8)\cdot10^{-3}$	6.0-10.0 GeV^2	$1.04\cdot10^{-3}$	7.5 GeV^2
8	$(1.8-6.0)\cdot10^{-3}$	6.0-10.0 GeV^2	$3.29\cdot10^{-3}$	7.5 GeV^2
9	$(0.6-1.8)\cdot10^{-3}$	10.0-20.0 GeV^2	$1.04\cdot10^{-3}$	13.3 GeV^2
10	$(1.8-6.0)\cdot10^{-3}$	10.0-20.0 GeV^2	$3.29\cdot10^{-3}$	13.3 GeV^2
11	$(0.6-1.8)\cdot10^{-3}$	20.0-50.0 GeV^2	$1.04\cdot10^{-3}$	28.6 GeV^2
12	$(1.8-6.0)\cdot10^{-3}$	20.0-50.0 GeV^2	$3.29\cdot10^{-3}$	28.6 GeV^2

Tabelle 5.1: *Zentralwerte, die in der $F_2^{LP(3)}$–Analyse verwendet werden. Daneben sind die im folgenden gewählte Numerierung der einzelnen x, Q^2–Intervalle sowie deren Bereichsgrenzen aufgeführt.*

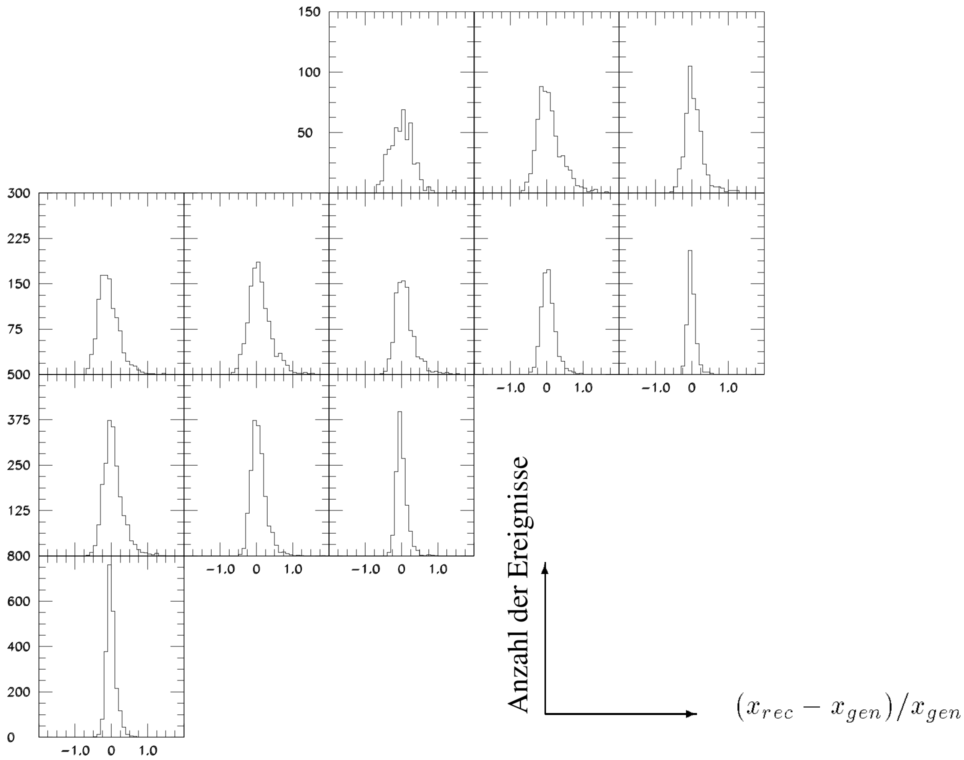


Abbildung 5.3: *Auflösung* $(x_{rec} - x_{gen})/x_{gen}$ *der Variablen* x *in den in dieser Analyse gewählten Intervallen von* $(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-4}$, $(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-4}$, $(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-3}$ *und* $(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-3}$. *Der Mittelwert aller* x*–Intervalle ist* -0.08 ± 0.15.

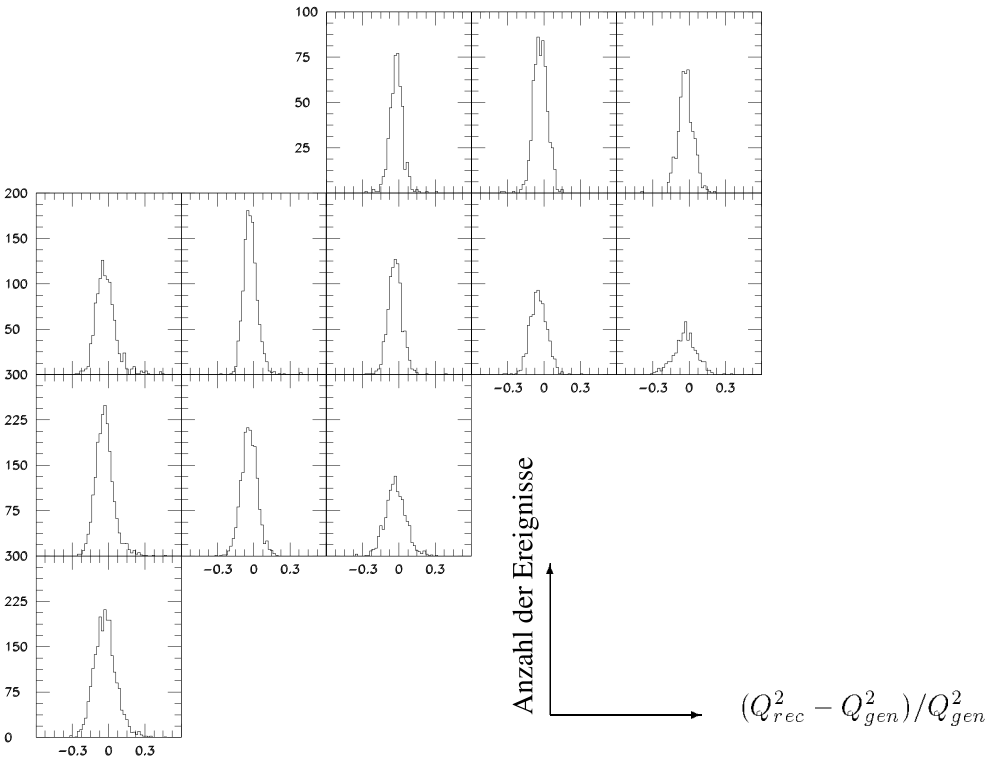


Abbildung 5.4: *Auflösung* $(Q^2_{rec} - Q^2_{gen})/Q^2_{gen}$ *der Variablen* Q^2 *in den in dieser Analyse gewählten Intervallen von 2-3.5* GeV^2, *3.5-6* GeV^2, *6-10* GeV^2, *10-20* GeV^2 *und 20-50* GeV^2. *Der Mittelwert aller* Q^2*–Intervalle ist* 0.021 ± 0.075 *GeV*^{2}.

Weiter zeigten bisherige Analysen [H1C98b, Lis97], daß der Verlauf der Parametrisierung $F_2^{LP(3)}$ weitgehend konstant in dem betrachteten z–Intervall ist. Eine Abweichung des gemessenen Wertes vom tatsächlichen Mittelwert ist somit im Rahmen des Fehlers für $F_2^{LP(3)}$ vernachlässigbar.

5.2 Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für gestreute Elektronen

Bei der Selektion von tiefinelastischen Streuereignissen mit einem im rückwärtigem Kalorimeter nachgewiesenen Elektron treten Verluste und Gewinne infolge der angewandten Selektionsschnitte auf. Weiter können Migrationsverluste oder –gewinne in dem betrachteten x, Q^2–Intervall auftreten. Ursachen dafür sind Fehler oder Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktionsmethode.

Dieses wird zusammengefaßt in der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit R_{SP} für ein gestreutes Elektron.

Gegeben ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit durch das Verhältnis der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in einem x, Q^2–Intervall zu der Zahl der generierten Ereignisse. Die Bestimmung dieser Größe ist in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben. Anschließend werden Migrationskorrekturen und die Triggernachweiswahrscheinlichkeit für den Elektronnachweis besprochen.

5.2.1 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit $R_{SP}(x, Q^2)$, mit der ein gestreutes Elektron rekonstruiert wird, beinhaltet die Akzeptanz der verwendeten Detektorelemente, die Effizienz der Rekonstruktionsmethode sowie Auswirkungen einer endlichen Detektorauflösung. Im letzteren Fall hat dieses zur Folge, daß ein Elektronereignis in ein falsches x, Q^2–Intervall eingeordnet werden kann.

Bestimmt wird diese Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe eines Monte–Carlo–Modells. Verwendet wird in der vorliegenden Analyse ein RAPGAP–Monte–Carlo–Datensatz. Das Verhältnis der Anzahl $N_{i,rec}$ rekonstruierter Ereignisse in einem x, Q^2–Intervall i zu der Anzahl $N_{i,gen}$ generierter Ereignisse ist ein Maß für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit eines identifizierten Elektrons und wird im folgenden mit $R_{SP}(x, Q^2)$ bezeichnet:

$$R_{SP,i}(x, Q^2) = \frac{N_{rec,i}}{N_{gen,i}} \tag{5.9}$$

Der verwendete Datensatz wird durch das Monte–Carlo–Programm RAPGAP gut beschrieben (siehe 4.4). Diese Monte–Carlo–Ereignisse wurden derart simuliert und rekonstruiert, daß die Vorwärtsregion des H1–Detektors mit der Beschreibung der Strahloptik übereinstimmt. Insbesondere betrifft dies die Vertexkoordinatenverteilung am Wechselwirkungspunkt. Teilchen, die in die Vorwärtsregion des H1–Detektors emittiert werden, werden üblicherweise mit einer Verteilung der z–Vertex–Koordinate simuliert, die dem gemittelten Wert, entnommen aus den Daten des jeweiligen Jahres, entspricht. In der Beschreibung der Strahloptik jedoch wird im Koordinatensystem der HERA–Maschine der Vertex beschrieben, der nicht dem tatsächlich gemessenen Vertex entspricht. Diesem Umstand wird durch ein modifiziertes Monte–Carlo–Modell Rechnung getragen.

Der Fehler der Akzeptanz für Elektronkandidaten wird aus dem Unterschied zu einem zweiten verwendeten Monte–Carlo–Datensatzes (LEPTO) abgeschätzt.

Die Akzeptanzwerte, ihre statistischen und systematischen Fehler sind in der Tabelle 5.2 zusammengefaßt und in der Abbildung 5.5 für die x, Q^2–Intervalle gezeigt.

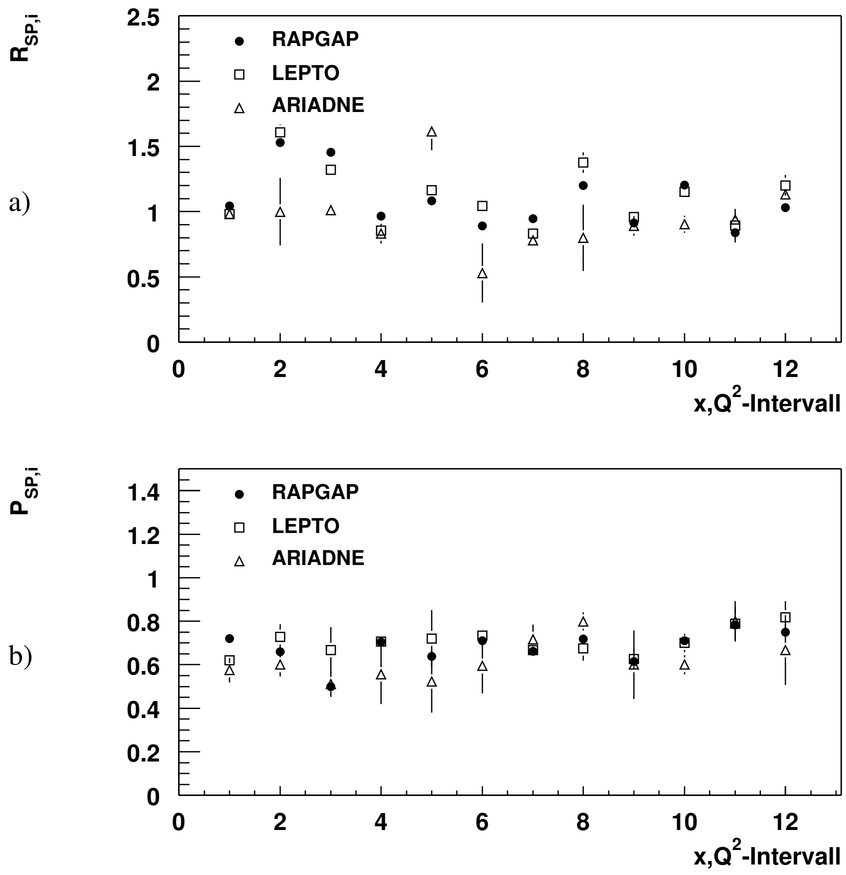


Abbildung 5.5: *Rekonstruktionswahrscheinlichkeit R_{SP} (a) und Reinheit P_{SP}(b) der in dieser Analyse gewählten x, Q^2–Intervalle. Verwendet werden hier als Monte–Carlo–Datensätze die Generatoren RAPGAP mit implementiertem Pionaustausch, LEPTO/DJANGO mit weicher Farbwechselwirkung (SCI) und ARIADNE mit einer Pomeronmodellimplementation. Dargestellt sind nur die statistischen Fehler.*

Bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen, hier insbesondere x und Q^2, ist es möglich, daß durch die endliche Detektorauflösung Ereignisse in ein anderes x, Q^2–Intervall eingeordnet werden als dasjenige, in dem sie generiert worden sind. Diese Migrationen in benachbarte Intervalle lassen sich abschätzen mit Hilfe der sogenannten *Reinheit* eines gegebenen x, Q^2–Intervalls. Sie ist definiert als

$$P_{SP,i}(x, Q^2) = \frac{N_{i,gen+rec}}{N_{i,rec}}, \tag{5.10}$$

wobei $N_{i,rec}$ die rekonstruierte Zahl von Ereignissen im betrachteten x, Q^2–Intervall i darstellt und $N_{i,gen+rec}$ die Zahl der Ereignisse im Intervall i, die dort sowohl generiert wie auch rekonstruiert wurden. Die Reinheit der Intervalle ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Sie ist in allen verwendeten Intervallen größer als 50%. Die Migrationskorrekturen werden nicht gesondert vorgenommen, sondern durch die Größe R_{SP} berücksichtigt.

5.2.2 Triggernachweiswahrscheinlichkeit

Verluste bei der Rekonstruktion der Kinematik eines Streuereignisses, die durch den verwendeten Trigger entstanden sind, werden in der Triggernachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{SP}(x, Q^2)$ berück-

Nr. i	x	Q^2	$R_{SP,i}\pm$ stat $\pm$ syst
1	0.00010	2.5	$1.042 \pm 0.016 \pm 0.031$
2	0.00033	2.5	$1.528 \pm 0.036 \pm 0.040$
3	0.00104	2.5	$1.455 \pm 0.026 \pm 0.067$
4	0.00033	4.4	$0.965 \pm 0.012 \pm 0.056$
5	0.00104	4.4	$1.081 \pm 0.015 \pm 0.041$
6	0.00033	7.5	$0.890 \pm 0.013 \pm 0.077$
7	0.00104	7.5	$0.946 \pm 0.015 \pm 0.057$
8	0.00329	7.5	$1.200 \pm 0.029 \pm 0.088$
9	0.00104	13.3	$0.912 \pm 0.017 \pm 0.023$
10	0.00329	13.3	$1.203 \pm 0.024 \pm 0.027$
11	0.00104	28.6	$0.839 \pm 0.020 \pm 0.027$
12	0.00329	28.6	$1.031 \pm 0.026 \pm 0.085$

Tabelle 5.2: *Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für die verschiedenen x, Q^2–Intervalle. Angegeben sind der Korrekturfaktor R_{SP} mit statistischem Fehler, der systematische Fehler ist aus dem Unterschied zwischen RAPGAP– und LEPTO–Akzeptanzwerten abgeschätzt worden.*

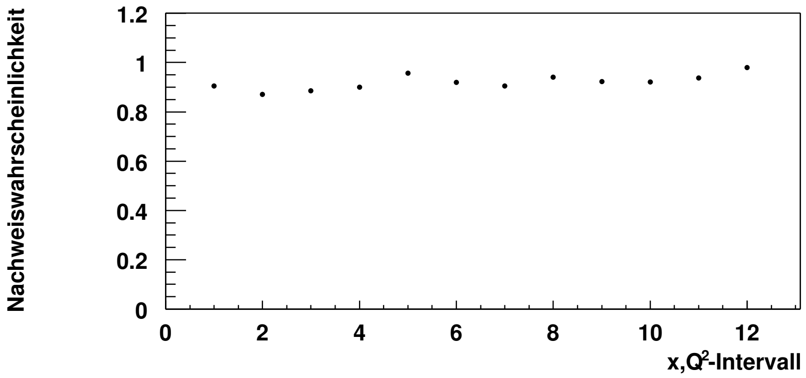


Abbildung 5.6: *Triggernachweiswahrscheinlichkeit für den verwendeten Subtrigger 4, aufgeteilt auf die verschiedenen x, Q^2–Intervalle. Es ist nur der statistische Fehler gezeigt.*

sichtigt. Diese sind für die verwendeten tiefinelastischen Elektrontrigger bereits in Abschnitt 4.4 besprochen worden. In Tabelle 5.3 sind die Triggernachweiswahrscheinlichkeiten für jedes x, Q^2–Intervall aufgeführt. Zur Bestimmung der Effizienz des Subtriggers ST4 werden dabei Subtrigger verwendet, die nur vom SPACAL unabhängige Triggerelemente enthalten.

5.2.3 Strahlungskorrekturen

In tiefinelastischen ep–Streuprozessen treten im Rahmen der QED weitere Graphen auf, die die Abstrahlung eines reellen Photons im Eingangs- oder Ausgangskanals des Elektrons und virtuelle Prozesse höherer Ordnung darstellen. Sie lassen sich in der *Leading Logarithm*–Näherung in drei Arten einteilen:

1. Das Elektron emittiert im Eingangskanal ein nahezu kollineares Photon (ISR[1]), also vor der Wechselwirkung mit dem Proton,

[1]Initial State Radiation

Intervallnr. i	x	Q^2 [GeV^2]	$\varepsilon_{ST4} \pm$ stat $\pm$ sys
1	0.00010	2.5	$0.904 \pm 0.0069 \pm 0.018$
2	0.00033	2.5	$0.871 \pm 0.0091 \pm 0.019$
3	0.00104	2.5	$0.885 \pm 0.0105 \pm 0.018$
4	0.00033	4.4	$0.900 \pm 0.0051 \pm 0.018$
5	0.00104	4.4	$0.955 \pm 0.0057 \pm 0.019$
6	0.00033	7.5	$0.919 \pm 0.0062 \pm 0.018$
7	0.00104	7.5	$0.904 \pm 0.0068 \pm 0.018$
8	0.00329	7.5	$0.941 \pm 0.0081 \pm 0.019$
9	0.00104	13.3	$0.923 \pm 0.0076 \pm 0.018$
10	0.00329	13.3	$0.921 \pm 0.0075 \pm 0.018$
11	0.00104	28.6	$0.980 \pm 0.0098 \pm 0.020$
12	0.00329	28.6	$0.938 \pm 0.0052 \pm 0.019$

Tabelle 5.3: *Triggernachweiswahrscheinlichkeit für den verwendeten Subtrigger 4, aufgeteilt in die verschiedenen x, Q^2–Intervalle.*

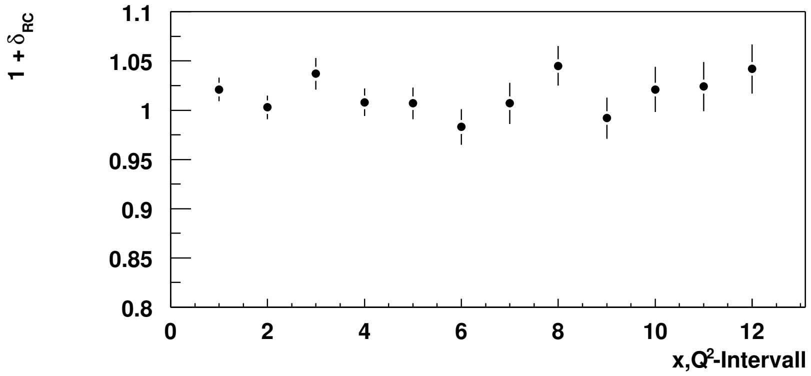


Abbildung 5.7: *Strahlungskorrekturen für die x, Q^2–Intervalle, die in der vorliegenden Analyse verwendet werden, aufgestellt für jedes x, Q^2–Intervall. Verwendet wurden dazu die Generatoren RAPGAP 2.802 und HERACLES.*

2. das Elektron emittiert im Ausgangskanal ein Photon unter sehr kleinem Streuwinkel (FSR[2]),
3. oder der QED–Compton–Prozeß, bei dem ein zusätzliches virtuelles Photon ausgetauscht wird.

Der Einfluß auf die Energie des Elektrons und auf den Streuwinkel des Elektrons läßt sich mit Monte–Carlo–Generatoren simulieren. Insbesondere die Rekonstruktion der Größen x, Q^2 und y ist von den QED–Strahlungskorrekturen betroffen.

Die Strahlungskorrekturen werden mit Hilfe zweier Monte–Carlo–Datensätze basierend auf dem Generator RAPGAP bestimmt. Der erste Datensatz enthält die Strahlungskorrekturen, der zweite ist auf Born–Niveau ohne Strahlungskorrekturen berechnet worden. Die Korrektur für die Anzahl der Ereignisse eines x, Q^2–Intervalls ist:

$$(1 + \delta_{RC,i}) = \frac{N_{\mathrm{rad},i}}{N_{\mathrm{Born},i}} \tag{5.11}$$

[2]Final State Radiation

mit $N_{\mathrm{rad},i}$ als der Zahl der Ereignisse in einem x, Q^2–Intervall generiert mit Strahlungskorrekturen und $N_{\mathrm{Born},i}$ als der Zahl in demselben Intervall auf Born–Niveau berechnet. Verwendet wurde für die Simulation und Berechnungen der Korrekturen der Generator HERACLES. Die Werte sind für jedes x, Q^2–Intervall bestimmt worden und in der Tabelle 5.4 aufgeführt.

Nr. i	x	Q^2 [GeV^2]	$(1+\delta_{RC,i})$±stat ± sys
1	0.00010	2.5	$1.021 \pm 0.012 \pm 0.020$
2	0.00033	2.5	$1.003 \pm 0.012 \pm 0.020$
3	0.00104	2.5	$1.037 \pm 0.016 \pm 0.021$
4	0.00033	4.4	$1.008 \pm 0.014 \pm 0.020$
5	0.00104	4.4	$1.007 \pm 0.016 \pm 0.020$
6	0.00033	7.5	$0.983 \pm 0.018 \pm 0.020$
7	0.00104	7.5	$1.007 \pm 0.021 \pm 0.020$
8	0.00329	7.5	$1.045 \pm 0.020 \pm 0.021$
9	0.00104	13.3	$0.992 \pm 0.021 \pm 0.020$
10	0.00329	13.3	$1.021 \pm 0.023 \pm 0.020$
11	0.00104	28.6	$1.024 \pm 0.025 \pm 0.020$
12	0.00329	28.6	$1.042 \pm 0.025 \pm 0.021$

Tabelle 5.4: *Strahlungskorrekturen für die x, Q^2–Intervalle, die in der vorliegenden Analyse verwendet werden, aufgestellt für jedes einzelne x, Q^2–Intervall.*

5.3 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für vorwärts gestreute Protonen

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit einer Protonspur in den Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers läßt sich aufteilen in drei Anteile, die zum einen als Ereignisgewicht, zum anderen als Effizienz bestimmt werden:

1. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein vorwärts gestreutes Proton von den Detektoren des FPS detektiert werden kann.

2. Migrationskorrekturen, die berücksichtigen, daß Protonen mit einer bestimmten Energie innerhalb eines Protonenergieintervalls j generiert unter Umständen in einem anderen Intervall rekonstruiert werden können.

3. Die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit, die angibt, wie effizient der angewandte Rekonstruktionsalgorithmus für eine Protonspur in den FPS–Detektoren ist und die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren berücksichtigt.

5.3.1 Akzeptanzbestimmung

Die Korrektur auf die Akzeptanz berücksichtigt die Einschränkung in der Anzahl der selektierten Ereignisse mit den vorgegebenen Schnitten auf den Protonimpuls, die sich durch die Einführung eines Vertrauensbereichs 4.4.2.1 ergibt.

Die Akzeptanz wird in Abhängigkeit von dem Impuls des gestreuten Protons bestimmt. Der Vetrauensbereich V wird durch Schnitte auf die Größen $E_{p'}$, ϑ_x und ϑ_y definiert. Die Akzeptanz

$A_{FPS}(E_{p'})$ für vorwärts gestreute Protonen mit einem $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ innerhalb dieses Vertrauensbereichs ist gegeben durch:

$$A_{FPS}(E_{p'}) = \frac{N_{gen,V}(E_{p'})}{N_{gen}(E_{p'})}\,, \tag{5.12}$$

mit N_{gen} als der Gesamtzahl der in dem betrachteten Bereich generierten Ereignisse und $N_{gen,V}$ als derselben Zahl nach Anwendung des Schnitts auf den Vertrauensbereich. Die Akzeptanz ist unabhängig mit Hilfe von drei Monte–Carlo–Modellen bestimmt worden. Zum einen ist der RAPGAP, zum anderen der LEPTO/DJANGO–Satz und ARIADNE–Satz verwendet worden. Für die Analyse sind nur die Werte des RAPGAP–Datensatzes benutzt worden, da dieser eine genügend hohe Statistik aufweist. Der Vergleich mit den anderen Monte–Carlo–Modellen liefert vergleichbare Werte. Die Akzeptanz kann somit als unabhängig von den in den Generatoren implementierten Modellen angesehen werden.

Die Werte aus dem RAPGAP–Datensatz sind in Tabelle 5.5 aufgeführt sowie in Abbildung 5.8 zu sehen.

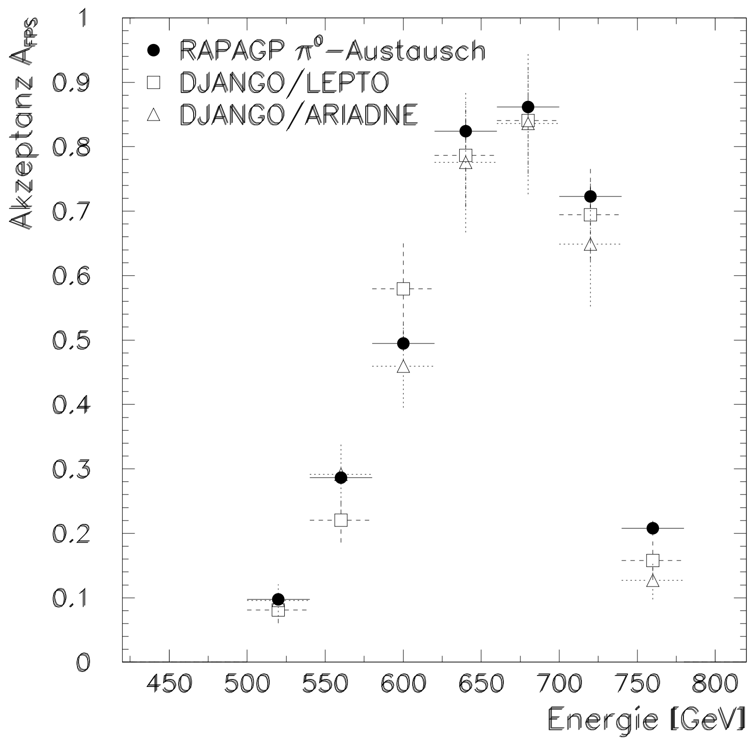


Abbildung 5.8: *Akzeptanz A_{FPS} für Ereignisse mit vorwärts gestreutem Proton in Intervallen der Protonenergie von 40 GeV. Für die Analyse werden nur Intervalle zwischen 580 GeV und 740 GeV verwendet. Außerhalb dieses Bereiches ist die Akzeptanz deutlich kleiner als 50 %.*

Betrachtet man die Verteilungen der Transversalimpulskomponenten p_x und p_y, so zeigt sich, daß in dem ersten und letzten Protonenergieintervall, 540–580 GeV und 740–780 GeV, der Phasenraum nicht vollständig abgedeckt wird. Um einen Vergleich mit der Simulation ohne Annahmen über das $p_\perp$–Spektrum zu ermöglichen, werden diese Intervalle in der vorliegenden Analyse ausgeschlossen. Nur die Intervalle $j = 1, 2, 3$ und 4 werden verwendet. Sie decken einen Energiebereich für das gestreute Proton von 580 GeV bis 740 GeV ab. Es wurde dabei eine Intervallbreite von 40 GeV gewählt, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten[3]. Der systematische Fehler für die Akzeptanzwerte ist aus der Differenz der Akzeptanzwerte der Monte–Carlo–Generatoren (LEPTO/ARIADNE) abgeschätzt worden. Damit werden Modellunterschiede der Generatoren berücksichtigt.

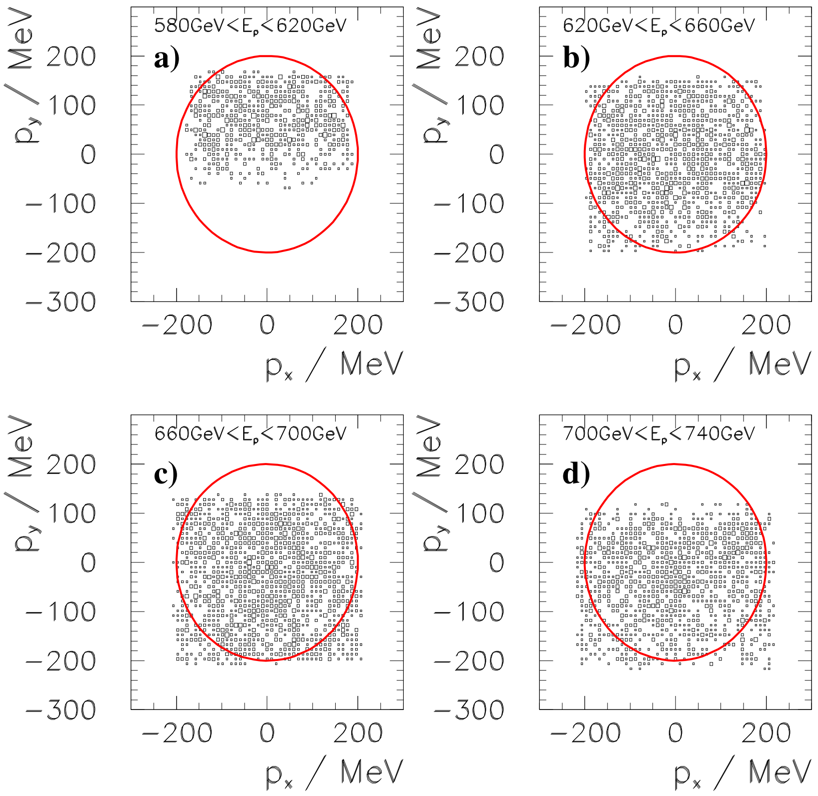


Abbildung 5.9: *Verteilung der Transversalimpulskomponenten p_x, p_y für Ereignisse mit einer Protonenergie innerhalb der gewählten $E_{p'}$–Intervalle und im Vertrauensbereich befindlich. Der Kreis gibt den Bereich mit einem Transversalimpuls von $p_\perp = 200\,\mathrm{MeV}$ an. a) Protonenergie $E_{p'} = 580 - 620\,\mathrm{GeV}$, b) Protonenergie $E_{p'} = 620 - 660\,\mathrm{GeV}$, c) Protonenergie $E_{p'} = 660 - 700\,\mathrm{GeV}$, d) Protonenergie $E_{p'} = 700 - 740\,\mathrm{GeV}$.*

In Abbildung 5.9 ist die Verteilung der in den Daten nachgewiesenen Protonen innerhalb des Vertrauensbereichs in der p_x, p_y–Ebene gezeigt. Die eingezeichnete Umrandung gibt den Bereich mit $p_\perp < 200\,\mathrm{MeV}$ an.

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 z–Wert des Zentrums des Energieintervalles umgerechnet. Die Unsicherheit von 7 GeV in der globalen Energieskala entspricht einem Fehler $\Delta z = 0.010$.

[3]Diese Einteilung ist auch in den bisherigen Analysen der Daten des Vorwärtsprotonspektrometers gewählt worden. Siehe dazu [H1C98b, Lis97].

Nr. j	Energieintervall	$A_{FPS} \pm stat \pm syst$
	540–580 GeV	$0.273 \pm 0.012 \pm 0.026$
1	580–620 GeV	$0.528 \pm 0.016 \pm 0.041$
2	620–660 GeV	$0.839 \pm 0.020 \pm 0.024$
3	660–700 GeV	$0.865 \pm 0.020 \pm 0.012$
4	700–740 GeV	$0.714 \pm 0.019 \pm 0.038$
	740–780 GeV	$0.193 \pm 0.011 \pm 0.036$

Tabelle 5.5: *Akzeptanz für verschiedene Protonenergieintervalle unter Angabe des statistischen und systematischen Fehlers. Für die Analyse werden nur die Intervalle mit den Nummern 1 bis 4 verwendet.*

5.3.2 Migrationskorrekturen in Abhängigkeit von z

Korrekturfaktoren für Migrationen, bedingt durch die endliche Auflösung des Detektors in Ereignissen mit vorwärts gestreuten Protonen aus einem Energieintervall in ein benachbartes Intervall, sind mit Hilfe von zwei verschiedenen Monte–Carlo–Sätzen untersucht worden. Dazu sind der RAPGAP–Datensatz und der DJANGO–Datensatz verwendet worden.

Die Migrationskorrektur ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der in einem Protonenergieintervall rekonstruierten Protonen W_{rec}^{fid} zur Anzahl der in diesem Intervall generierten Protonen N_{gen}^{fid}. Dabei umfassen der Zähler und der Nenner nur die Ereignisse, die innerhalb des definierten Vertrauensbereiches liegen. Der Zähler ist zudem mit der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für eine Protonspur im FPS gewichtet.

Dieses Verhältnis läßt sich schreiben als:

$$C_{M,FPS} = \frac{W_{rec}^{fid}}{N_{gen}^{fid}} . \tag{5.13}$$

In Abbildung 5.10 sind die Migrationskorrekturen für sechs Protonenergieintervalle gezeigt. Insbesondere der Einfluß der Kalibration des Vorwärtsprotonspektrometers auf die Migrationskorrekturen ist untersucht worden. Dazu wurden mehrere Sätze von Kalibrationskonstanten, welche im wesentlichen die bei der Kalibration ermittelte Verschiebung der tatsächlichen Strahllage gegenüber der nominellen Position sind, benutzt. Dieses geschah ausschließlich mit dem Monte–Carlo–Generator RAPGAP. Ein Satz von Konstanten entsprach einer “Kalibration“, weitere Datensätze sind mit abnehmender Statistik ausgewählt worden. Aus diesen wurde wiederum ein Satz von Migrationskorrekturen bestimmt. Der systematische Fehler ist aus den größten Unterschieden der jeweils ermittelten Migrationskorrekturen abgeschätzt worden.

In dem Bereich der vier verwendeten Energieintervalle $j = 1, .., 4$ liegen die Korrekturen unterhalb von 27 % . Der systematische Fehler ist im Mittel 2 %. Die Korrekturen und ihre zugehörigen Fehler sind in Abbildung 5.10 gezeigt sowie in Tabelle 5.6 aufgeführt.

Weiter wurde untersucht, wie sich die Migrationskorrekturen für einen anderen Monte–Carlo–Generator verhalten. Dazu wurden der DJANGO–/LEPTO– und ein ARIADNE–Datensatz verwendet. Die dabei erhaltenen Werte stimmen innerhalb der Fehler mit den bereits in dem RAPGAP–Datensatz ermittelten überein.

5.3.3 Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit im FPS

In die Rekonstruktion einer Spur gehen die Anzahl der Treffer in den Lagen der Faserhodoskope sowie der segmentierten Triggerszintillatoren ein (siehe [Lis97, Mah99]). Die Bestimmung

Nr. j	Energieintervall	$C_{M,FPS} \pm stat \pm syst$
	540–580 GeV	$1.189 \pm 0.099 \pm 0.036$
1	580–620 GeV	$1.263 \pm 0.065 \pm 0.020$
2	620–660 GeV	$1.228 \pm 0.044 \pm 0.034$
3	660–700 GeV	$1.241 \pm 0.044 \pm 0.006$
4	700–740 GeV	$1.146 \pm 0.049 \pm 0.015$
	740–780 GeV	$0.803 \pm 0.093 \pm 0.027$

Tabelle 5.6: *Migrationskorrekturen für die Protonenergieintervalle. Verwendet werden für die Analyse lediglich die Intervalle mit den Nummern 1 bis 4 markiert.*

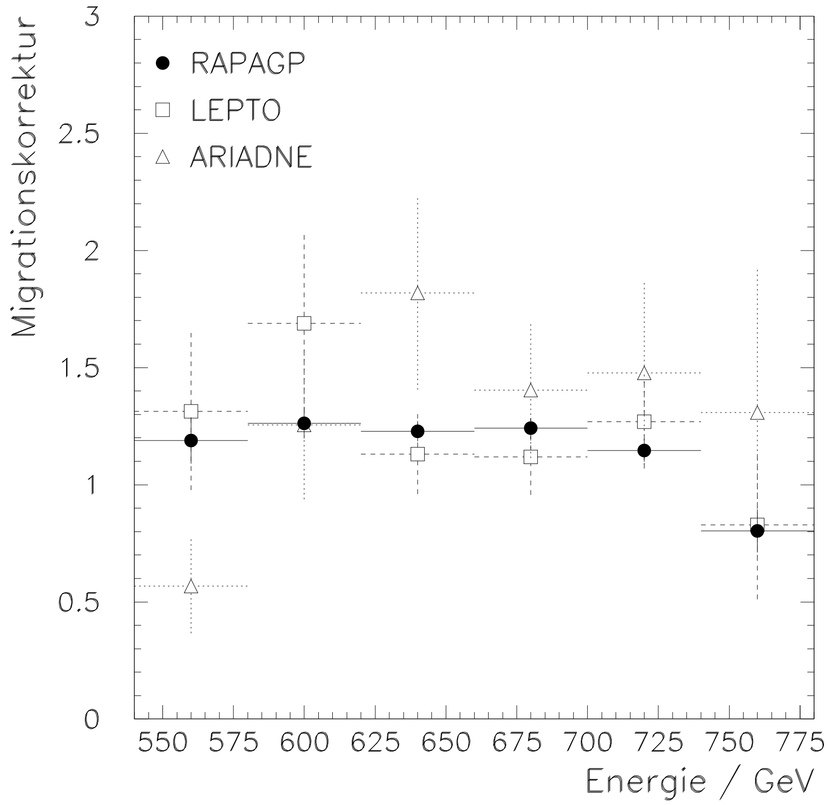


Abbildung 5.10: *Migrationskorrekturen $C_{M,FPS}$ für Protonenergieintervalle unter Verwendung der Generatoren RAPGAP, ARIADNE und DJANGO. i Die Korrektur $C_{M,FPS}$ ist mehrmals unter Verwendung verschiedener Kalibrationskonstanten bestimmt worden. Die Schwankung der ermittelten Werte ist im systematischen Fehler der Korrekturfaktoren berücksichtigt. Für den letztlich verwendeten Wert ist derjenige mit dem RAPGAP–Datensatz ermittelte genommen worden, bei dem die höchste Kalibrationsstatistik (Anzahl rekonstruierter Spuren) vorlag.*

der Ansprechwahrscheinlichkeiten ist bereits in Abschnitt 3.4.10 beschrieben worden, jeweils für Daten und simulierte Ereignisse getrennt. Es wird dabei für jedes Proton bestimmt, welche der Triggerszintillatoren es durchquert hat, und die Ansprechwahrscheinlichkeit entsprechend der Eigenschaften dieser Szintillatoren berechnet. Wegen der Segmentierung hängt es von dem Impuls des Protons ab, welcher Szintillator getroffen wird. In den Faserhodoskopen dagegen durchquert das Proton in der Regel alle 2×20 Lagen. Um als Spur erkannt zu werden, muß in den Koordinaten u und v beider Stationen in mindestens fünf der zehn möglichen Lagen ein Treffer gefunden worden sein und zusätzlich müssen noch zwei von von fünf möglichen Lagen pro Subdetektor angesprochen haben.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten für die Szintillatoren sind im Mittel größer als 98 %, die der Faserhodoskope besser als 60 %. Die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit lag für die selektierten Daten im Mittel bei 48 %. Beide sind für Zeitabschnitte mit konstanten Bedingungen in der Datennahme bestimmt worden. Sie werden daher als eine ereignisabhängige Größe behandelt und gehen in die Messung des Wirkungsquerschnittes als Ereignisgewicht w_{FPS} ein. Es ist im Mittel 2.08.

5.3.4 Ereignisgewichte

Im Jahr 1996 ist die Klasse der tiefinelastischen Ereignisse nach der Rekonstruktion in ihrer Gesamtdatenmenge reduziert worden. Die dabei verwendeten Untersetzungsfaktoren werden in Form von Ereignisgewichten w_i berücksichtigt.

Das Gewicht eines Ereignisses k in einem x, Q^2–Intervall i und einem Protonenergieintervall j ist das Produkt aller Gewichte, $w_{k,FPS}$, L5– und L4–Ereignisgewicht: $w_k = w_{k,FPS} w_{k,L5} w_{k,L4}$. Das gesamte Gewicht aller Ereignisse k in einem x, Q^2–Intervall i und einem Protonenergieintervall j ist somit:

$$W_{i,j} = \sum_k w_k, \qquad \Delta W_{i,j} = \sqrt{\sum_k w_k^2}\,, \tag{5.14}$$

wobei $\Delta W_{i,j}$ der statistische Fehler von $W_{i,j}$ ist[4]. Im Mittel liegt dieses Gewicht bei 2.22.

Der Korrekturfaktor C_N aus der Gleichung 5.1 wird durch das Ereignisgewicht $W_{i,j}$ bestimmt.

5.4 Bestimmung der Luminosität

Die Messung der Luminosität über den Bethe–Heitler–Prozeß wird mit dem Luminositätssystem (siehe Abschnitt 3.2.1) durchgeführt. Um die den selektierten Daten entsprechende integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} dt$ zu bestimmen, ist zunächst zu prüfen, ob die verwendeten Detektorkomponenten auch funktionstüchtig waren. Dieses geschieht mit Hilfe von Statusbits (siehe Abschnitt 4.2.1), die während der Datennahme aktualisiert und zusammen mit den Daten gespeichert werden. Bei der endgültigen Bestimmung der Luminositätsmenge sind folgende Korrekturen anzubringen:

1. Neben dem Protonpaket, welches mit dem Elektronpaket kollidiert und das ep–Ereignis erzeugt, gibt es beim Protonstrahl sogenannte Satellitenpakete. Diese treten mit einer zeitlichen Verschiebung von ± 5 ns und ± 20 ns gegenüber dem Hauptpaket auf. Diese Satellitenpakete können ebenfalls zu einer Kollision führen und lassen sich im Luminositätssystem nicht von Ereignissen unterscheiden, die den eigentlichen ep–Kollisionspaketen entstammen. Die von Satellitenpaketen hervorgerufenen Ereignisse werden üblicherweise durch einen Schnitt auf den maximalen Wert des Betrags der z–Koordinate des Vertex aus den Daten entfernt. Bei der Luminositätsberechnung muß diesem Schnitt Sorge getragen werden. Eine nachträgliche Korrektur auf den Beitrag zur gemessenen Luminosität durch die Satellitenpakete, die nach Ende der Datennahmeperiode vorgenommen wird, ist in der H1–Datenbank abgelegt. Sie ist bei der Berechnung der Luminosität berücksichtigt.

[4]Es ist $\Delta W_{i,j} \approx W_{i,j}/\sqrt{n^{i,j}}$.

2. Die verwendeten Subtrigger sind mit Untersetzungsfaktoren k versehen. Diese bewirken, daß nur jedes $k-$te Ereignis, bei welchem der Subtrigger angesprochen hat, aufgezeichnet wird. Die Luminosität muß entsprechend reduziert werden. Im Falle des Subtriggers 4 ist für die genannte Auswahl von Runbereichen dieser Analyse der Untersetzungsfaktor stets 1.

3. Die Detektoren der Vorwärtsprotonspektrometerstationen sind nicht die ganze Zeit während der Luminositätsmessung aktiv, so daß sie erst mit einiger Verzögerung in eine typische Datennahmeposition nahe des Protonstrahls gefahren werden. Die Positionen und das Statusbit, welches die Datennahmeposition anzeigt (siehe Abschnitt 3.4.4.6), wird ebenfalls bei der Bestimmung der Luminosität miteinbezogen. Alle Zeiträume, in denen sich die Stationen bewegt haben, werden nicht für die Luminositätsmessung berücksichtigt.

Mit den oben aufgeführten Korrekturen ergibt sich die für die Messung des Wirkungsquerschnittes verwendete integrierte Luminosität zu:

$$\int \mathcal{L} dt = 3.71 \mathrm{p}b^{-1}. \tag{5.15}$$

5.5 Fehlerdiskussion

Für die Messung des Wirkungsquerschnittes sind eine Reihe von Untersuchungen gemacht worden, um die Ursachen für systematische Unsicherheiten zu ermitteln und ihre Größe abzuschätzen. Sie werden in den folgenden Abschnitten skizziert und zugehörige Fehlerabschätzungen gegeben. Die Fehler lassen sich in folgende Klassen einteilen:

- Fehler, die alle gemessenen Wirkungsquerschnitte in gleicher Weise betreffen und als eine Normierungsunsicherheit für alle betrachteten Intervalle angesehen werden können,
- Fehler, die allen Meßpunkten eines gemeinsamen x, Q^2–Intervalls anhaften, und
- Fehler, die alle Meßpunkte eines gemeinsamen Protonenergiebereiches betreffen.

5.5.1 Vertexrekonstruktion

Die Bestimmung des Vertex wird unter anderem in tiefinelastischen Streuereignissen für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen, hierbei insbesondere für den Polarwinkel $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons, benötigt.

Eine Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz des Vertex ist für die vorliegende Analyse vorgenommen worden. Dazu wurde das Verhältnis

$$\varepsilon_{\mathrm{Vertex}} = \frac{N_{|z_{\mathrm{Vertex}}|<30\,\mathrm{cm}}}{N_{\mathrm{Gesamt}}} \tag{5.16}$$

aus den vorliegenden tiefinelastischen Streuereignissen berechnet. N_{Gesamt} stellt dabei die gesamte Anzahl an Ereignissen mit einem rekonstruierten Vertex dar, $N_{|z_{\mathrm{Vertex}}|<30\,\mathrm{cm}}$ die Zahl der Ereignisse mit einem rekonstruierten Vertex und mit einer z–Koordinate, die innerhalb eines Bereiches ± 30.0 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt z liegt. N ist die Anzahl aller ep–Ereignisse mit demselben Vertex. N_{Gesamt} muß bei dieser Betrachtung um die Anzahl der Untergrundereignisse und um Ereignisse, die aus einer Kollision eines Satellitenpaketes stammen, korrigiert werden: $N_{\mathrm{Gesamt}} = N - N_{\mathrm{Untergrund}} - N_{\mathrm{P-Satellit}}$.

In dem in dieser Analyse verwendeten kinematischen Bereich liegt die ermittelte Rekonstruktionseffizienz oberhalb von 95 %. Der Fehler dieser Methode wird zu 2 % abgeschätzt, wobei der Fehler des abgeschätzten Untergrundes und der Satellitenereignisse eingeht.

Fehlerquelle	Fehler
Rekonstruktionswahrscheinlichkeit einer Spur im FPS	5 %
Rekonstruktion der z–Position des Vertex	2 %
Luminosität	2 %
Normierungsunsicherheit	5.7 %

Tabelle 5.7: *Globale systematische Fehler, die unabhängig von den betrachteten kinematischen Bereichen gelten.*

5.5.2 Luminosität

Der systematische Fehler in der Luminositätsmessung wird ohne Berücksichtigung der Korrektur auf die von Satellitenpaketen beigetragene Luminosität mit 1.3 % angegeben [Gog96a]. Durch die Korrektur wird ein zusätzlicher Fehler von 1.5 % eingeführt, total beträgt der Fehler somit 2.0 % [Gog96a].

Die bisher aufgeführten globalen Fehler sind in der Tabelle 5.7 zusammengefaßt. Die Normierungsunsicherheit der gemessenen Punkte ist zu 5.7 % bestimmt worden.

In den folgenden Abschnitten werden die systematischen Fehler für die x, Q^2–Intervalle diskutiert.

5.5.3 Triggereffizienz der SPACAL–Trigger

Die Unsicherheit in der Effizienz der IET–Trigger des SPACAL sind zellabhängig, das heißt abhängig von den kinematischen Variablen y und Q^2. In der vorliegenden Analyse sind die Effizienzen nicht modulweise bestimmt worden. Module mit bekannten Störungen während der Datennahmeperiode sind nicht für Triggerzwecke benutzt worden. Der Fehler ist mit 2% abgeschätzt worden, wobei der Unterschied zwischen zwei unabhängigen Effizienzbestimmungen als Maß dafür genommen wurde.

5.5.4 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

5.5.4.1 Elektronenergie

Die absolute Energieskala des elektromagnetischen SPACAL ist für Elektronen von 27.5 GeV bis auf 1 % genau bestimmt [Mey96a]. Untersuchungen mit QED-Comptonstreuereignissen [Gla98] zeigten bei Elektronenergien von 7 GeV eine Unsicherheit von 2.5 % auf. Da die Energieantwort des SPACAL als linear angenommen werden kann (siehe [H1S96]), wird auch der Fehler mit einem linearen Verlauf von 2.5 % bei 7 GeV bis 1 % bei 27.5 GeV abgeschätzt.

i	Fehler ε_{ST4}	Fehler $E_{e'}$	Fehler $\theta_{e'}$	Fehler Σ	Fehler $1+\delta_{RC}$	Fehler R_{SP}	Summe
1	2.0 %	0.5 %	-1.3 %	1.6 %	2.0 %	3.3 %	4.9 %
2	2.0 %	-0.1 %	1.6 %	1.6 %	2.0 %	3.5 %	5.0 %
3	2.0 %	1.2 %	-2.1 %	0.8 %	2.0 %	4.9 %	6.2 %
4	2.0 %	0.3 %	-0.4 %	-0.1 %	2.0 %	5.9 %	6.6 %
5	2.0 %	0.8 %	-1.5 %	-1.1 %	2.0 %	4.0 %	5.3 %
6	2.0 %	-0.3 %	2.0 %	1.8 %	2.0 %	8.8 %	9.6 %
7	2.0 %	1.8 %	-1.7 %	-1.1 %	2.0 %	6.2 %	7.3 %
8	2.0 %	1.4 %	-2.3 %	-1.5 %	2.0 %	7.7 %	8.7 %
9	2.0 %	-0.9 %	-1.8 %	2.4 %	2.0 %	3.1 %	5.2 %
10	2.0 %	2.6 %	-1.2 %	1.4 %	2.0 %	3.0 %	5.2 %
11	2.0 %	0.8 %	-0.8 %	0.2 %	2.0 %	4.0 %	5.0 %
12	2.0 %	1.4 %	-1.1 %	0.3 %	2.0 %	8.6 %	9.3 %

Tabelle 5.8: *Systematische Fehler für die in dieser Analyse verwendeten x, Q^2–Intervalle. Dabei geben die Fehler mit Vorzeichen an, wie sich der Wert für den gemessenen Wirkungsquerschnitt ändert, wenn im Falle das Elektronenergie diese im 2 % zu groß ist, im Falle des Elektronstreuwinkels dieser um 1 mrad zu groß, im Falle von Σ die Energieskala um 4 % zu groß ist.*

5.5.4.2 Elektronstreuwinkel

Die Spurrekonstruktionseffizienz für die BDC ist aus den Daten und Monte–Carlo–Sätzen (RAPGAP) zu 98 % ermittelt worden. Aus dem Unterschied zwischen Monte–Carlo–Simulation und Daten ist ein Fehler von etwa 3 % abgeschätzt worden, der im wesentlichen durch die mangelhafte Beschreibung des Radius R_Θ bestimmt wird [Datq97].

Außerdem wurde der Fehler abgeschätzt, indem eine maximale Verschiebung des Elektronstreuwinkels von 1 mrad angenommen wurde. Die kinematische Rekonstruktion ergab dabei Abweichungen von bis zu 2 %.

Die hadronische Energieskala ist auf 7 % genau bekannt [H1S96]. Durch Variation der Energieskala tritt im Falle der Σ–Methode ein Fehler von $1 - 3.5$ % auf.

5.5.4.3 Energie der Hadronen

Bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Σ–Methode ist die hadronische Energieskala des Flüssig–Argon–Kalorimeters bestimmend. Sie ist mit einer Unsicherheit von 4 % bekannt [H1C93a]. Untersucht man die resultierende Änderung der gemessenen Werte für Σ, nachdem man die Energieskala um 4 % variiert hat, so läßt sich der systematische Fehler für die kinematische Rekonstruktion mit der Σ–Methode abschätzen. Dieser beträgt bis zu 5 %.

Alle ein x, Q^2–Intervall betreffenden systematischen Fehler sind in der Tabelle 5.8 zusammengefaßt. Daneben ist auch der Fehler der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit R_{SP} aus Abschnitt 5.2.1 aufgeführt, der in den systematischen Fehler miteinbezogen wird.

Die nächsten Abschnitte behandeln den vom Protonenergieintervall abhängigen systematischen Fehler.

5.5.5 Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit im FPS

Die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit ist bestimmt durch die Effizienz der Faserhodoskoplagen. Dabei sind Hauptursachen für eine Unsicherheit in der Bestimmung die Ausrichtung und Anordnung der Detektoren, insbesondere der Faserhodoskope untereinander und der Faserhodoskope bezüglich der Triggerszintillatoren. Ebenso geht hier die gegenseitige Ausrichtung der beiden Stationen bei 81 und 90 m ein. Diese ist in Vermessungen relativ zur Maschinenebene des HERA-Ringes ermittelt worden sowie auch in laseroptischen Vermessungen der Detektoren selbst. Diese Unsicherheiten gehen in die Positionsbestimmung der Detektoren während des Betriebes ein. Insgesamt wird ein Fehler für die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit von 5 % Prozent abgeschätzt.

5.5.6 Akzeptanzkorrektur des FPS

Da die Akzeptanzkorrektur mit Hilfe von verschiedenen Monte–Carlo–Datensätzen ermittelt wurde, führen die verschiedenen Modelle auch zu unterschiedlichen Energie– und Winkelspektren für das vorwärts gestreute Proton. Die Abweichungen zwischen dem RAPGAP–Modell mit Pion–Austausch und dem LEPTO/DJANGO–Modell mit dem weichen Farbaustauschmodell sind für die Abschätzung des Fehlers verwendet worden. Er hängt vom Protonenergieintervall ab und beträgt maximal 8 %.

5.5.7 Migrationskorrektur für Protonenergieintervalle

Wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben, sind die Hauptursachen für in einem falschen Protonenergieintervall rekonstruierte Ereignisse die Auflösung des Detektors in der Energie– und in der Winkelgröße. Diese Auflösung ist bestimmt durch die Unsicherheit der Kalibrationsprozedur. Daher werden die Ergebnisse aus den Untersuchungen mit verschiedenen Kalibrationskonstanten und verschieden großer Statistik zusammen mit dem statistischen Fehler der Migrationskorrektur zur Abschätzung des Fehlers benutzt. Die Werte sind in Tabelle 5.9 zusammengefaßt.

Nr. j	Energieintervall	Fehler aus Migration	Fehler aus Akzeptanz	Gesamt–fehler
1	580–620 GeV	1.6 %	7.8 %	8.0 %
2	620–660 GeV	2.8 %	2.9 %	4.0 %
3	660–700 GeV	0.5 %	1.4 %	1.5 %
4	700–740 GeV	1.3 %	5.3 %	5.5 %

Tabelle 5.9: *Systematische Fehler aus der Migrationskorrektur und aus der Akzeptanzbestimmung für verschiedene Protonenergieintervalle.*

5.6 Bestimmung der Parametrisierung $F_2^{LP(3)}$

Um aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma(x,Q^2,z)}{dx\,dQ^2\,dz}$ eine Parametrisierung zu bestimmen, ist der folgende Zusammenhang gewählt worden:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz} = \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2[1+R\,(x,\,Q^2,\,z)]}\right) F_2^{LP(3)}\,(x,\,Q^2,\,z)\,. \tag{5.17}$$

Betrachtet man den gemessenen Wirkungsquerschnitt in dem kinematischen Phasenraumelement i, j, aufgespannt durch die Variablen x, Q^2 und z, so läßt sich schreiben:

$$\sigma = \int\limits_z \int\limits_{Q^2} \int\limits_x \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R\,(x,\,Q^2,\,z)]}\right) F_2^{LP(3)}\,(x,\,Q^2,\,z) dx\,dQ^2 dz \tag{5.18}$$

$$= 4\pi\alpha^2 \overline{F_2^{LP(3)}} \int\limits_{Q^2} \int\limits_x \frac{1 - y + \frac{y^2}{2[1+R\,(x,Q^2,z)]}}{x\,Q^4} dx\,dQ^2 \cdot \int\limits_z 1\,dz, \tag{5.19}$$

wobei $\overline{F_2^{LP(3)}}$ der über den x, Q^2, z–Bereich (das Intervall i, j) gemittelte Wert von $F_2^{LP(3)}$ ist. Nimmt man ein konstantes R an[5], so ist das erste Integral über x und Q^2 geschlossen lösbar. Zudem müssen die folgenden Integrationsgrenzen eingesetzt werden:

$$x_{\min} < x < x_{\max}\,, \tag{5.20}$$

$$Q^2_{\min} < Q^2 < Q^2_{\max}\,, \tag{5.21}$$

$$\tag{5.22}$$

mit der Nebenbedingung

$$y_{\min} < y < y_{\max}\,. \tag{5.23}$$

Die Integration über z führt zu einem Faktor, der der Breite des z–Intervalls entspricht. Alle vier Protonenergiebereiche $j = 1, ..., 4$ sind 40 GeV breit, das entspricht einem z–Intervall von $\Delta z = 40/820 = 0.0488$. Damit erhält man den in der Analyse verwendeten Zusammenhang (unter der Annahme von $R = 0$):

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

mit

$$I_i = 4\pi\alpha^2 \int\limits_{Q^2 \epsilon i} \int\limits_{x \epsilon i} \frac{1 - y + \frac{y^2}{2}}{x\,Q^4} \mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2 \tag{5.24}$$

und

$$\sigma_{i,j} = \frac{W_{i,j}}{\epsilon_{ST4}\,R_{SP,i}\,A_{FPS,j}\,C_{M,FPS,j}\,\int dt\mathcal{L}}\,. \tag{5.25}$$

Der Wichtungsfaktor $W_{i,j}$ ist bestimmt durch:

$$W_{i,j} = \sum_k w_{k,L4} w_{k,L5} w_{k,FPS}\,, \tag{5.26}$$

wobei k die Zahl der Ereignisse in einem x, Q^2, z–Intervall ist.

Die Ergebnisse für die Werte der Parametrisierung $F_2^{LP(3)}$ sind in Abbildung 5.11 in x, Q^2–Intervallen sowie für die vier Protonenergieintervalle gezeigt. Die Werte finden sich mit statistischem und systematischen Fehler in Tabelle 5.10. Daneben sind z als arithmetisches Mittel

$$z_{cen} = \frac{1}{2}\,(z_{min} + z_{max}) \tag{5.27}$$

und $\beta = x/(1 - z)$ aufgeführt.

[5] $R = \sigma_L/\sigma_T$ ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für longitudinale und transversale Photonen. $R = 0$ entspricht dem Austausch transversal polarisierter Photonen, $R = \infty$ dem Austausch longitudinal polarisierter Photonen.

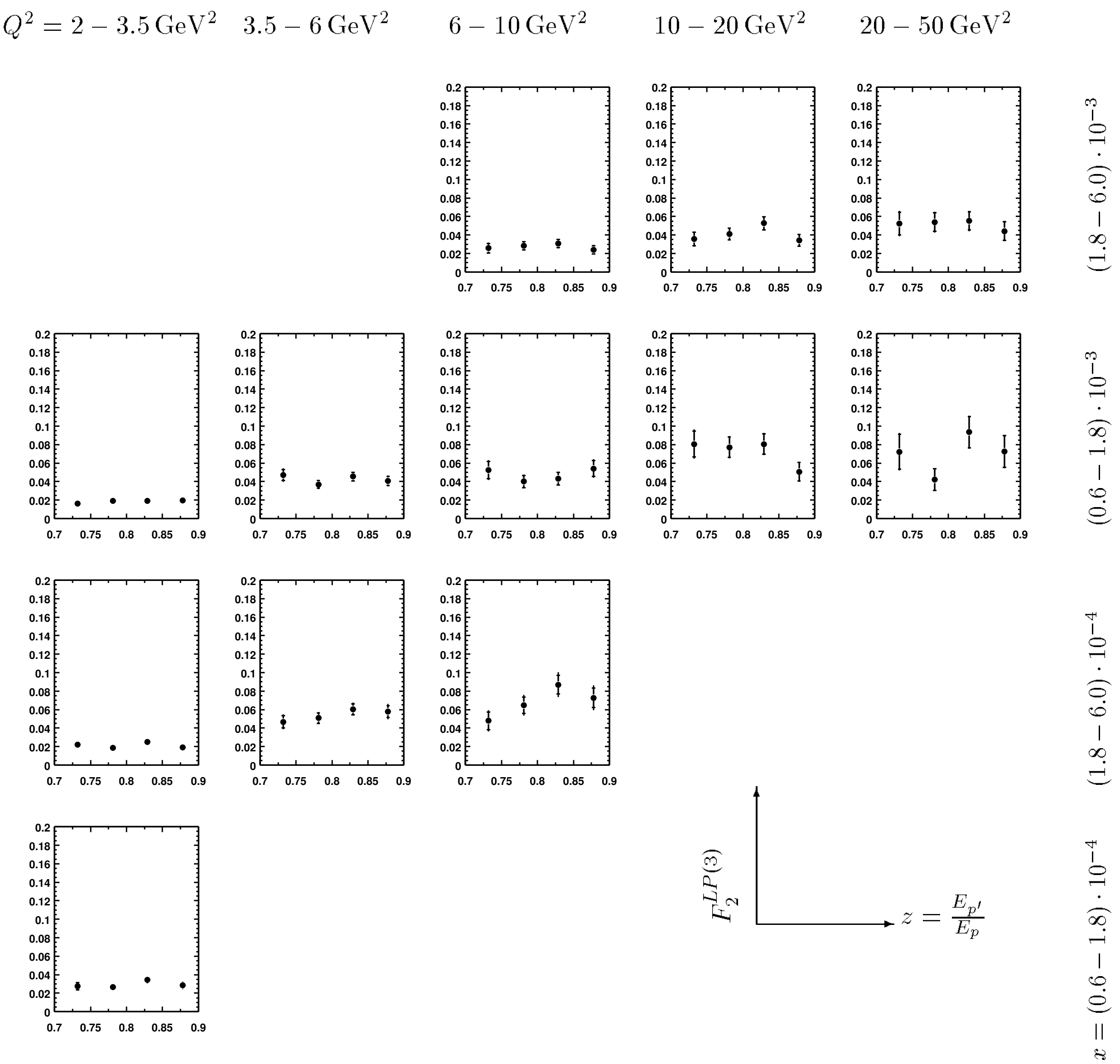


Abbildung 5.11: *Verlauf von* $F_2^{LP(3)}$ *als Funktion des Protonimpulsbruchteils* z *in den gewählten* x, Q^2*–Bereichen. Die Darstellungen sind so angeordnet, daß* Q^2 *von links nach rechts und* x *von unten nach oben ansteigt. Der innere Fehlerbalken zeigt den statistischen Fehler, der äußere Balken die Wurzel aus der quadratischen Summe von statistischem und systematischen Fehler. Der Normierungsfehler von 5.7 % ist nicht dargestellt.*

5.6.1 Vergleich mit Vorhersagen durch LEPTO/SCI

Das Monte–Carlo Programm LEPTO beschreibt die Erzeugung der Partonen im Endzustand mit Hilfe der weichen Farbwechselwirkungen. Dabei können die Farbstrings zwischen gestreutem Quark und Protonrest so umgeordnet werden, daß unabhängige Farbsingulettzustände entstehen. Es entsteht eine Lücke in der Rapidität, die kennzeichnend für die gesuchte Klasse von Ereignissen ist. Der Protonrest kann in der Produktion eines vorwärts gestreuten Protons aufgehen.

LEPTO erlaubt es, die Wahrscheinlichkeit für das Geschehen einer weichen Farbwechselwirkung über einen Parameter R zu steuern. Standardmäßig wird er auf 0.5 gesetzt. Dieser Wert ist auch für die verwendeten simulierten Ereignisse benutzt worden, da er eine gute Beschreibung für die

i	j	x	Q^2	z	β	N	$W \pm \Delta W$	σ	$\mathrm{F}_2^{\mathrm{LP(3)}}$ ± stat ± sys(DIS) ± sys(FPS) ± sys(norm)
1	1	0.00010	2.5	0.732	0.00039	71	147.69 ± 21.20	62.07	0.0274 ± 0.0039 ± 0.0013 ± 0.0022 ± 0.0016
1	2	0.00010	2.5	0.781	0.00047	106	220.76 ± 25.92	60.00	0.0265 ± 0.0031 ± 0.0013 ± 0.0011 ± 0.0015
1	3	0.00010	2.5	0.829	0.00061	142	299.36 ± 30.06	78.09	0.0345 ± 0.0035 ± 0.0017 ± 0.0005 ± 0.0020
1	4	0.00010	2.5	0.878	0.00085	89	187.34 ± 23.80	64.11	0.0284 ± 0.0036 ± 0.0014 ± 0.0016 ± 0.0016
2	1	0.00033	2.5	0.732	0.00123	105	218.73 ± 25.80	66.23	0.0221 ± 0.0026 ± 0.0011 ± 0.0018 ± 0.0013
2	2	0.00033	2.5	0.781	0.00150	136	287.02 ± 29.47	56.20	0.0188 ± 0.0019 ± 0.0009 ± 0.0007 ± 0.0011
2	3	0.00033	2.5	0.829	0.00192	191	401.56 ± 34.89	75.47	0.0252 ± 0.0022 ± 0.0013 ± 0.0004 ± 0.0014
2	4	0.00033	2.5	0.878	0.00270	112	233.54 ± 26.67	57.58	0.0193 ± 0.0022 ± 0.0010 ± 0.0011 ± 0.0011
3	1	0.00104	2.5	0.732	0.00388	74	153.50 ± 21.60	46.46	0.0160 ± 0.0022 ± 0.0010 ± 0.0013 ± 0.0009
3	2	0.00104	2.5	0.781	0.00475	138	287.02 ± 29.55	56.18	0.0193 ± 0.0020 ± 0.0012 ± 0.0008 ± 0.0011
3	3	0.00104	2.5	0.829	0.00608	141	292.83 ± 29.84	55.02	0.0189 ± 0.0019 ± 0.0012 ± 0.0003 ± 0.0011
3	4	0.00104	2.5	0.878	0.00852	111	230.79 ± 26.49	56.89	0.0196 ± 0.0022 ± 0.0012 ± 0.0011 ± 0.0011
4	1	0.00033	4.4	0.732	0.00123	76	157.64 ± 21.89	72.78	0.0468 ± 0.0065 ± 0.0031 ± 0.0037 ± 0.0027
4	2	0.00033	4.4	0.781	0.00150	127	264.57 ± 28.38	79.00	0.0508 ± 0.0055 ± 0.0034 ± 0.0020 ± 0.0029
4	3	0.00033	4.4	0.829	0.00192	157	327.39 ± 31.57	93.82	0.0604 ± 0.0058 ± 0.0040 ± 0.0009 ± 0.0035
4	4	0.00033	4.4	0.878	0.00270	114	239.21 ± 26.91	89.94	0.0579 ± 0.0065 ± 0.0038 ± 0.0032 ± 0.0033
5	1	0.00104	4.4	0.732	0.00388	90	191.06 ± 23.96	74.20	0.0469 ± 0.0059 ± 0.0025 ± 0.0037 ± 0.0027
5	2	0.00104	4.4	0.781	0.00475	112	232.68 ± 26.60	58.45	0.0370 ± 0.0042 ± 0.0020 ± 0.0015 ± 0.0021
5	3	0.00104	4.4	0.829	0.00608	142	297.61 ± 30.03	71.75	0.0454 ± 0.0046 ± 0.0024 ± 0.0007 ± 0.0026
5	4	0.00104	4.4	0.878	0.00852	98	203.40 ± 24.86	64.33	0.0407 ± 0.0050 ± 0.0022 ± 0.0022 ± 0.0023
6	1	0.00033	7.5	0.732	0.00123	36	74.68 ± 15.06	37.54	0.0479 ± 0.0097 ± 0.0046 ± 0.0038 ± 0.0027
6	2	0.00033	7.5	0.781	0.00150	75	156.18 ± 21.80	50.78	0.0647 ± 0.0090 ± 0.0062 ± 0.0026 ± 0.0037
6	3	0.00033	7.5	0.829	0.00192	104	218.72 ± 25.73	68.25	0.0870 ± 0.0102 ± 0.0084 ± 0.0013 ± 0.0050
6	4	0.00033	7.5	0.878	0.00270	66	139.40 ± 20.51	57.07	0.0728 ± 0.0107 ± 0.0070 ± 0.0040 ± 0.0042
7	1	0.00104	7.5	0.732	0.00388	46	95.60 ± 17.05	44.87	0.0525 ± 0.0094 ± 0.0038 ± 0.0042 ± 0.0030
7	2	0.00104	7.5	0.781	0.00475	54	112.66 ± 18.52	34.20	0.0400 ± 0.0066 ± 0.0029 ± 0.0016 ± 0.0023
7	3	0.00104	7.5	0.829	0.00608	61	126.62 ± 19.62	36.89	0.0431 ± 0.0067 ± 0.0032 ± 0.0006 ± 0.0025
7	4	0.00104	7.5	0.878	0.00852	58	121.02 ± 19.20	46.25	0.0541 ± 0.0086 ± 0.0040 ± 0.0030 ± 0.0031
8	1	0.00329	7.5	0.732	0.01228	36	74.90 ± 15.09	25.66	0.0258 ± 0.0052 ± 0.0023 ± 0.0020 ± 0.0015
8	2	0.00329	7.5	0.781	0.01502	61	126.76 ± 19.63	28.08	0.0283 ± 0.0044 ± 0.0025 ± 0.0011 ± 0.0016
8	3	0.00329	7.5	0.829	0.01924	69	143.47 ± 20.89	30.51	0.0307 ± 0.0045 ± 0.0027 ± 0.0005 ± 0.0018
8	4	0.00329	7.5	0.878	0.02697	41	85.43 ± 16.13	23.83	0.0240 ± 0.0045 ± 0.0021 ± 0.0013 ± 0.0014
9	1	0.00104	13.3	0.732	0.00388	48	99.67 ± 17.41	48.24	0.0805 ± 0.0141 ± 0.0042 ± 0.0064 ± 0.0046
9	2	0.00104	13.3	0.781	0.00475	71	147.76 ± 21.20	46.25	0.0771 ± 0.0111 ± 0.0040 ± 0.0031 ± 0.0044
9	3	0.00104	13.3	0.829	0.00608	77	160.68 ± 22.12	48.27	0.0805 ± 0.0111 ± 0.0042 ± 0.0012 ± 0.0046
9	4	0.00104	13.3	0.878	0.00852	37	76.86 ± 15.29	30.29	0.0505 ± 0.0100 ± 0.0026 ± 0.0028 ± 0.0029
10	1	0.00329	13.3	0.732	0.01228	35	72.58 ± 14.85	25.93	0.0356 ± 0.0073 ± 0.0018 ± 0.0028 ± 0.0020
10	2	0.00329	13.3	0.781	0.01502	62	129.16 ± 19.83	29.84	0.0410 ± 0.0063 ± 0.0021 ± 0.0016 ± 0.0024
10	3	0.00329	13.3	0.829	0.01924	83	173.17 ± 22.96	38.41	0.0527 ± 0.0070 ± 0.0027 ± 0.0008 ± 0.0030
10	4	0.00329	13.3	0.878	0.02697	41	85.50 ± 16.13	24.88	0.0341 ± 0.0064 ± 0.0018 ± 0.0019 ± 0.0020
11	1	0.00104	28.6	0.732	0.00388	21	43.88 ± 11.56	22.01	0.0723 ± 0.0190 ± 0.0036 ± 0.0057 ± 0.0042
11	2	0.00104	28.6	0.781	0.00475	19	39.45 ± 10.95	12.80	0.0420 ± 0.0117 ± 0.0021 ± 0.0017 ± 0.0024
11	3	0.00104	28.6	0.829	0.00608	44	91.31 ± 16.66	28.43	0.0934 ± 0.0170 ± 0.0047 ± 0.0014 ± 0.0054
11	4	0.00104	28.6	0.878	0.00852	26	54.12 ± 12.83	22.10	0.0726 ± 0.0172 ± 0.0037 ± 0.0040 ± 0.0042
12	1	0.00329	28.6	0.732	0.01228	27	56.30 ± 13.09	21.61	0.0524 ± 0.0122 ± 0.0048 ± 0.0042 ± 0.0030
12	2	0.00329	28.6	0.781	0.01502	43	89.71 ± 16.53	22.27	0.0540 ± 0.0100 ± 0.0050 ± 0.0022 ± 0.0031
12	3	0.00329	28.6	0.829	0.01924	46	95.53 ± 17.04	22.76	0.0552 ± 0.0098 ± 0.0051 ± 0.0008 ± 0.0032
12	4	0.00329	28.6	0.878	0.02697	28	58.33 ± 13.32	18.24	0.0442 ± 0.0101 ± 0.0041 ± 0.0024 ± 0.0025

Tabelle 5.10: *Die gemessenen Werte* $\mathrm{F}_2^{\mathrm{LP(3)}}(x, Q^2, z)$ *für Protonen mit* $p_\perp < 200$ MeV. *Aufgeführt sind die Intervallnummern* i *und* j *für die* x, Q^2– *und* z–*Intervalle, die kinematischen Variablen* x, Q^2, z *und* β *als Zentralwerte des jeweiligen Intervalls, die Anzahl* N *der Ereignisse in einem Intervall* i, j*, die Summe der Ereignisgewichte* W_i, j *und mit Fehler, der gemessene Wirkungsquerschnitt* $\sigma_{i,j}$ *und die Werte der Parametrisierung* $\mathrm{F}_2^{\mathrm{LP(3)}}(x, Q^2, z)$. *Deren Fehler ist getrennt angegeben für den statistischen Anteil, den systematischen aufgeteilt nach vom* x, Q^2–*Intervall abhängigen Werten (DIS) und vom* z–*Intervall abhängigen Werten (FPS) sowie die globale Normierungsunsicherheit (norm). Die Werte für* Q^2 *sind in der Einheit* GeV^2 *angegeben, die für* σ *in pb.*

Protonstrukturfunktion F_2^p im Bereich $Q^2 > 1$ GeV^2 liefert. Als Parametrisierung wird in LEPTO eine Partonverteilung führender Ordnung verwendet, GRV–LO [Mar94].

Der Vergleich der LEPTO Vorhersage mit den gemessenen $F_2^{LP(3)}$–Werten ist in Abbildung 5.12

gezeigt. Für kleine Q^2 stimmen Vorhersage und Daten gut überein. Die Q^2–Abhängigkeit für größere Werte in Q^2 wird jedoch unterschätzt. Die z–Abhängigkeit wird nicht richtig wiedergegeben.

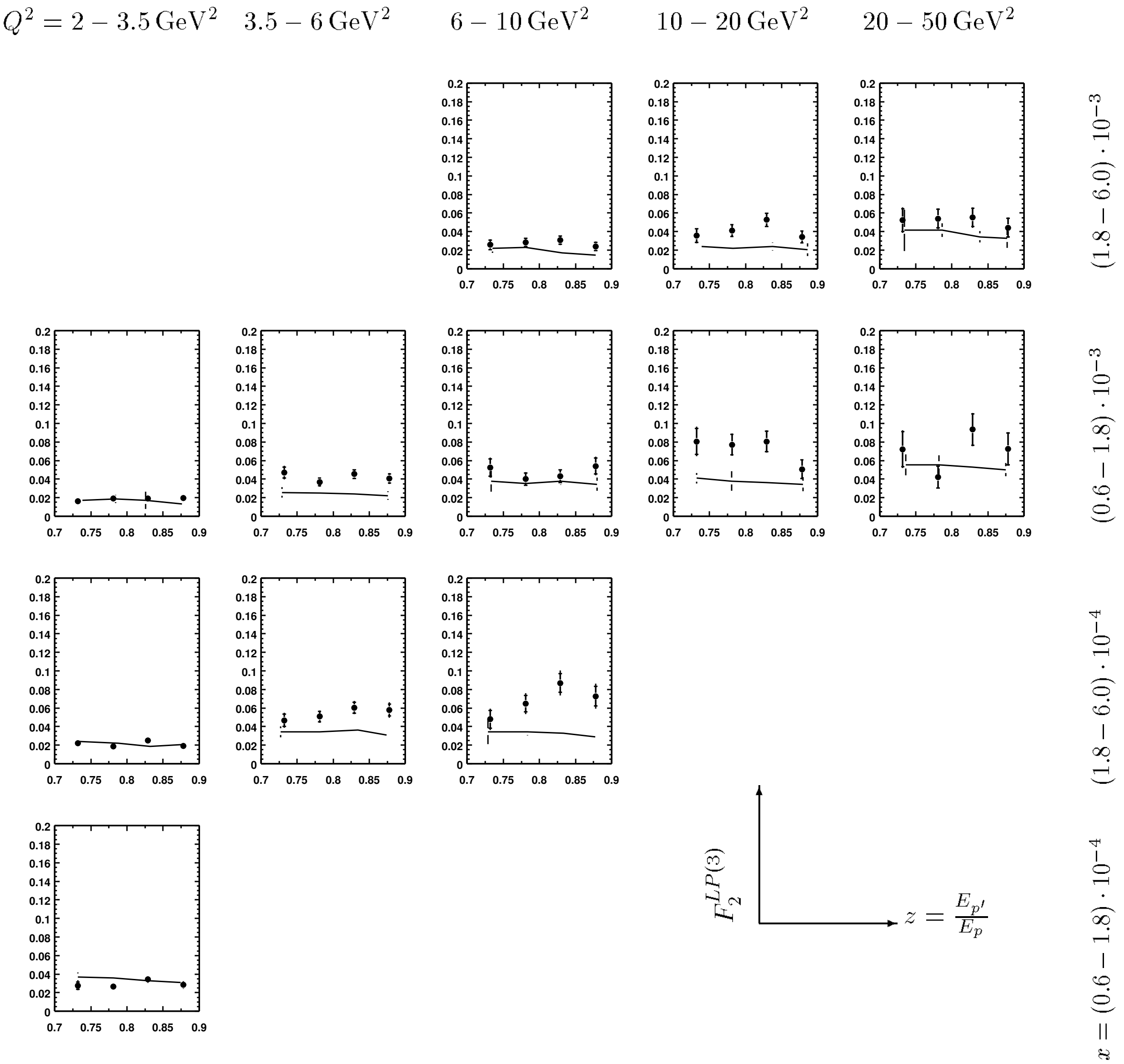


Abbildung 5.12: *Vergleich der Daten für $F_2^{LP(3)}$ mit der Vorhersage des LEPTO–Generators. Gezeigt sind der statistische Fehler (innerer Balken) und die Wurzel der quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehler (äußerer Balken) für die Daten. Für die vom LEPTO–Generator vorhergesagte Strukturfunktion sind die systematischen Fehler eines jeden x, Q^2–Intervalls angenommen worden.*

5.6.2 Vergleich mit Vorhersagen durch RAPGAP/Pionaustausch

Mit dem RAPGAP–Generator wurden Ereignisse generiert, bei denen ein π_0 ausgetauscht wird. Der Wirkungsquerschnitt setzt sich hierbei zusammen aus einem Flußfaktor $f_{\pi_0/p}$ und der Pionstrukturfunktion F_2^{π}. Als Flußfaktor ist im RAPGAP–Generator

$$f_{\pi/p}\,(z,\,t) = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\frac{(-t)}{(t-m_\pi^2)^2}\,(1-z)\,\exp\left(\frac{R^2_{\pi N}}{(1-z)}(t-m_\pi^2)\right)\,. \tag{5.28}$$

verwendet worden[Hol94]. Dabei ist $g_{p\pi_0 p}$ die Pion–Proton–Kopplungskonstante mit $g_{p\pi_0 p}/4\pi = 13.5$ und $R_{\pi N} = 0.93\,\mathrm{GeV}^{-1}$. Weiter hängt die Strukturfunktion F_2^{π} noch von der Verteilung der Partonen im Pion ab. In RAPGAP ist die Parametrisierung in führender Ordnung von Glück, Reya und Vogt [Glü92] implementiert. Bei näherem Vergleich der gemessenen Parametrisierung $F_2^{LP(3)}$ mit der von RAPGAP vorhergesagten Strukturfunktion für $F_2^{LP(3)}$ erkennt man in den meisten Intervallen mit höherem Q^2 eine Verschiebung zu deutlich größeren Werten. Um den Unterschied zu quantifizieren, wird ein Normierungsfaktor N für den mit dem Generator RAPGAP bestimmten Wirkungsquerschnitt eingeführt und eine Anpassung durchgeführt. Die Größe

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

wird dazu in Abhängigkeit von dem Normierungsfaktor N minimiert. $\sigma^{i,j}_{Daten}$ und $\sigma^{i,j}_{RAPGAP}$ bezeichnen die gemessenen bzw. berechneten Wirkungsquerschnitte im x, Q^2–Intervall i und im Protonenergiebereich j. Die Fehler sind gegeben durch $\Delta\sigma^{i,j}_{Daten}$ und $\Delta\sigma^{i,j}_{RAPGAP}$. Das Ergebnis ist $N = 1.94 \pm 0.06$ mit $\chi^2 = 74.3$ bei 47 Freiheitsgraden.

Im allgemeinen beschreibt der durch RAPGAP ermittelte Verlauf die Form der gemessenen Parametrisierung in z. Insbesondere der Abfall zu größen z–Werten hin wird wiedergegeben. Weiter paßt die Parametrisierung der Pionstrukturfunktion [Glü92] zu den Daten, obwohl die Parametrisierung nur für den Bereich $\beta > 0.2$ an existierende Daten angepaßt worden ist.

5.6.3 Beitrag von $F_2^{LP(3)}$ zur Protonstrukturfunktion F_2^p

Der Wirkungsquerschnitt für die semiinklusive Reaktion $ep \to e'Xp'$ ist eine Funktion der Variablen β, Q^2, z oder x, Q^2, z. Um die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ mit der Protonstrukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ vergleichen zu können, muß zunächst die Abhängigkeit vom Impulsbruchteil z bekannt sein.

Unter der Annahme, daß die vorwärts gestreuten Protonen aus Reaktionen stammen, bei denen das virtuelle Photon an einem Pion oder Reggeon aus dem Proton streut, kann man die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ in einen Flußfaktor $f(z)$, der nur von dem Bruchteil der ursprünglichen Protonenergie z abhängt, und eine Strukturfunktion $F_2^{LP(2)}$, die nur von den Variablen β und Q^2 abhängt, aufteilen:

$$F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2, z) = f(z)\cdot F_2^{LP(2)}(\beta, Q^2)\,. \tag{5.29}$$

Legt man Modelle zugrunde, bei denen kein farbloses Austauschteilchen vorkommt [Edi96, Buc95b], läßt sich β als Variable zur Beschreibung des Impulsbruchteils, den das getroffene Parton relativ zum Impuls des Austauschteilchens erhält, nicht mehr verwenden. Dies gilt für das im LEPTO–Generator implementierte Modell der weichen Farbwechselwirkungen. Hier sind x, Q^2 und z die geeigneten Skalenvariablen. Nimmt man an, daß die Fragmentation des Protons unabhängig von dem Impuls des mit dem Proton wechselwirkenden virtuellen Photons ist [Ben69, Cho94], so läßt sich die Strukturfunktion aufspalten in

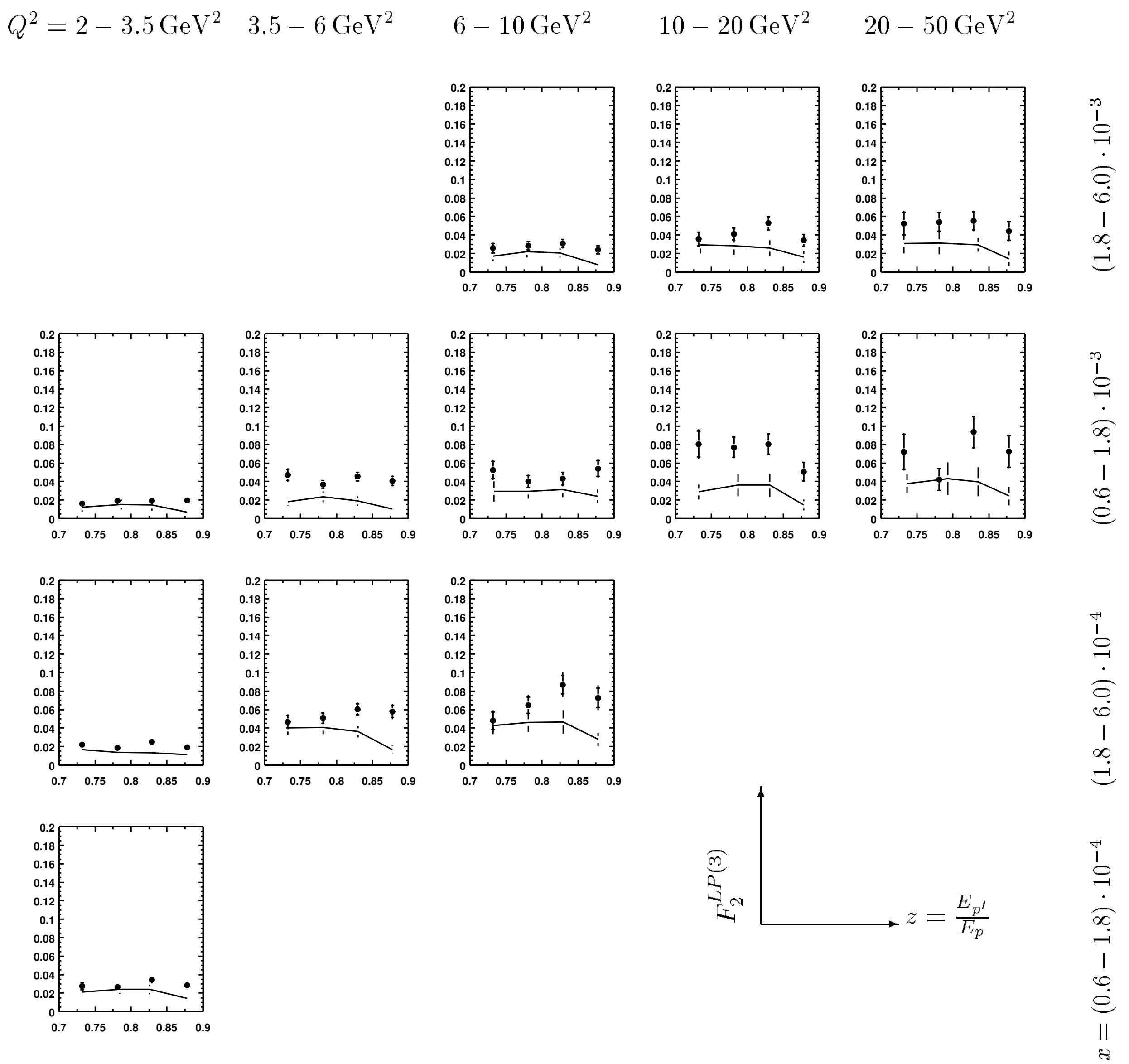


Abbildung 5.13: *Vergleich der Daten für $F_2^{LP(3)}$ mit der Vorhersage des RAPGAP–Generators. Die Daten sind durch die Punkte dargestellt, die durchgezogene Linie gibt die Vorhersage für die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ wieder. Gezeigt sind der statistische Fehler (innerer Balken) und die Wurzel der quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehler (äußerer Balken) für die Daten. Für den Fehler der RAPGAP–Vorhersage ist der systematische Fehler eines jeden x, Q–Intervalls genommen worden.*

$$F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z) = f(z) \cdot F_2^{LP(2)}(x, Q^2)\,. \tag{5.30}$$

Beide Hypothesen sind in bisherigen Messungen für kompatibel mit den Daten befunden worden [H1C98b, Lis97].

Der zweite Faktorisierungsansatz insbesondere legt nahe, daß die Funktion $F_2^{LP(2)}(x, Q^2)$ proportional zur Protonstrukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ ist. Um diese Vermutung zu prüfen, ist mit den vorliegenden Daten für die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ eine Anpassung an die folgende Form vorgenommen worden:

$$F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z) = r_j F_2^p(x, Q^2)\,. \tag{5.31}$$

Dabei sind r_j die in der Anpassung verwendeten Parameter, bestimmt für die vier verschiedenen Protonenergieintervalle $j = 1, ..., 4$.

Für die Protonstrukturfunktion F_2^p ist eine Parametrisierung der H1–Kollaboration verwendet worden [H1C96d]:

$$F_2\,(x, Q^2) = [a \cdot x^b + c \cdot x^d \cdot (1 + e \cdot \sqrt{x}) \cdot (\ln Q^2 + f \ln^2 Q^2 + h/Q^2)] \cdot (1 - x)^g\,. \tag{5.32}$$

Die Parameter sind dabei:

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

Die Ergebnisse der Anpassung unter Verwendung der statistischen und systematischen Fehler für ein jedes x, Q^2–Intervall sind in der nachfolgenden Tabelle aufgeführt:

r_1	r_2	r_3	r_4	$\overline{r} \pm \Delta r$
0.064 ± 0.002	0.059 ± 0.002	0.061 ± 0.007	0.065 ± 0.005	0.062 ± 0.004

was zu einem Wert χ^2/ndf von $52.3/44$ führt. Das Verhältnis von $F_2^{LP(3)}$ und F_2^p kann nach diesem Ergebnis als konstant betrachtet werden.

Es läßt sich nun prüfen, ob auch die Rate der tiefinelastischen Streuereignisse mit einem vorwärts gestreuten Proton verglichen mit der tiefinelastischer Ereignisse konstant ist, wenn man nur die Ereignisse in den gewählten kinematischen Bereichen zählt. Im Bereich kleiner Werte für $10^{-5} < x < 10^{-3}$ erwartet man keine Änderung, da das virtuelle Photon überwiegend nicht an den Valenzquarks streut.

5.7 Anteil der Ereignisse mit einem vorwärts gestreuten Proton in tiefinelastischer Streuung

Aufgrund der Beobachtung, daß die gemessene Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z)$ in dem kinematischen Bereich $6.0 \cdot 10^{-5} < x < 6.0 \cdot 10^{-3}$, $2.0\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50.0\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.7 < z < 0.9$ sich annähernd proportional zur Protonstrukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ verhält und daß die Anzahl der beobachteten diffraktiven Ereignisse mit einer Rapiditätslücke einen in x und Q^2 konstanten Bruchteil aller tiefinelastischen ep–Streuereignisse ausmachen, ist es von Interesse, das Verhältnis tiefinelastischer Streuereignisse mit einem vorwärts gestreutem Proton zu allen tiefinelastischen Ereignissen zu messen.

Im folgenden wird eine solche Verhältnismessung in Intervallen von x und Q^2 vorgestellt.

5.7.1 Datenauswahl

Für die Bestimmung des Verhältnisses der beobachteten Anzahl an tiefinelastischen Ereignissen mit einem vorwärts gestreuten Proton und der Anzahl aller selektierten tiefinelastischen Ereignisse wird nur die Klasse der tiefinelastischen Ereignisse mit niedrigem Viererimpulsübertrag Q^2 verwendet[6].

Dabei werden sämtliche Selektionskriterien und Schnitte aus der Bestimmung der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ übernommen. Sie sind in Kapitel 4 beschrieben und deren wichtigste Schnitte in Tabelle 5.11 aufgeführt. Die Ereignisse sind alle mit dem Subtrigger 4 selektiert, wobei die Auswahl der Datennahmebereiche ebenso wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben vorgenommen wird. Die Einschränkungen sind fast alle auf die mangelnde Funktionsfähigkeit des SPACAL–Triggers zurückzuführen und stellen demnach das limitierende Kriterium in der Auswahl der Datenmenge dar. Eine Liste der Runbereiche findet sich in Tabelle 4.1.

Schnittgröße	Schnitt
Inelastizität	$0.02 < y < 0.6$
Elektronenergie	$E_{e'} > 12\,\text{GeV}$
Elektronstreuwinkel	$155° < \theta_e < 176°$
Energiegewichteter Schauerradius	$ECRA < 3.5\,\text{cm}$
Impulsbilanz	$E - p_z > 40\,\text{GeV}$
Abstand BDC–Spur zum Schauermaximum	$d_{BDC} < 3\,\text{cm}$
Energie in der Vetolage	$E_{VL} < 1\,\text{GeV}$
Energie im hadronischen Teil des SPACAL	$E_{Had} < 0.5\,\text{GeV}$
Zeitverhalten (SPACAL)	$11.0\,\text{ns} < t_{SPC} < 22.0\,\text{ns}$
Geometrischer Akzeptanzschnitt (SPACAL)	$R_0 > 8.7\,\text{cm}$
z–Koordinate des Ereignisvertex	$\lvert z_{Vtx}\rvert < 30\,\text{cm}$
Subtrigger	ST4 mit IET> 2
Runauswahl	(siehe Tabelle 4.1)

Tabelle 5.11: Kriterien für die Selektion der tiefinelastischen Ereignisse. Sie sind gleich denen für eine Analyse und Messung der Protonstrukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ bzw. der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}(x, Q^2, z)$ gewählt. Die Auswahl der Runs ist wie in Kapitel 4.1 beschrieben.

Für das im Vorwärtsprotonspektrometer nachgewiesene Proton werden die gleichen Algorithmen zur Ereignisrekonstruktion und Impulsbestimmung angewendet, wie sie auch für die Messung der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ benutzt werden. Sie sind in Abschnitt 3.4.9 beschrieben. Das Proton muß eine Energie zwischen 580 GeV und 740 GeV aufweisen sowie einen Transversalimpuls $p_\perp < 200$ MeV. Ein Schnitt auf den Vertrauensbereich, der in Abschnitt 4.4.2.1 besprochen wurde, soll sicherstellen, daß nur Ereignisse mit einem gestreuten Proton ausgewählt werden, für die die Akzeptanzen in den Daten und simulierten Ereignissen in guter Übereinstimmung sind. Das zugehörige Spektrum des Transversalimpulses ist in Abschnitt 5.3.1 näher diskutiert. Die Anzahl der Protonereignisse wird auf die Akzeptanz des FPS $A_{FPS}(z)$ und Migrationen in dem betrachteten Energieintervall korrigiert sowie auf die Wahrscheinlichkeit, eine Protonspur im FPS zu rekonstruieren.

Alle weiteren Korrekturen, insbesondere bezüglich der Identifikation und Rekonstruktion des Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter SPACAL, gelten gleichermaßen für die beiden betrachteten Ereignismengen, da die gleichen Schnitte auf die betrachtete Datenmenge angewandt werden.

[6]Dieses ist die FPACK–Klasse 11.

Insgesamt ergibt sich eine Datenmenge von 164606 Ereignissen entsprechend einer integrierten Luminosität von 3.71 pb^{-1}.

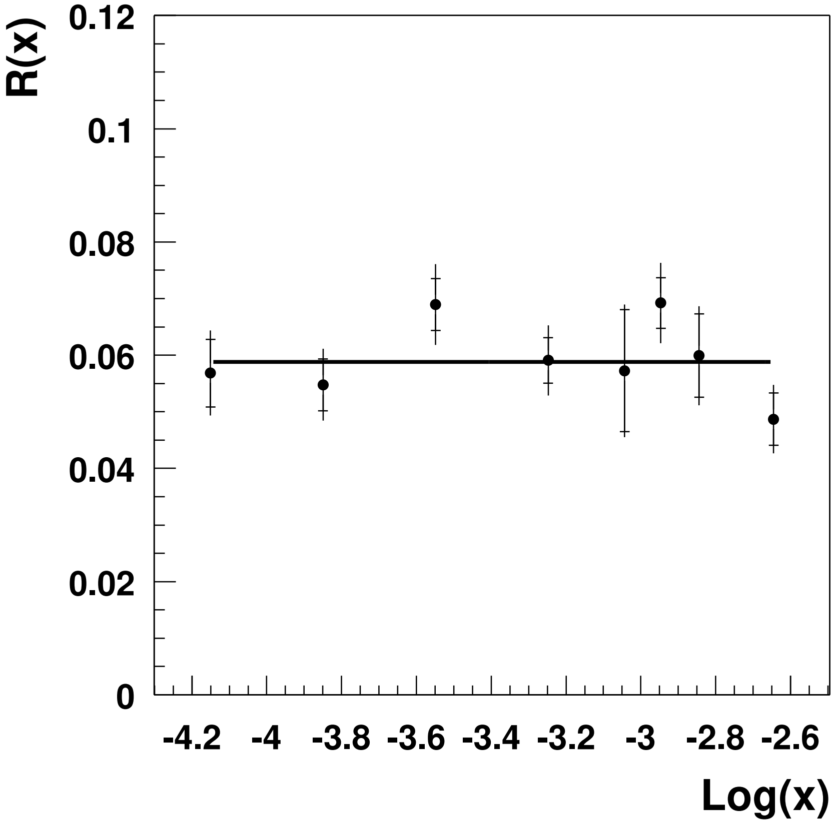


Abbildung 5.14: *Verhältnis $R(x)$ der Anzahl aller tiefinelastischen ep–Streuereignisse und der Ereignisanzahl mit einem im FPS nachgewiesenen Proton. Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit von der Bjorken–Skalenvariablen x für acht verschiedene Intervalle. Eingezeichnet ist der statistische Fehler als innerer Fehlerbalken sowie die Wurzel aus der quadratischen Summe von statistischem und systematischem Fehler als äußerer Fehlerbalken.*

5.7.2 Bestimmung der Verhältnisse

Das Anteil an Ereignissen mit einem vorwärts gestreuten Proton in den selektierten tiefinelastischen Streuereignissen läßt sich schreiben als:

$$R = \frac{N_{FPS}\,/(A_{FPS}\,\varepsilon_{FPS}\;\Delta z)}{N_{DIS}}. \tag{5.33}$$

Dabei ist $N_{DIS} = \int \frac{dN}{dxdQ^2}\,dxdQ^2$ die Zahl aller selektierten tiefinelastischen Streuereignisse eines Phasenraumbereiches $dxdQ^2$. Die Größe $N_{FPS} = \int \frac{dN}{dxdQ^2dz}\,dxdQ^2dz$ beschreibt die Anzahl aller Ereignisse, die zudem ein vorwärts gestreutes Proton im Intervall $dz = \frac{dE_{p'}}{dE_p}$ mit einem Transversalimpuls $p_\perp < 200$ MeV aufweisen.

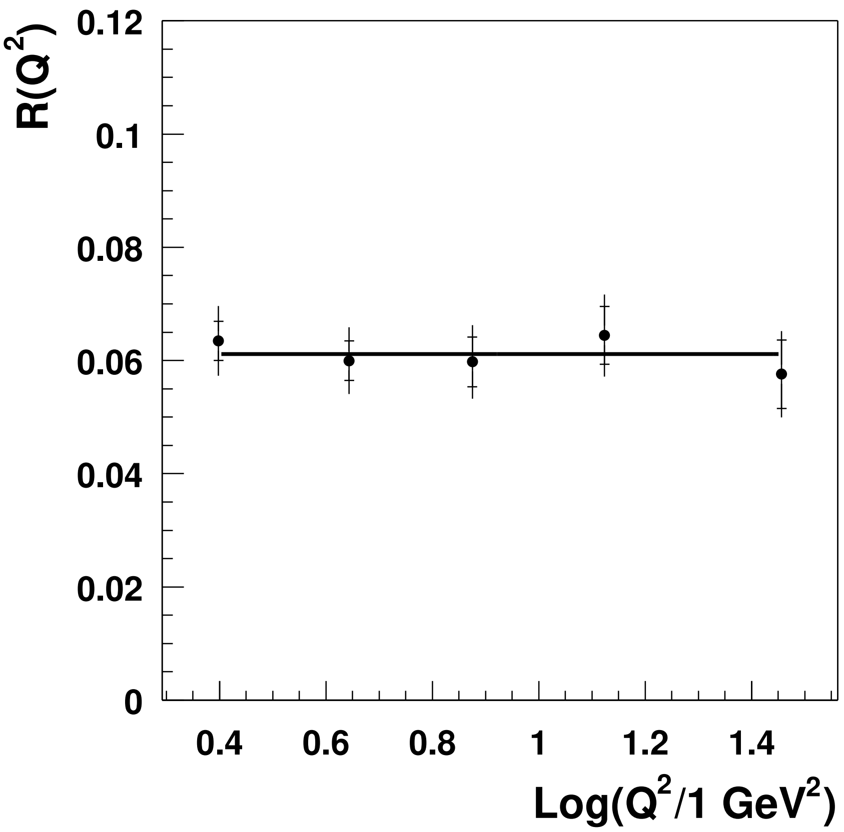


Abbildung 5.15: *Verhältnis $R(Q^2)$ der Anzahl der tiefinelastischen ep–Streuereignisse ohne vorwärts gestreutes Proton und der Anzahl mit einem im FPS nachgewiesenen Proton. Die gezeigten Intervalle in Q^2 entsprechen den fünf Bereichen, wie sie auch in der $F_2^{LP(3)}$–Bestimmung verwendet werden. Angeben ist der statistische Fehler als innerer Fehlerbalken sowie die Wurzel aus der quadratischen Summe von statistischem und systematischen Fehler als äußerer Fehlerbalken.*

Die gefundene Anzahl N_{FPS} wird korrigiert um die vom Protonimpulsbruchteil abhängige Akzeptanz des FPS für ein vorwärts getreutes Proton $A_{FPS}(z)$. Weiter wird die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für eine Protonspur durch den Faktor ε_{FPS} berücksichtigt. Sie ist jedoch unabhängig von z. Die Größe $\Delta z = \frac{\Delta E_{p'}}{E_p}$ entspricht der Normierung auf das betrachtete Protonenergieintervall und erlaubt die Möglichkeit, das Verhältnis R mit dem der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ und der am H1–Experiment gemessenen Protonstrukturfunktion F_2 zu vergleichen. Die Akzeptanz hängt von $z = \frac{E_{p'}}{E_p}$ ab und ist gemittelt über den gesamten x, Q^2–Bereich.

Die Verhältnisse $R(x)$ bzw. $R(Q^2)$ werden für Intervalle in x bzw. Q^2 bestimmt, wobei jeweils in der anderen Variable über den gesamten selektierten Bereich integriert wird. Bei der Einteilung in verschiedene x– und Q^2–Intervalle ist davon ausgegangen worden, nach Möglichkeit einen gleich großen statistischen Fehler zu erhalten.

Die Verhältnisse sind in den Abbildungen 5.14 und 5.15 gezeigt, die entsprechenden Werte finden sich in der Tabelle 5.12.

Betrachtet man die Verteilungen des Verhältnisses $R(Q^2)$ und $R(x)$, so ist keine Abhängigkeit von

Meßbereich	$R_i \pm$ stat
x	
$0.5 - 0.1 \cdot 10^{-4}$	0.057 ± 0.005
$0.1 - 0.2 \cdot 10^{-4}$	0.055 ± 0.005
$0.2 - 0.4 \cdot 10^{-4}$	0.069 ± 0.005
$0.4 - 0.8 \cdot 10^{-4}$	0.059 ± 0.004
$0.8 - 1.6 \cdot 10^{-4}$	0.069 ± 0.005
$1.6 - 3.2 \cdot 10^{-4}$	0.049 ± 0.005
$3.2 - 6.4 \cdot 10^{-4}$	0.060 ± 0.007
$0.64 - 1.28 \cdot 10^{-3}$	0.057 ± 0.010
Q^2	
$2.0 - 3.5$GeV^2	0.0635 ± 0.004
$3.5 - 6.0$GeV^2	0.0600 ± 0.004
$6.0 - 10.0$GeV^2	0.0598 ± 0.004
$10.0 - 20.0$GeV^2	0.0644 ± 0.005
$20.0 - 50.0$GeV^2	0.0576 ± 0.006

Tabelle 5.12: *Gemessene Verhältnisse von tiefinelastischen Streuereignissen mit vorwärts gestreutes Proton und allen selektierten tiefinelastischen Ereignissen. Angegeben ist das Verhältnis R_i in Abhängigkeit von den Variablen x und Q^2 mit dem zugehörigen statistischen Fehler ΔR_i.*

den Größen Q^2 und x festzustellen. Eine Anpassung an eine Konstante liefert hier in beiden Fällen das beste χ^2/df. Eine Anpassung einer Konstanten an das Verhältnis $R(Q^2)$ liefert ein $\chi^2/ndf = 2.5/4$ mit $R^{Fit}(Q^2) = 0.0611$, im Falle einer Anpassung an $R(x)$ ein $\chi^2/ndf = 7.46/7$ mit $R^{Fit}(x) = 0.0588$. In beiden Fällen ist nur der systematische Fehler der Akzeptanz A_{FPS} und der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ε_{FPS} für die Anpassung verwendet worden. Diese sind in Abschnitt 5.5.5 und 5.5.6 bestimmt worden.

Der totale Anteil an tiefinelastischen Ereignissen mit einem vorwärts gestreuten Proton für den Bereich $0.71 < z < 0.90$, entsprechend einer Energie des Protons von 580 GeV$< E_{p'} < 740$ GeV, beträgt somit $R \approx 6\%$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Verhältnis von $F_2^{LP(3)}/F_2^p$.

Der flache Verlauf der Verhältnisse deutet darauf hin, daß die Wechselwirkung am Protonvertex unabhängig vom Photon–Pion–Vertex ist. Die Rate der Ereignisse mit einem vorwärts gestreuten Proton im Bereich von $0.71 < z = \frac{E_{p'}}{E_p} < 0.90$ hängt nicht von der Art der Wechselwirkung am Photonvertex ab.

Kapitel 6

Multiplizitäten von Spuren geladener, hadronischer Teilchen in tiefinelastischen Ereignissen mit führendem Proton

In den folgenden Abschnitten werden Untersuchungen zu den Multiplizitäten geladener Hadronspuren in tiefinelastischen Ereignissen und für solche, die zusätzlich ein Proton im FPS haben, vorgestellt. Multiplizitätsverteilungen charakterisieren den hadronischen Vielteilchenendzustand und geben Aufschluß über die Hadronisation und die zugrundeliegende Dynamik. Eine Multiplizitätsverteilung wird beschrieben durch die Wahrscheinlichkeit P_n, daß n Teilchen bei einem Streuprozeß erzeugt werden. P_n ist das Verhältnis zwischen dem inklusiven Wechselwirkungsquerschnittes σ_n für die Produktion von n Teilchen und dem totalen Wirkungsquerschnitt σ. Damit ist diese Art von Messung unempfindlich gegenüber systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der absoluten Ereignisrate resp. Luminosität.

Insbesondere ist in dem Zusammenhang mit Ereignissen, bei denen ein vorwärts gestreutes Proton nachgewiesen wurde, von Interesse, inwieweit der Prozeß am Protonvertex den Subprozeß am Photonvertex beeinflußt. Fragestellungen, ob sich der betrachtete Wirkungsquerschnitt faktorisieren läßt in den Variablen x bzw. β oder z, sollen im Folgenden untersucht werden. Dazu wurde eine Erweiterung der schon für die Verhältnisbildung im Abschnitt 5.7.1 verwendeten Auswahl an Ereignissen vorgenommen.

6.1 Datenselektion

Neben den Auswahlkriterien für tiefinelastische Ereignisse wird für die Bestimmung der Multiplizitäten noch eine Spurselektion durchgeführt. Dabei werden Standardbedingungen für die Qualität der Treffer in den zentralen Spurkammern, sowie für die Spurrekonstruktion verlangt.

Sie sind in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Neben der Anzahl der Treffer n_{hit}, die zu einer Spur gehören, wird eine Mindestlänge für eine Spur verlangt, der Startpunkt R_{Start} der Spur muß innerhalb der ersten Spurkammer rekonstruiert worden sein. Der Winkel der Spur in Bezug auf die Protonflugrichtung muß im Bereich der inneren Spurkammer liegen. Weiter wird noch ein Schnitt auf die Größe d_{ca} gemacht, den kleinsten Abstand der Spur bezogen auf den rekonstruierten Ereignisvertex und den minimalen Transversalimpuls der Spur.

Schnittgröße	Schnitt
Transversalimpuls	$p_\perp < 150$ MeV
Treffer pro Spur	$n_{hits} >= 10$
Spurwinkel	20 Grad> $\theta_{Spur} > 160$ Grad
Spurlänge	$L_{Spur} > 10.0$ cm
Startpunkt der Spur	$R_{Start} < 45.0$ cm
Distanz	$d_{CA} < 3.5$ cm
Ereignisvertex	$\|z_{Vtx}\| < 30$ cm

Tabelle 6.1: Kriterien für die Selektion einer Spur in tiefinelastischen Ereignissen

In den Abbildungen 6.1 und 6.2 werden die wesentlichen Schnitt– und Kontrollgrößen zur Selektion gezeigt. Der Vergleich ist mit dem Monte–Carlo–Datensatz RAPGAP durchgeführt worden, der auch für die Bestimmung des semi–inklusiven Wirkungsquerschnittes benutzt worden ist. Wie in den Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.5 gezeigt, beschreiben die simulierten Verteilungen die Daten hinreichend gut.

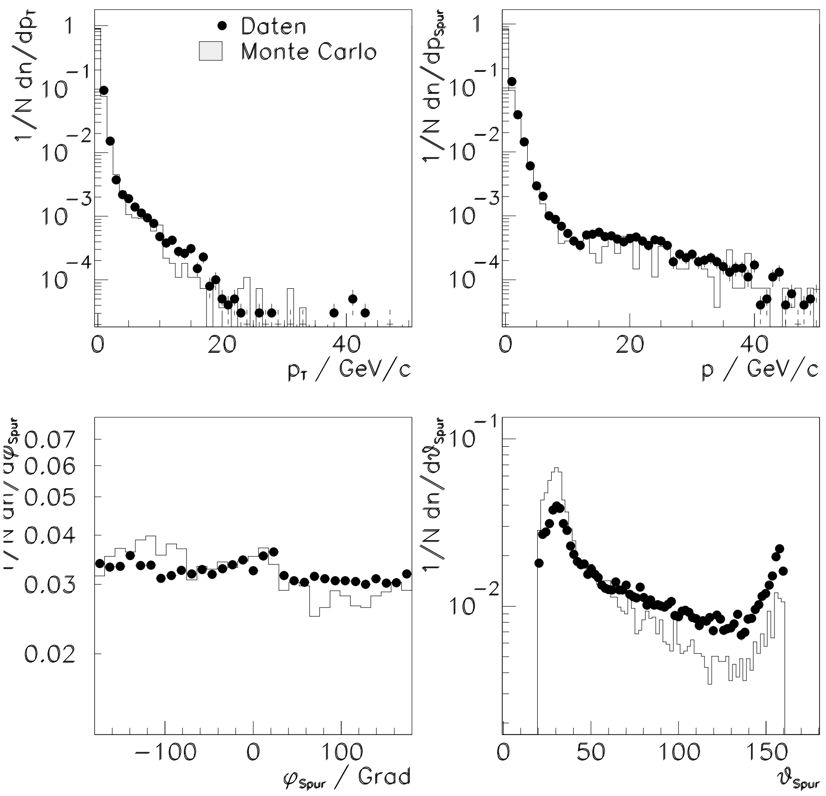


Abbildung 6.1: *In der Spurselektion verwendete gemessene Größen: Neben dem Impuls p, sind dies der transversale Impuls p_T, der Azimuthwinkel ϕ und der Polarwinkel ϑ der selektierten Spuren gezeigt im Vergleich mit dem RAPGAP Monte–Carlo–Ereignissen.*

Die Nachweiswahrscheinlichkeit einer primären Spur mit einem $p_\perp > 400$ MeV ist bestimmt wor-

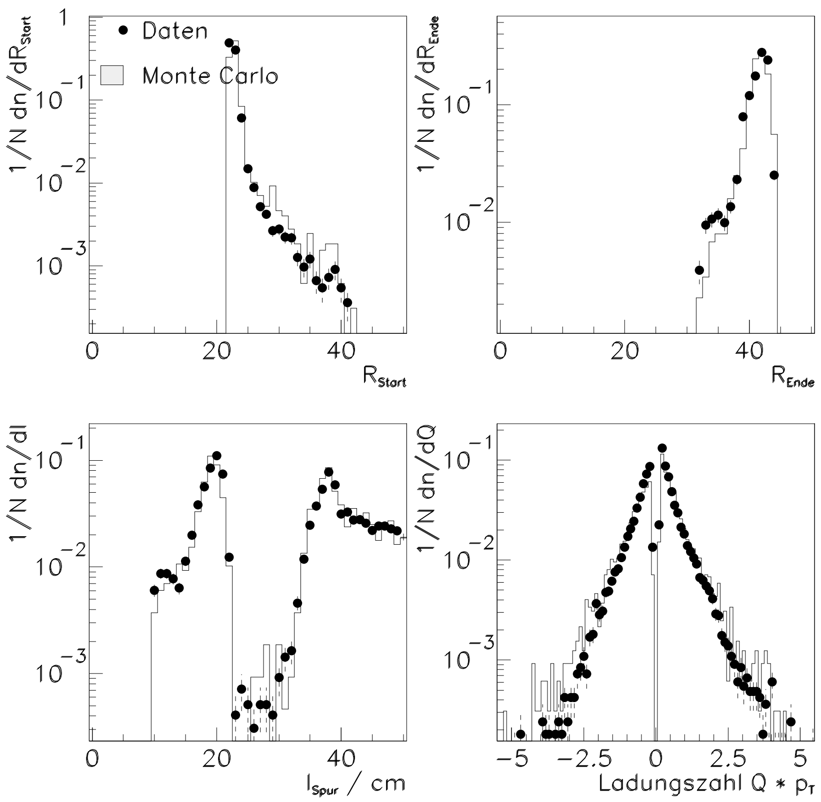


Abbildung 6.2: *Weitere in der Spurselektion verwendete Größen: gezeigt sind für Daten und Monte–Carlo Ereignisse neben dem Startpunkt der Spur R_{Start} der Endpunkt R_{Ende} sowie die Spurlänge l_{Spur}. Das vierte Bild zeigt das Produkt aus Ladung und Transversalimpuls.*

den zu $90.0\,\% \pm 1.1\,\%$ durch eine visuelle Kontrolle einer Teilmenge der selektierten Ereignisse. Der Anteil an sekundären Teilchen, die fälschlicherweise als an den Primär–Vertex angepaßte Spur rekonstruiert wurden, ist kleiner als 10% und wurde auf Monte–Carlo–Basis ermittelt.

Für die Wahrscheinlichkeit, einen Vertex zu rekonstruieren, ist auf die Untersuchung im Abschnitt 5.5.1 zurückgegriffen worden.

6.2 Bestimmung der Multiplizitäten

Im folgenden werden einige Variablen erläutert, die bei der Beschreibung der Multiplizitätsverteilungen hilfreich sind.

6.2.1 Definition der Momente

Die Momente für die Multiplizitätsverteilungen sind gegeben durch:

$$\mu_p = \langle n^p \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n^p P_n \tag{6.1}$$

mit der Normierung:

$$C_p = \frac{\langle n^p \rangle}{\langle n \rangle^p} \,. \tag{6.2}$$

6.2.2 Rapidität, Pseudorapidität, Hemisphären

Unter Berücksichtigung der H1–Konvention ist die z–Achse entlang der Protonflugrichtung gewählt. Der Polarwinkel θ wird in Bezug auf die z–Achse gemessen.

Die Rapidität eines Teilchens, hier eines geladenen Teilchens, läßt sich als

$$y = \frac{E + p_z}{E - P_z} \tag{6.3}$$

schreiben.

Für masselose Teilchen, bzw. Teilchen mit vernachlässigbaren Ruhmassen, läßt sich die obige Größe durch die Pseudorapidität im Laborsystem approximieren:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \,, \tag{6.4}$$

wobei θ der Polarwinkel im Photon–Proton–Schwerpunktsystem zwischen dem betrachteten Hadron und der Flugrichtung des virtuellen Photons ist.

6.2.3 Multiplizitätsverteilungen und Rapiditäten tiefinelastischer Ereignisse und solcher mit einem führendem Proton

In der Abbildung 6.3 sind die Multiplizitätsverteilungen für DIS–Ereignisse gezeigt. Dabei wurden die oben bereits erwähnten Schnitte zur Selektion der tiefinelastischen Streuereignisse angewandt. Für die selektierten Spuren der geladenen Hadronen sind nur solche der zentralen Spurkammern verwendet worden, die die in Tabelle 6.1 aufgeführten Kriterien erfüllen. Vergleicht man die Verteilungen in Abbildung 6.3, so wird deutlich, daß der Mittelwert der Multiplizität $\langle n \rangle$ für tiefinelastische Ereignisse mit einem führendem Proton dem für DIS–Ereignisse entspricht. Eine Anpassung liefert $\langle n_{DIS} \rangle = 6.2 \pm 2.3$ und $\langle n_{DIS,LP} \rangle = 6.4 \pm 2.2$.

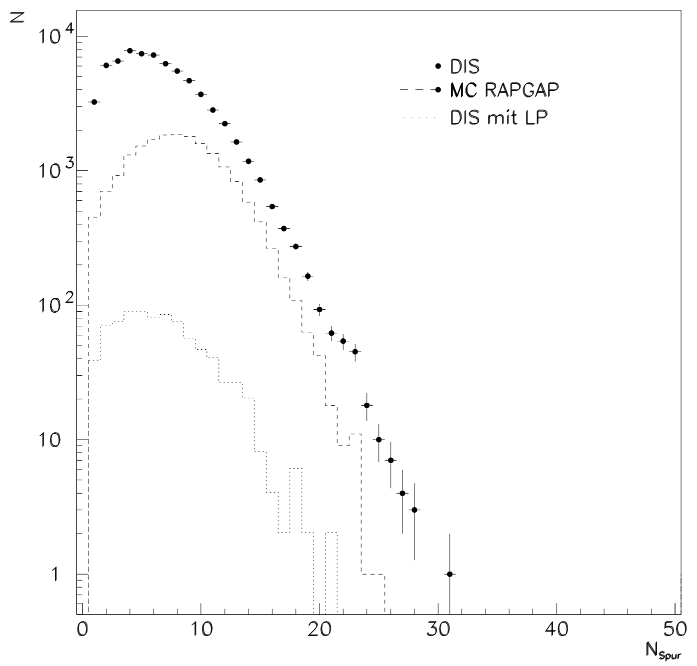


Abbildung 6.3: *Multiplizitätsverteilung von Standard–DIS–Ereignissen nach Anwendung der oben beschriebenen Selektionsschnitte. Das gestrichelte Histogramm gibt die Multiplizitätsverteilung für Ereignisse wieder, die zudem ein vorwärts gestreutes Proton aufweisen. Die gezeigten Verteilungen sind nicht korrigiert auf Migrationen.* N *ist die absolute Anzahl an Ereignissen.*

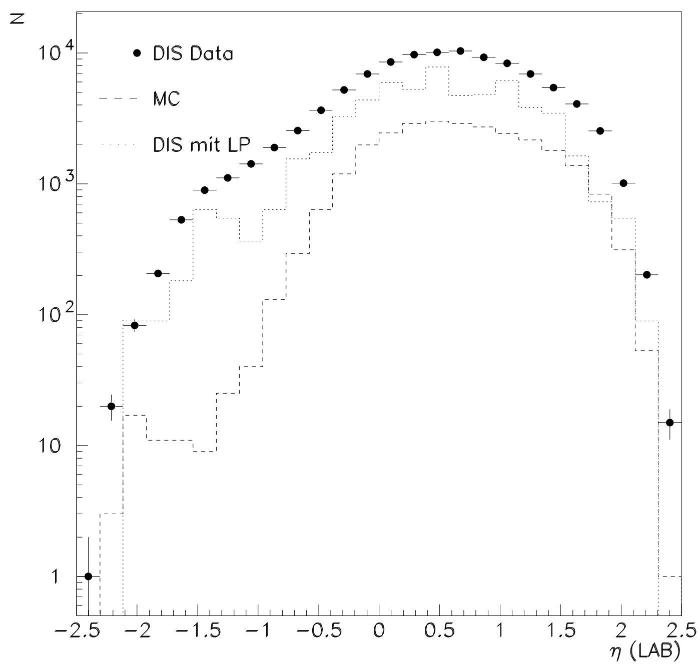


Abbildung 6.4: *Pseudorapiditäten* η *für die selektierten, tiefinelastischen Ereignisse im Vergleich zu den Monte–Carlo Ereignissen und tiefinelastischen Ereignissen, die ein vorwärts gestreutes Proton aufweisen.* N *ist dabei die absolute Anzahl an Ereignissen.*

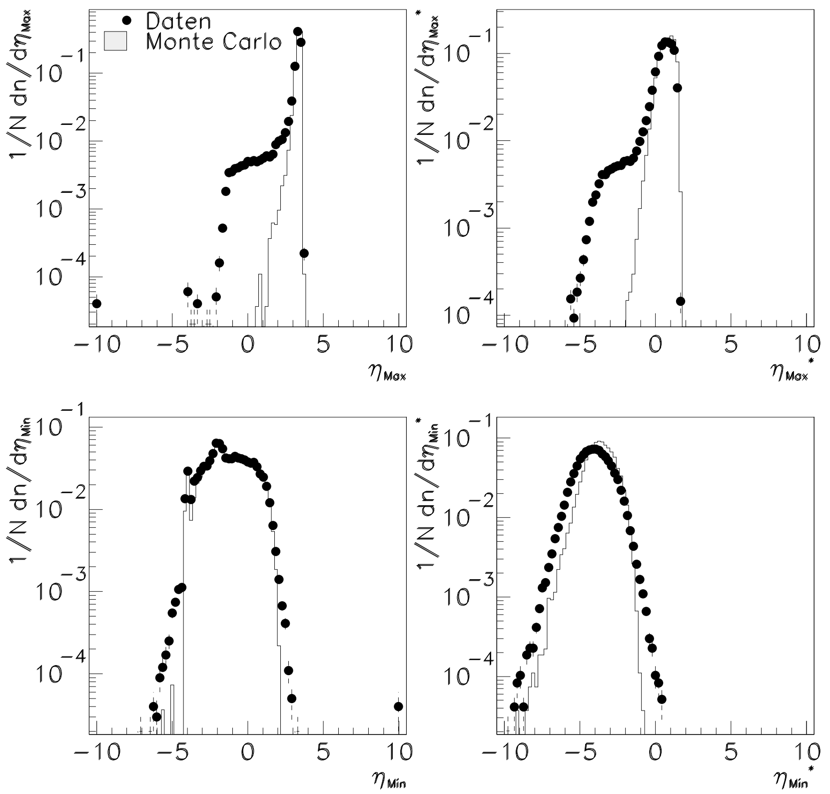


Abbildung 6.5: *Gezeigt sind für die selektierten, zentralen Spuren, die maximalen Pseudorapiditäten für Energiecluster, denen eine Spur zugeordnet werden konnte, im Laborsystem, sowie im γ–Proton–Schwerpunktsystem (CMS). Maximal bezieht sich hierbei auf den Energiecluster mit $E > 400$ MeV, der am weitesten in Vorwärtsrichtung im LAr (IF-Bereich) zu finden ist. Das minimale η ist das am weitesten in Rückwärtsrichtung gefundene Energiecluster.*

Die Pseudorapiditäten für Ereignisse mit vorwärts gestreuten Protonen und Standard–DIS–Ereignissen sind in Abbildung 6.4 gezeigt. In den Pseudorapiditätsverteilungen 6.5 ist ein Fehlen von Ereignissen für kleine η auf das Monte–Carlo–Modell zurückzuführen. Im wesentlichen wird der Pionaustausch beschrieben, diffraktive Anteile, insbesondere die Klasse der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke, sind nicht in dem MC–Datensatz enthalten.

6.3 Anteil von tiefinelastischen Streuereignissen mit einem vorwärts gestreuten Proton in tiefinelastischen Prozessen in Abhängigkeit von der Spurmultiplizität

In den Abbildungen 6.6, 6.7 und 6.8 sind die Spurmultiplizitäten geladener hadronischer Teilchen in Ereignissen mit einem führenden Proton im Verhältnis zu denen in tiefinelastischen Ereignissen gezeigt. Die Intervalle sind übernommen aus der Bestimmung des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^3\sigma/dxdQ^2dz(x, Q^2, z)$. Die Einteilungen in den Variablen x und Q^2 sind in Tabelle 6.2 aufgeführt, die Einteilung in z–Intervalle in Tabelle 6.3.

Aus den Abbildungen 6.6, 6.7 und 6.8 läßt sich ein mittleres Verhältnis für die Spurmultiplizitäten in tiefinelastischen Ereignissen mit einem führenden Proton und allen selektierten tiefinelastischen

Intervallnr. i	x–Intervall	Q^2–Intervall[GeV^2]	x	Q^2 [GeV^2]
1	$(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-4}$	2.0-3.5	$1.0 \cdot 10^{-4}$	2.5
2	$(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-4}$	2.0-3.5	$3.33 \cdot 10^{-4}$	2.5
3	$(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-3}$	2.0-3.5	$1.04 \cdot 10^{-3}$	2.5
4	$(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-4}$	3.5-6.0	$3.33 \cdot 10^{-4}$	4.4
5	$(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-3}$	3.5-6.0	$1.04 \cdot 10^{-3}$	4.4
6	$(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-4}$	6.0-10.0	$3.33 \cdot 10^{-4}$	7.5
7	$(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-3}$	6.0-10.0	$1.04 \cdot 10^{-3}$	7.5
8	$(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-3}$	6.0-10.0	$3.29 \cdot 10^{-3}$	7.5
9	$(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-3}$	10.0-20.0	$1.04 \cdot 10^{-3}$	13.3
10	$(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-3}$	10.0-20.0	$3.29 \cdot 10^{-3}$	13.3
11	$(0.6 - 1.8) \cdot 10^{-3}$	20.0-50.0	$1.04 \cdot 10^{-3}$	28.6
12	$(1.8 - 6.0) \cdot 10^{-3}$	20.0-50.0	$3.29 \cdot 10^{-3}$	28.6

Tabelle 6.2: *Intervallnummern, Grenzen der Intervalle in x und Q^2 sowie die Zentrallwerte für x und Q^2.*

Nr.	Energieintervall $E_{p'}$	z
1	580–620 GeV	0.707 – 0.756
2	620–660 GeV	0.756 – 0.805
3	660–700 GeV	0.805 – 0.854
4	700–740 GeV	0.854 – 0.903

Tabelle 6.3: *Einteilung der Protonenergieintervalle für die Multilplizitätsverhältnisse.*

Ereignissen von 1 ablesen. Es werden somit im Mittel genau soviele Spuren geladener Hadronen in den Ereignissen mit einem vorwärts gestreuten Proton beobachtet, wie in DIS–Ereignissen.

6.4 Ergebnisse

Die Verhältnisse, die im letzten Abschnitt gezeigt wurden, zeigen in dem betrachteten Bereich für die Energie des gestreuten Protons $0.7 < z = \frac{E_{p'}}{E_p} < 0.9$, wobei der Viererimpulsübertrag Q^2 vom Elektron an das Proton zwischen $2\,\mathrm{GeV}^2$ und $50\,\mathrm{GeV}^2$ und das x in einem Bereich von $6.0 \cdot 10^{-5}$ bis $6.0 \cdot 10^{-3}$ liegt, einen nahezu flachen Verlauf in Abhängigkeit von der Spuranzahl der geladenen Hadronen. In diesem Bereich ist die Multiplizität unabhängig davon, wieviel Energie das in Vorwärtsrichtung gestreute Proton fortträgt. Dieses läßt sich als Hinweis auf die Faktorisierbarkeit des γq–Vertex, und des hadronischen Vertex deuten.

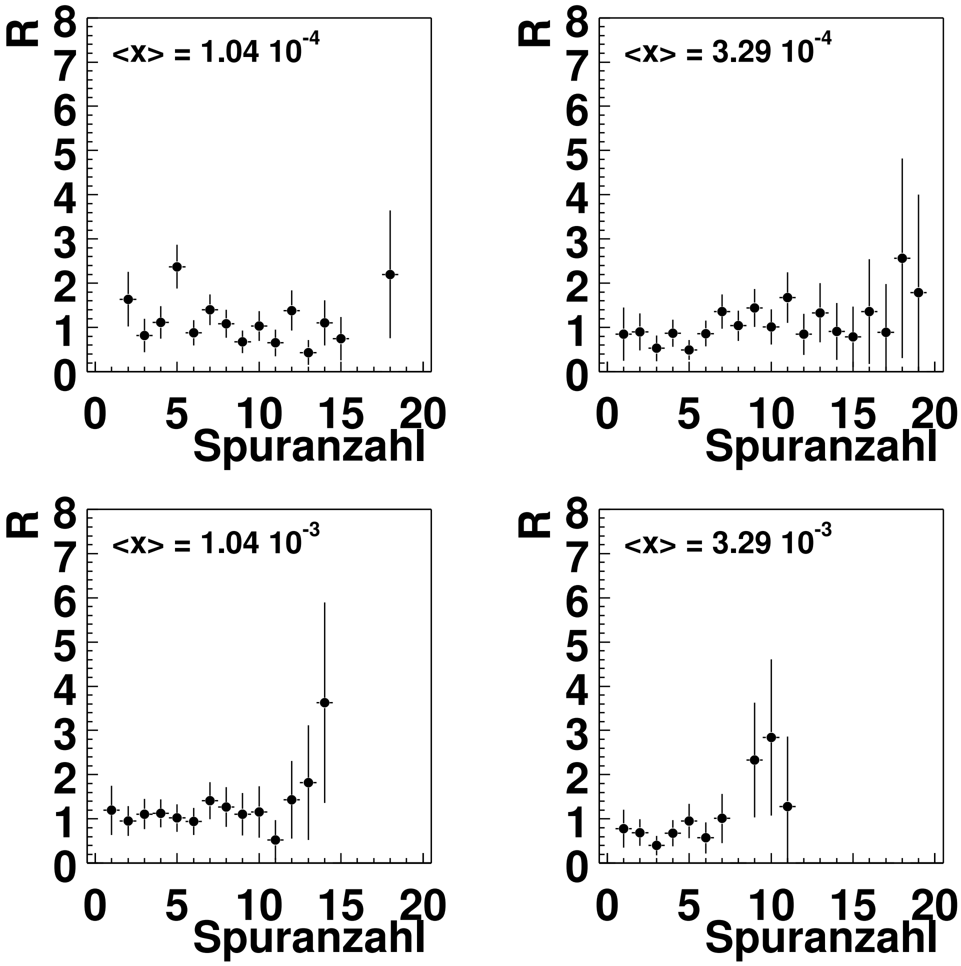


Abbildung 6.6: *Verhältnis R von tiefinelastischen Ereignissen mit vorwärts gestreutem Proton und allen selektierten tiefinelastischen Ereignissen in Abhängigkeit von der Spuranzahl geladener Hadronen für verschiedene Intervalle in der Variablen x. Es ist nicht auf Migrationen zwischen einzelnen Intervallen der Spurmultiplizitäten korrigiert worden.*

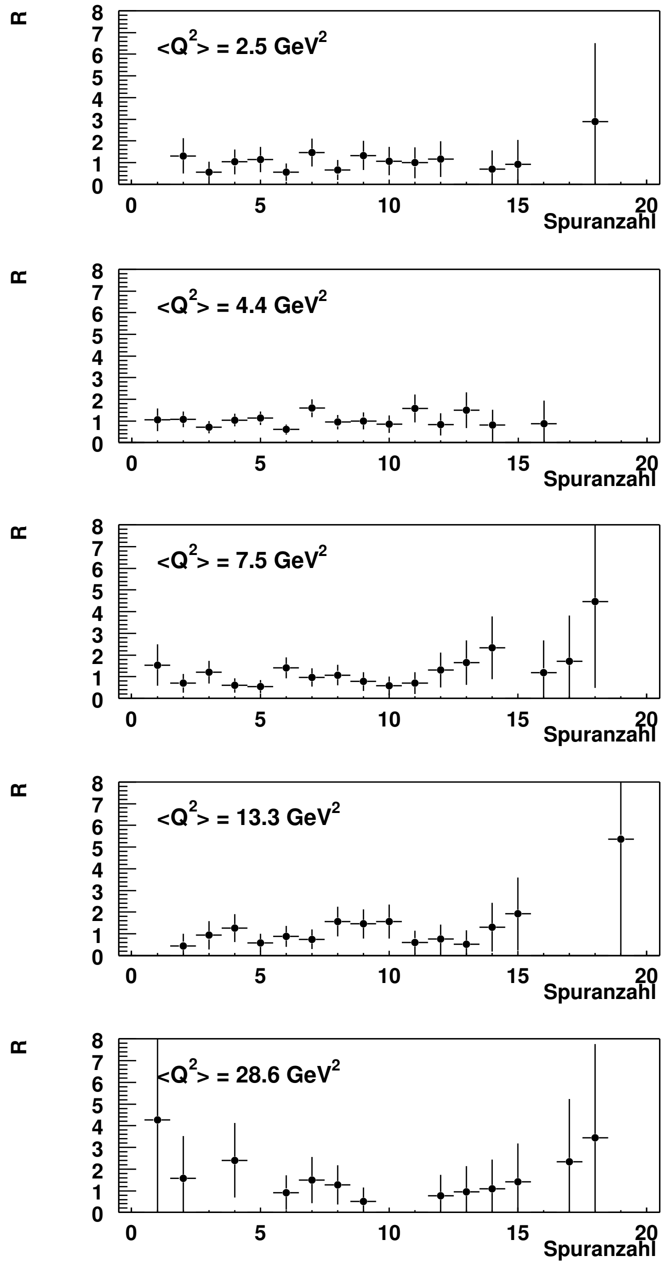


Abbildung 6.7: *Verhältnis R von tiefinelastischen Ereignissen mit vorwärts gestreutem Proton und allen selektierten tiefinelastischen Ereignissen in Abhängigkeit von der Spuranzahl geladener Hadronen für verschiedene Intervalle in Q^2 zwischen 2 GeV^2 und 50 GeV^2. Es ist nicht auf Migrationen zwischen einzelnen Intervallen der Spurmultiplizitäten korrigiert worden.*

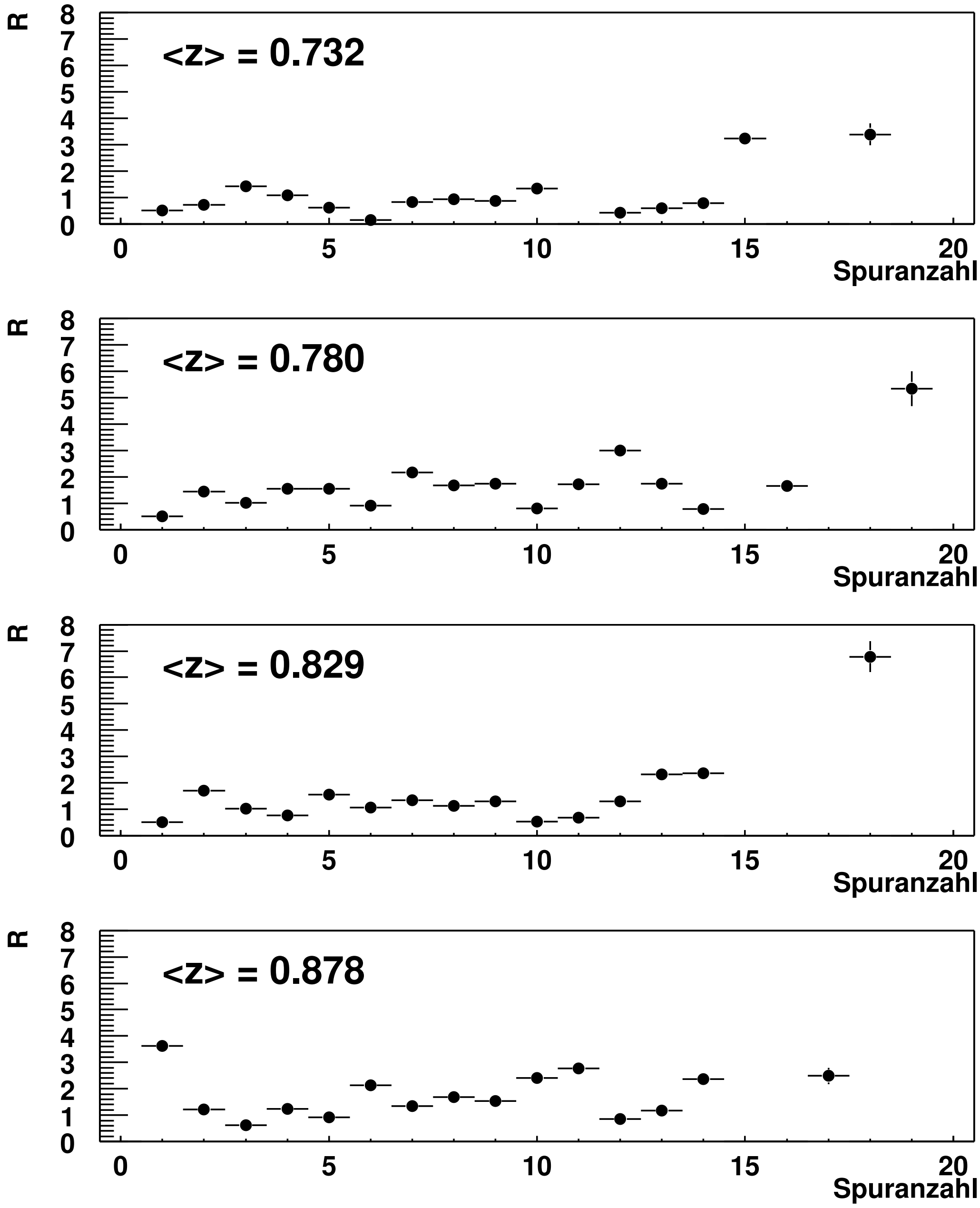


Abbildung 6.8: *Verhältnis R von tiefinelastischen Ereignissen mit vorwärts gestreutem Proton und allen selektierten tiefinelastischen Ereignissen in Abhängigkeit von der Spuranzahl geladener Hadronen für verschiedene Intervalle des Energiebruchteils, den das vorwärts gestreute Proton mit sich trägt. Es ist nicht auf Migrationen zwischen einzelnen Intervallen der Spurmultiplizitäten korrigiert worden.*

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die Analyse von tiefinelastischen Streuereignissen $ep \to e'p'X$ mit einem Proton im Endzustand, welches unter Polarwinkeln $\theta < 0.5$ mrad in Vorwärtsrichtung gestreut wird. Das Proton wird mit Hilfe des Vorwärtsprotonspektrometers nachgewiesen. Im Jahr 1996 bestand das Spektrometer aus zwei Stationen, die im HERA–Tunnel 81 m und 90 m entfernt vom H1–Wechselwirkungspunkt aufgestellt sind. Zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Stationen befinden sich Strahlführungsmagnete, die die gestreuten Protonen aus dem umlaufenden Strahl herauslenken. Die aus Faserhodoskopen bestehenden Detektoren erlauben eine Messung der Flugbahn und durch das Spektrometerprinzip eine Rekonstruktion des Protonimpulses. Die Auflösung des Detektors in der Energiemessung beträgt bei einer Protonenergie von $E_{p'} = 600\,\mathrm{GeV}$ $\Delta E_{p'} = 2\,\mathrm{GeV}$, bei einer Energie von $E_{p'} = 700\,\mathrm{GeV}$ ist $\Delta E_{p'} = 6\,\mathrm{GeV}$. Die Unsicherheit in der Energiemessung des gestreuten Protons wird zu 10 GeV (1.2 % der Strahlenergie) abgeschätzt.

Ziel dieser Arbeit war es, den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma(ep\to e'p'X)}{dx dQ^2 dz}$ von tiefinelastisch gestreuten Ereignissen mit einem nachgewiesenen Proton in Vorwärtsrichtung zu bestimmen. Die Energie $E_{p'}$ der Protonen lag im Bereich von 580 bis 740 GeV entsprechend einem Impulsbruchteil $0.7 < z = \frac{E_{p'}}{E_p} < 0.9$, ihr Transversalimpuls betrug $p_\perp < 200$ MeV. In diesem Bereich in z dominieren Streuprozesse, bei denen das unter kleinen Winkeln gestreute Proton durch den Austausch von Reggeonen (f_2) und Pionen mit dem Photon wechselwirkt. Der kinematische Bereich der tiefinelastischen Ereignisse ist zu $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50\,\mathrm{GeV}^2$ und $6 \cdot 10^{-5} < x < 6 \cdot 10^{-3}$ gewählt worden. Als Parametrisierung für den gemessenen Wirkungsquerschnitt wurde eine Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ eingeführt und bestimmt.

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 [Glü92, Glü95] die Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ von β, Q^2 und z gut wieder, unterschätzt den gemessenen Wirkungsquerschnitt aber um einen Faktor 1.94 für größere Werte von Q^2.

Das Modell der weichen Farbwechselwirkungen, wie es im Monte Carlo–Generator LEPTO implementiert ist [Edi96, Buc95b], verfehlt ebenfalls den Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit Q^2, der Verlauf in z ist dazu nur ungenügend beschrieben.

Der Anteil an Ereignissen mit einem führenden Proton in tiefinelastischen Ereignissen ist in Abhängigkeit von den Variablen x und Q^2 gemessen worden. Der ausgewählte kinematische Bereich war derselbe wie für die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$. Das Verhältnis wird in Abhängigkeit von beiden Variablen durch eine Konstante gut beschrieben. Als Ergebnis für den Anteil ergab sich 6%.

Weiter ist die Anzahl von Ereignissen mit einem führenden Proton im Verhältnis zu den tiefinelastischen Ereignissen in Abhängigkeit von der gemittelten Anzahl der Spuren pro Ereignis bestimmt worden. Hier sind die Bereiche zu $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 50\,\mathrm{GeV}^2$, $6.0 \cdot 10^{-5} < x < 6.0 \cdot 10^{-3}$ und $0.7 < z < 0.9$ gewählt worden. Die Verhältnisse weisen einen nahezu flachen Verlauf in Abhängigkeit von der Spuranzahl der geladenen Hadronen auf. Der Mittelwert des Verhältnisses der Spurmultiplizitäten für tiefinelastische Ereignisse mit einem führenden Proton und allen tiefinelastischen Ereignissen beträgt eins. In diesem Bereich ist die Multiplizität unabhängig davon, wieviel Energie das in Vorwärtsrichtung gestreute Proton fortträgt. Dieses läßt sich als Hinweis auf die Faktorisierbarkeit des γq–Vertex und des πp–Vertex deuten.

Mit der Erweiterung und dem Ausbau der Wechselwirkungszonen an den HERA–Experimenten in den Jahren 2000/01 wird eine Erhöhung der spezifischen Luminosität um einen Faktor 2 erwartet. Alle Stationen des FPS erhalten neue Faserhodoskopdetektoren, die eine deutlich erhöhte Nachweiswahrscheinlichkeit aufweisen. Ein Prototyp, der bereits im Jahr 2000 betrieben wurde, wies Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Faserhodoskope von mehr als 80 % auf. Weiter werden im zentralen und im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors modifizierte und verbesserte Silizium–Vertex–Detektoren installiert. Mit Hilfe dieser Detektorkomponenten ließe sich eine genauere Impulsrekonstruktion des gestreuten Protons durchführen und infolgedessen eine Verbesserung des systematischen Fehlers in der Energiemessung erreichen.

Eine Erweiterung des Meßbereiches zu größeren Werten von $\beta > 0.2$ erlaubt einen direkten Vergleich der gemessenen Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ mit den Meßdaten aus Pion–Proton–Streuexperimenten, die die Pionstruktur untersucht haben. Dabei wäre die Abhängigkeit der Funktion von $\log Q^2$ von Bedeutung, die Hinweise dazu liefern kann, ob das ausgetauschte farblose Objekt einen Valenzquark–Anteil besitzt oder eher eine gluondominierte Struktur aufweist.

Mit Hilfe der 1997 eingebauten zusätzlichen horizontalen Stationen, die Messungen in einem Bereich von $z > 0.95$ erlauben, lassen sich schließlich diffraktive Austauschmechanismen unter direktem Nachweis des gestreuten Protons studieren. Damit ist der Übergang zwischen Pion–, f_2–und Pomeronaustausch meßbar. Analysen der Daten aus dem Jahr 1999 und 2000 werden unter anderem die diffraktive ρ–Vektormesonproduktion, eine Messung des t–Spektrums sowie eine Erweiterung der vorliegenden $F_2^{LP(3)}$–Messung auf den diffraktiven Bereich $z > 0.95$ umfassen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Alt77] G. ALTARELLI, G. PARISI
Asymptotic Freedom in Parton Language.
Nucl. Phys. B 126 (1977) 298

[Arn90] R. A. ARNDT, Z. LI, L. D. ROPER, R. L. WORKMAN
Determination of the πNN coupling constant from elastic pion–nucleon scattering data.
Phys. Rev. Lett. 652 (1990) 157–158

[Arn94] R. A. ARNDT, R. L. WORKMAN, M. M. PAVAN
Pion–nucleon partial–wave analysis with fixed–t dispersion relation constraints.
Phys. Rev. C49, 5 (1994) 2729–2734

[Bal78] YA. YA. BALITSKIĬ, L. N. LIPATOV
The Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics
Yad. Fiz. 28, (1978) 1597–1611,
Übersetzt in Sov. J. Nucl. Phys. 28, 6, 822–829

[BCD89] A. C. BENVENUTI ET AL.
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 (1989) 485

[Ben69] J. BENECKE ET AL.
Hypothesis of Limiting Fragmentation in High–Energy Collisions.
Phys. Rev. 188 (1969) 2159–2169

[Ber87] J. R. BERGERVOET, P. C. VAN CAMPEN, T. A. RIJKEN & J. J. DE SWART
Determination of the $pp\pi^0$ coupling constant and breaking of charge independence.
Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2255–2258

[Ber90] J. R. BERGERVOET ET AL.
Phase shift analysis of all proton–proton scattering data below $T_{lab} = 350$ MeV.
Phys. Rev. C41 (1990) 1435–1452

[Bjo69] J. D. BJORKEN
Asymptotic Sum Rules At Infinite Momentum.
Phys. Rev. 179 (1969) 1547–1553

[Bjo69b] J. D. BJORKEN, E. A. PASCHOS
Inelastic Electron Proton and Gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon.
Phys. Rev. 185 (1969) 1975–1982

[Brei69] M. BREIDENBACH ET AL.
Observed Behaviour of Highly Inelastic Electron–Proton Scattering.
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935–939

[Buc95b] W. BUCHMÜLLER, A. HEBECKER
A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering.
Phys. Lett. B355 (1995) 573–578

[Cal69] C. G. CALLAN, JR. & D. J. GROSS
High–energy electroproduction and the constitution of the electric current.
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156–159

[Cas98] R. CASTIES
Erste Meßerfahrungen mit den horizontalen Stationen des Vorwärts–Proton–Spektrometers bei H1
Diplomarbeit Universität Hamburg (1998)

[Cho94] C. G. CALLAN, JR. & D. J. GROSS
Hypothesis of limiting fragmentation, revised for HERA

[Col85] J. C. COLLINS, D. E. SOPER AND G. STERMAN
Factorization For Short Distance Hadron–Hadron Scattering.
Nucl. Phys. B261 (1985) 104

[Cud93] J. R. CUDELL
Talk given at the International Conference on Elastic and Diffractive Scattering (5th Blois Workshop), Providence, RI, 8-12 Jun 1993.
Published in Providence Workshop 1993, 105-111, QCD162, B5 (1993)

[Datq97] R. WALLNY
Interner Bericht über den Status der rückwärtigen Driftkammer.
H1 Data Quality Meeting, 1997

[Del95] V. DEL DUCA
An introduction to the perturbative QCD pomeron and to jet physics at large rapidities.
DESY 95–023, 84 (1995)
Preprint DFTT 13/95, hep–ph/9503226

[Dok77] YU. DOKSHITZER
Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 73 (1977) 1216–1240
Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641–653

[Don92] A. DONNACHIE, P. LANDSHOFF
Total Cross Sections.
Nucl. Phys. B296 (1992) 227–232

[Emn96] M. R. ADAMS ET AL.
Proton and Deuteron Structure Functions in Muon Scattering at 470 GeV.
Phys. Rev. D54 (1996) 3006

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

[Eri95] T. E. O. ERICSON, B. LOISEAU, J. NILSSON & N. OLSSON
The πNN coupling from high precision np charge exchange.
Few Body Systems Suppl. 8 (1995), 254–258

[Fey69] R. P. FEYNMAN
Very High-Energy Collisions of Hadrons.
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415–1417

[Fey78] R. P. FEYNMAN
Expectations For Ultrahigh–Energy Interactions.
Proceedings, High Luminosity Proton-antiproton Collisions,
Berkeley 1978, 15–30.

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

[Gel64] M. GELL–MANN
A Schematic Model of Baryons and Mesons.
Phys. Lett. 8 (1964) 214–215

[Gla98] A. GLASHOV
Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA.
DESY–THESIS 1998–005

[Glü92] M. GLÜCK, E. REYA, A. VOGT
Pionic Parton Distributions.
Z. Phys. C53 (1992) 651–656

[Glü95] M. GLÜCK, E. REYA, A. VOGT
Pionic Parton Distributions.
Z. Phys. C67 (1995) 433

[Gol97] K. GOLEC-BIERNAT, J. KWIECINSKI AND A. SZCZUREK
Reggeon and pion contributions in semiexclusive diffractive processes at HERA.
Phys. Rev. D56 (1997) 3955

[Gor96] I. GORELOV, M. WEBER
Performance of the H1 lead/scintillating–fibre calorimeter.
H1–Note 1996 H1–06/96–483, 8

[Gog96a] N. GOGITIDZE
Interner Statusbericht über die Luminositätsmessung im Jahre 1996, H1–Kollaboration.
Persönliche Mitteilung.

[Gog96b] N. GOGITIDZE
Interner Bericht über die Luminositätsmessung im Jahr 1996 und deren Fehlerbestimmung, H1–Kollaboration.
Persönliche Mitteilung.

[Gou83] K. GOULIANOS
Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies.
Phys. Rep. 101 (1981) 169–219

[Gri72] V. N. GRIBOV, L. N. LIPATOV
Deep Inelastic ep–Scattering in Perturbation Theory.
Yad. Fiz. 15 (1972) 781-807
Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 438–450

[Gri72b] V. N. GRIBOV, L. N. LIPATOV
e^+e^- Pair Annihilation and Deep Inelastic ep–Scattering in Perturbation Theory.
Yad. Fiz. 15 (1972) 1218-1237
Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 675-684

[H1C93a] H1 CALORIMETER GROUP, B. ANDRIEU ET AL.
The H1 liquid argon calorimeter system.
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A336, 460–498

[H1C94] H1 COLLABORATION, T. AHMED ET AL.
Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA.
Nucl. Phys. B429 (1994) 477–502

[H1C95a] H1 COLLABORATION, T. AHMED ET AL.
A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$.
Nucl. Phys. B439 (1995) 471–502

[H1C95c] H1 COLLABORATION, T. AHMED ET AL.
First measurement of the deep–inelastic structure of proton diffraction.
Phys. Lett. B348 (1995) 681–696

[H1C96a] H1 COLLABORATION, I. ABT ET AL.
The H1 detector at HERA.
Nucl. Instrum. Meth. A3863 (1997) 10–347

[H1C96b] H1 COLLABORATION, S. AID ET AL.
Elastic electroproduction of ϱ and J/ψ mesons at large Q^2 at HERA.
Nucl. Phys. B468 (1996) 3–36

[H1C96c] H1 COLLABORATION, S. AID ET AL.
Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ mesons at HERA.
Nucl. Phys. B472 (1996) 3–31

[H1C96d] H1 COLLABORATION, S. AID ET AL.
A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HE-RA.
Nucl. Phys. B470 (1996) 3–40

[H1C98b] H1 COLLABORATION, C. ADLOFF ET AL.
Measurement of Leading Proton and Neutron Production in Deep Inelastic Scattering at HERA.
Eur. Phys. J. C6 (1999) 587–602

[H1C00a] H1 COLLABORATION, C. ADLOFF ET AL.
Deep–Inelastic Inclusive ep Scattering at Low x and a Determination of α_s.
Desy Report DESY-00-181 (2000) 68pp.
hep-ex/0012053
To be published in Eur. Phys. J C

[H1K93] H1 CALORIMETER GROUP, B. ANDRIEU ET AL.
The H1 Liquid Argon Calorimeter System.
Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 460–498

[H1S96] H1 SPACAL GROUP, R. D. APPUHN ET AL.
Performance of an electromagnetic lead/scintillating–fibre calorimeter for the H1 detector.
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A374 (1996) 149–156

[H1S97] H1 SPACAL GROUP, R. D. APPUHN ET AL.
The H1 lead/scintillating–fibre calorimeter.
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A386 (1997) 397–408

[H1SCM90] ROLF VAN STAA
A Slow Control System For The H1 Streamer Tube Detector.
Universität Hamburg (1990)

[H1SC92] S. GUENTHER, P. SKVARIL, J. STRACHOTA
Slow Control on H1 experiment at HERA.
H1–Internal Note H1–10/92–248

[H1SC96] A. RYBNICKI
DOOM - A Display Program for H1 Slow Control Data.
H1–Internal Note H1–12/95–465

[HER97] HERA STATUS BERICHT 1997
Interne Veröffentlichung.

[Hol94] H. HOLTMANN ET AL.
How to measure the pion structure function at HERA.
Phys. Lett. B338 (1994) 363–368

[Hol97] B. HOLZER, DESY
Persönliche Mitteilung 1996, 1997.

[Ing85] G. INGELMAN, P. E. SCHLEIN
Jet Structure in High Mass Diffractive Scattering.
Phys. Lett. B152 (1985) 256–260

[Ing93] G. INGELMAN
Partons and QCD Effects in the Pomeron.
DESY Report DESY–93–109 (1993)

[Ing96] G. 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

[Jan95] J. JANOTH, J. STIEWE & A. MEYER
An algorithm to calibrate the new H1 backward calorimeter SPACAL using the kinematic peak.
H1 Internal Note H1–11/95–464, 15

[Klo91] R. A. M. KLOMP, V. G. J. STOKS & J. J. DE SWART
Determination of the $NN\pi$ coupling constants in NN partial–wave analyses.
Phys. Rev. C44 (1991) 1258–1261

[Koc80] R. KOCH & E. PIETARINEN
Low–energy πN partial wave analysis.
Nucl. Phys. A336 (1980) 331–346

[Koe96] W. KOEPF, L. L. FRANKFURT & M. STRIKMAN
The nucleon's virtual meson cloud and deep inelastic lepton scattering.
Phys. Rev. D53 (1996) 2586–2598

[Kop96] B. KOPELIOVICH, B. POVH & I. POTASHNIKOVA
Deep–inelastic electroproduction of neutrons in the proton fragmentation region.
Z. Phys. C73 (1996) 125–131

[Kur76] E. A. KURAEV, L. N. LIPATOV & V. S. FADIN
Multiregge processes in the Yang–Mills theory.
Zh. Éksp. Teor. Fiz. 71 840–855
Übersetzt in Sov. Phys. JETP 44 (1976) 443–451

[Kur77] E. A. KURAEV, L. N. LIPATOV & V. S. FADIN
The Pomeranchuck singularity in nonabelian gauge theories.
Zh. Éksp. Teor. Fiz. 72 377–389,
Übersetzt in Sov. Phys. JETP 45 (1977) 199–204

[Kut71] J. KUTI, V. F. WEISSKOPF
Inelastic Lepton–Nucleon Scattering and Lepton Pair Production in the Relativistic Quark Parton Model.
Phys. Rev. D4 (1971) 3418

[Lan90] P. V. LANDSHOFF
Diffractive Processes.
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 12, (1990) 397–412

[Lan94] P. V. LANDSHOFF
The two pomerons. (1994)
hep–ph/9410250

[Lan96] P. V. LANDSHOFF
The soft pomeron.
Preprint DAMTP 96/48, 14, Cambridge (1996)
hep–ph/9605383

[Lev90] E. M. LEVIN, M. G. RYSKIN
High–Energy Hadron Collisions in QCD.
Phys. Rep. 189 (1990) 267–382

[Lev95] G. LEVMAN, K. FURUTANI
Virtual pion scattering at HERA.
DESY report DESY 95–142, 1995

[Lip76] L. N. LIPATOV
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
Diffraktive J/ψ–Produktion in Elektron–Proton–Stößen am Speicherring HERA.
Diplomarbeit Technische Universität Berlin, 87 S., unveröffentlicht.

[Lis97] B. LIST
Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons.
Dissertation Universität Hamburg
DESY Thesis DESY–H1TH–85 (1997)

[Low75] F. E. LOW
Model of the Bare Pomeron.
Phys. Rev. D12 (1975) 163–173

[Mah99] H. MAHLKE–KRÜGER
Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons.
Dissertation Universität Hamburg
DESY Thesis 2000–004 (2000) 1–156

[Mar94] A. D. MARTIN, W. J. STIRLING & R. G. ROBERTS
Parton Distributions for Low Q^2.
Phys. Rev. D51 (1995) 4756–4762

[Mar97] A. D. MARTIN, W. J. STIRLING & R. G. ROBERTS
Parton Distributions: A New Global Analysis.
Eur. Phys. J. C4 (1998) 463–496

[Mey96a] A. MEYER
Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC.
DESY Thesis, Internal Report, DESY FH1-97-01

[NMC95] NEW MUON COLLABORATION, M. ARNEODO ET AL.
Measurement of the Proton and Deuteron Structure Functions F_2^p and F_2^d.
Phys. Lett. B364 (1995) 107–115

[Nus76] S. NUSSINOV
Pertubative Recipe for Quark-Gluon Theories and some of its Applications.
Phys. Rev. D14 (1976) 246–257

[PDG98] PARTICLE DATA GROUP, C. CASO ET AL.
Review of Particle Physics.
Eur.Phys.J. C3 (1998) 1–794

[PDG00] PARTICLE DATA GROUP, D.E. GROOM ET AL.
Review of Particle Physics.
Eur.Phys.J. C15 (2000) 1–878

[Per82] D. H. PERKINS
Introduction to High–Energy Physics.
2nd Edition, Addison-Wesley, Reading, MA. (1982)

[Phi93] PHILIPS PHOTONIQUE
Datenblatt zum Photoelektronenvervielfacher XP 1911

Philips Photonique, Avenue Roger Roncier, B. P. 520-19106 Brive la Gaillarde, Cedex–France (1993)

[Prz97] M. PRZYBYCIEŃ, A. SZCZUREK & G. INGELMAN
Properties of HERA events fron DIS on pions in the proton.
Z. Phys. C74 (1997) 509–515

[Rel96] M. RELANO
Untersuchungen zum Untergrund bei H1–FPS Vorwärtsprotonspektrometer.
Interner Bericht, unveröffentlicht, 1996

[Reg59] T. REGGE
Introduction to Complex Orbital Momenta.
Nuovo Cim. 14 (1959) 951–976

[Reg60] T. REGGE
Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation.
Nuovo Cim. 18 (1960) 949–956

[Roß93] J. ROSSBACH, P. SCHMÜSER
Basic course on accelerator optics.
DESY Preprint Internal Report (1993) DESY M–93–03
Lectures given at the CERN Accelerator School.

[Sjö86] T. SJÖSTRAND
The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics – JETSET version 6.2.
Comput. Phys. Commun. 43 (1986) 367–379

[Sto93] V. STOCKS, R. TIMMERMANS, J. J. DE SWART
On the Pion–nucleon coupling constant.
Phys. Rev. C47 (1993) 512–520

[Sul72] J. D. SULLIVAN
One–Pion Exchange and Deep–Inelastic Electron–Nucleon Scattering.
Phys. Rev. D5 (1972) 1732–1737

[Szc97a] A. SZCZUREK, N. N. NIKOLAEV, J. SPETH
Leading Proton Spectrum from DIS at HERA.
Phys. Lett. B428 (1998) 383–390

[Tay69] R. E. TAYLOR
Proceedings of 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions.
Liverpool, 1969

[Tho83] A. W. THOMAS
A limit on the pionic component of the nucleon through SU (3) flavour breaking in the sea.
Phys. Lett. B126 (1993) 97–100

[Tim91] R. G. E. TIMMERMANS, TH. A. RIJKEN, J. J. DE SWART
Determination of the charged–pion coupling constant from data on the charge–exchange reaction $\bar{p}p \to \bar{n}n$.
Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 1074–1077

[UA888] UA8 COLLABORATION, R. BONINO ET AL.
Evidence for Transverse Jets in High Mass Diffraction.
Phys. Lett. B211 (1988) 239

[UA892] UA8 COLLABORATION, A. BRANDT ET AL.
Evidence for a Superhard Pomeron Structure.
Phys. Lett. B297 (1992) 417–424

[Wil95] T. WILKSEN
Untersuchungen am Prototypen des H1–Vorwärtsprotonspektrometers mit dem Triggerszintillatorsystem.
Diplomarbeit Univ. Hamburg (1995)

[Wit98c] C. WITTEK
Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines gestreuten Protons im H1–Vorwärtsprotonspektrometer
DESY–THESIS–1998–002 (1998)

[ZEU93a] ZEUS COLLABORATION, M. DERRICK ET AL.
Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA.
Phys. Lett. B315 (1993) 481–493

[ZEU93b] ZEUS COLLABORATION, M. DERRICK ET AL.
Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA.
Phys. Lett. B316 (1993) 412–426

[ZEU95a] ZEUS COLLABORATION, M. DERRICK ET AL.
Measurement of the cross section for the reaction $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ with the ZEUS detector at HERA.
Phys. Lett. B350 (1995) 120–134

[ZEU96a] ZEUS COLLABORATION, M. DERRICK ET AL.
Measurement of the proton structure function F_2 at low x and low Q^2 at HERA.
Z. Phys. C69 (1996) 607–620