Messung der Protonstrukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$ und $F_L(x, Q^2)$ bei HERA in radiativer *ep*–Streuung

Measurement of the Proton Structure Functions
$F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$
at HERA in Radiative *ep*–Scattering

Dem Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

von
Diplom-Physikerin Çiğdem İşsever
aus Mersin

Dezember 2000

für alexander

Danksagung

Zu allererst möchte ich meinem Doktorvater Herrn Prof. D. Wegener für die interessante Aufgabenstellung, seine Anregungen und sein stetes Interesse an der Analyse danken.

Herrn Prof. P. Buchholz danke ich herzlichst, daß er die Aufgabe des Koreferenten übernommen hat.

Herrn Dr. H.C. Schultz–Coulon möchte ich ganz besonders für seine intensive und sorgfältige Auseinandersetzung mit dem Manuskript und einigen meiner sprachlichen Stilblüten danken, wofür er sehr viel seiner Zeit investiert hat.

Herrn Dr. S. Levonian habe ich sehr viel zu verdanken. Seine Geduld, sich meinen bohrenden Fragen zu stellen und mir mit Rat und Tat beim Verständnis des Luminositätssystem zu helfen, haben einen großen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geliefert.

Herrn Dr. J. Gayler danke ich für seine sehr wertvollen Anregungen und die Diskussionen, die ich mit ihm ohne großes *TraRa* führen konnte.

Herrn Dr. D. Lueke danke ich für seine Bemühungen um die Computerplattform und die schnelle und effektive Produktion der MC für diese Arbeit, die mir sehr geholfen und zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben. Herrn Ch. Wissing, K. Wacker, D. Lueke, T. Finnern und R. Bornheim danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Betreuung der AIX–Computerplattform in Hamburg. An dieser Stelle möchte ich mich bei allen meinen Kollegen am Lehrstuhl, die mir Rechenkapazitäten freigehalten haben, bedanken. —die h1do3 gehört Euch wieder !!!! Danke!!!!

Ein ganz großes DANKE gebührt auch meinen Kollegen Christoph Wissing, Roman Poeschl, Jürgen Naumann, Rainer Stamen, Manfred Fleischer, Kerstin Borras, Jürgen Spiekermann, Guillermo Contreras, Hans–Christian Schultz–Coulon, Gerald Best, Victor Lenderman und Marion Hensel. Die freundschaftliche Atmosphäre, die gute Stimmung und der Zusammenhalt in der Gruppe zeichnen diese wertvollen Kollegen und den Lehrstuhl EV aus.

Meiner ehemaligen Arbeitsgruppe RACO danke ich für die Einführung in die Physik der radiativen Ereignisse, insbesondere Herrn Dr. M. Fleischer und Herrn Dr. L. Favart. Den Herren R. Stamen und V. Lenderman danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Meiner jetzigen Arbeitsgruppe ELAN danke ich für die freundliche Aufnahme in ihrer Mitte; Rainer Wallny und Doris Eckstein danke ich für ihre Hilfe und ihr offenes Ohr für meine Fragen zum ELAN–Analysecode und zur Kalibrierung des hadronischen Endzustandes.

Herrn Dr. H. Anlauf danke ich für sein Interesse an der Analyse, seine schnelle und unkomplizierte Art meine Fragen zur komplizierten Materie der Strahlungskorrekturen zu beantworten und ihre Berechnungen an die speziellen Bedingungen dieser Analyse anzupassen.

Dem Graduiertenkolleg "Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen" des Fachbereiches Physik der Universität Dortmund danke ich für die mir gewährte Unterstützung. Die Teilnahme an Schulen, Konferenzen und Arbeitstreffen wäre ohne das Graduiertenkolleg in dem Maße nicht möglich gewesen.

Der Studienstiftung des deutschen Volkes danke ich für die mir gewährte finanzielle Unterstützung, die Sommerakademien und die intensive Betreuung durch die Vertrauensdozenten.

Ganz herzlichst danke ich Hilde Härtel, Hella Kleinebenne, Antje Daum und Maren Högemeier, die immer ein offenes Ohr für meine Sorgen innerhalb und außerhalb der Physik hatten. Ohne sie wäre meine Doktorarbeitszeit um ein ganzes Stück trister und grauer gewesen.

Stefan Hurlig danke ich für seine Hilfe in letzter Minute, um meine Skripts zum Laufen zu bringen und Christoph Wissing danke ich für die Errettung meiner Ntuple. Das werde ich ihnen nie vergessen.

Den Aachener Kollegen im Büro gegenüber, Carlo Duprel und Markus Wobisch, danke ich für ihre Hilfe bei PAW–Kumac–Katastrophen und die nächtlichen Diskussion über meine Analyse, die Raumzeit, über Sinn und Sinnlosigkeit des Lebens und was sonst noch so anstand.

Den Freunden bei ZEUS danke ich für die Grillparties am Elbestrand und die Bridge–Abende.

Meiner Freundin Barbara danke ich für die Auszeit in Washington D.C. und ihre köstlich chaotische Art französisches Brot zu machen.

Schließlich möchte ich mich bei Mama und bei Papa für Ihr Verständnis und ihre Fürsorge bedanken. Meinem Bruder Selim danke ich für seine Unterstützung und Hilfe (und die Schokolade und die Mangos und die Salzgurken), und meiner kleinen Schwester Ahi danke für ihre Aufmunterungen, die Blumen, die Emails, die mir die Zeit während des Zusammenschreibens nicht so lang werden ließen.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter den Projektnummern 056DO57I und 056DO55P gefördert.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Die tiefinelastische Positron-Proton–Streuung

In der tiefinelastischen Streuung von Positronen[1] an Protonen wird die Struktur des Protons im H1–Experiment am DESY (Deutschen Elektronen-Synchrotron) in Hamburg erforscht. Hierzu werden in der Hadron-Elektron-Ringanlage HERA Positronen mit einer Energie von etwa 27.5 GeV mit 820 GeV Protonen[2] zur Kollision gebracht. Die Positronen wechselwirken über den Austausch von virtuellen Photonen oder schweren Vektorbosonen ($W^{\pm}, Z^0$) mit dem Proton. Dabei bricht das Proton in der Regel auf und es entsteht ein aus vielen Teilchen bestehender hadronischer Endzustand. Abbildung 1.1 zeigt die schematische Darstellung des Positron–Proton–Streuprozesses mit den entsprechenden Viererimpulsen der ein– und auslaufenden Teilchen:

$(k), (k')$	Viererimpuls des Positrons vor bzw. nach der Wechselwirkung,
(P)	Viererimpuls des einlaufenden Protons,
(P_H)	Viererimpuls des hadronischen Endzustandes X,
(q)	Viererimpulsübertrag des Positrons auf das Proton.

Handelt es sich bei den Austauschbosonen um elektrisch neutrale Photonen oder Z^0–Bosonen, so werden diese Ereignisse "Prozesse des ungeladenen Stromes" (NC–Ereignisse) genannt. In diesen Ereignissen ist das im Endzustand nachgewiesene Lepton geladen. Bei "Prozessen des geladenen Stromes" werden $W^{\pm}$–Bosonen ausgetauscht und das Lepton im Endzustand ist ein Neutrino. Die in dieser Arbeit vorgestellten Resultate basieren auf Messungen von Prozessen des ungeladenen Stromes, so daß sich die nachfolgenden Betrachtungen auf diese Prozesse von NC–Ereignissen beschränken.

Üblicherweise werden zur Beschreibung der Ereigniskinematik folgende lorentzinvariante Größen (unter Vernachlässigung der Teilchenmassen) verwendet [coo98]:

[1] Es werden in HERA ebenfalls Elektronen an Protonen gestreut. Bei den in dieser Arbeit analysierten Daten handelt es sich allerdings ausschließlich um Streuprozesse von Positronen an Protonen.

[2] Seit 1998 wird HERA mit 920 GeV Protonen betrieben.

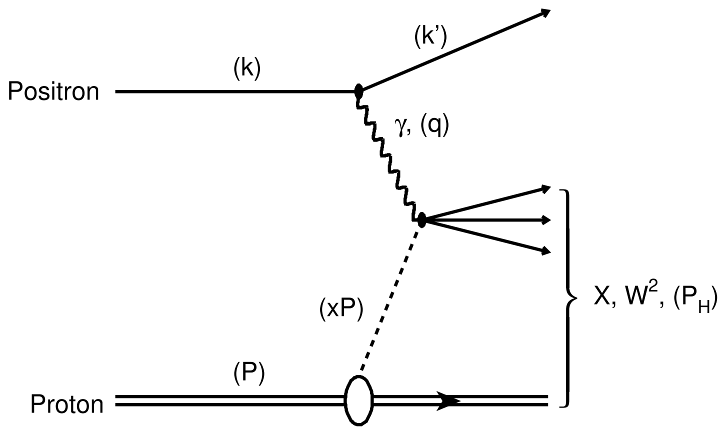

Abbildung 1.1: *Schematische Darstellung des Positron–Proton–Streuprozesses mit Photonaustausch(γ) und hadronischem Endzustand(X) mit invarianter Massse W. Die eingeklammerten Größen bezeichnen die Viererimpulse der ein– und auslaufenden Teilchen. q ist die Virtualität des ausgestauschten Photons.*

- das Quadrat des Impulsübertrages

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \,, \tag{1.1}$$

- die Bjorken Skalenvariable

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \;\; \text{mit} \;\; 0 < x < 1 \,, \tag{1.2}$$

- die Inelastizität

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \;\; \text{mit} \;\; 0 < y < 1 \,, \tag{1.3}$$

- das Quadrat der Schwerpunktsenergie

$$s = (p + k)^2 = 4\, E_0\, E_p \,, \tag{1.4}$$

- und die invariante Masse des hadronischen Endzustandes:

$$W^2 = (q + P)^2 = Q^2(\frac{1}{x} - 1) \,. \tag{1.5}$$

Dabei sind E_0 und E_p die Energie des einlaufenden Positrons bzw. des einlaufenden Protons im Laborsystem. Die Bjorken Skalenvariable x kann im Quarkpartonmodell (siehe Kapitel 1.2) als Impulsanteil des wechselwirkenden Quarks am Gesamtimpuls des Protons interpretiert werden. Die Inelastizität y ist im Ruhesystem des Protons der relative Energieübertrag des einlaufenden Positrons auf das Proton, und W die invariante Masse des hadronischen Endzustandes, bzw. die Schwerpunktsenergie des Systems aus Austauschboson und Proton. Die obigen kinematischen Größen sind nicht unabhängig voneinander und hängen über die Beziehung

$$Q^2 = s\,x\,y \tag{1.6}$$

zusammen.

1.1 Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen ep–Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Positron–Proton–Streuung (ep–Streuung) mit Photonaustausch[3] ist in Bornscher Näherung gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(y^2 x F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right) . \tag{1.7}$$

Mit den Wirkungsquerschnitten $\sigma_L(x,Q^2)$ und $\sigma_T(x,Q^2)$ für den Austausch von longitudinal und transversal polarisierten Photonen gilt für die Protonstrukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$

$$F_1(x,Q^2) = \frac{Q^2}{8x\pi^2\alpha}\sigma_T(x,Q^2) \tag{1.8}$$

$$F_2(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}(\sigma_T(x,Q^2) + \sigma_L(x,Q^2)) . \tag{1.9}$$

In diesem Zusammenhang ist es üblich die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ einzuführen:

$$F_L(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha}\sigma_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2) . \tag{1.10}$$

Der Wirkungsquerschnitt in Gleichung (1.7) läßt sich dann schreiben als

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right] F_2(x,Q^2) , \tag{1.11}$$

wobei R durch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_T gegeben ist:

$$R(x,Q^2) = \frac{\sigma_L(x,Q^2)}{\sigma_T(x,Q^2)} = \frac{F_L(x,Q^2)}{F_2(x,Q^2) - F_L(x,Q^2)} . \tag{1.12}$$

Die Protonstrukturfunktionen dienen zur Beschreibung der inneren Struktur des Protons. Ihre anschauliche Interpretation liefert das Quarkpartonmodell, das im nächsten Abschnitt näher erläutert wird.

[3] Effekte der schwachen Wechselwirkung sind in dieser Analyse vernachlässigt, da im Impulsbereich von $0.3 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2 \ll \mathrm{M}_\mathrm{W}^2, \mathrm{M}_\mathrm{Z}^2$ der Austausch von den schweren Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 stark unterdrückt ist [h1cc00].

1.2 Die Protonstrukturfunktionen im Quarkpartonmodell

Eine erste Interpretation der Resultate der tiefinelastischen Streuung von Leptonen an ruhenden Nukleonen lieferte das Quarkpartonmodell (QPM), dessen grundlegenden Ideen von Feynman [feyn72] und Bjorken [bjo66, bjo69, bjo69] stammen. Im QPM besteht das Proton aus freien, punktförmigen Spin-1/2 Partonen, an denen das Lepton elastisch streut. Des weiteren besitzen die Partonen im Rahmen dieses Modells keine transversale Impulskomponente relativ zur Protonflugrichtung. Die Partonen konnten später mit den von Gell–Mann [gel64] und Zweig [zwe64] postulierten Quarks identifiziert werden.
Der Gesamtwirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Positron–Proton–Streuung ist im QPM durch die Summe der Wirkungsquerschnitte elastischer Streuprozesse an den einzelnen Quarks gegeben.

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sum_i \int d\zeta q_i(\zeta) \frac{d^2\sigma(eq_i \to eq_i)}{dxdQ^2}\,, \tag{1.13}$$

wobei $q_i(\zeta)$ die Wahrscheinlichkeit ein Quark q_i der Sorte i mit Impulsbruchteil ζ im Proton zu finden angibt und über ζ integriert wird.
Für große Impulsüberträge Q^2 kann die Bjorkenskalenvariable x in Gleichung (1.2) unter Vernachlässigung der Quarkmassen als relativer Impulsbruchteil interpretiert werden:

$$\zeta \simeq \frac{Q^2}{2P\cdot q} = x\,. \tag{1.14}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Subprozeß lautet:

$$\frac{d^2\sigma_i(eq_i \to eq_i)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} e_i^2 \left[y^2 + 2(1-y)\right] \delta(x-\zeta)\,, \tag{1.15}$$

mit e_i^2 dem Ladungsquadrat des Quarks i in Einheiten der Elementarladung. Dieses eingesetzt in Gleichung (1.13) und der Vergleich mit Gleichung (1.7) ergeben für die Protonstrukturfunktionen im Quarkpartonmodell

$$F_2(x) = \sum_i^{N_{parton}} e_i^2 x q_i(x) \tag{1.16}$$

$$F_2(x) = 2x\, F_1(x) \tag{1.17}$$

mit N_{parton} der Anzahl der aktiven Quarksorten im Proton und $q_i(x)\,dx$ der Wahrscheinlichkeit für das Auffinden des Quark i mit einem Protonimpulsanteil aus dem Wertebereich $[x, x+dx]$.

Abbildung 1.2: *a) QPM: Kopplung eines Quarks an ein virtuelles Photon im Breitsystem b) QCD: Kopplung eines Quarks an ein virtuelles Photon und anschließender Gluonabstrahlung im Breitsystem.*

Die Äquivalenz von F_2 und $2x\,F_1$ resultiert hierbei aus dem Spin-1/2–Charakter der Partonen im QPM. Aufgrund der Helizitätserhaltung können masselose Spin–1/2 Teilchen nur an transversal polarisierte Photonen koppeln. Zur Erläuterung sei auf Abbildung 1.2a verwiesen, die die Streuung des virtuellen Photons am Quark im Breitsystem[4] darstellt. Um die Helizität zu erhalten muß, auf das Quark ein Spinbeitrag von ± 1 übertragen werden, was nur durch den Austausch transversal polarisierter Photonen geschehen kann. Die Beziehung in Gleichung (1.17) wird "Callan–Gross–Relation" genannt [cal69] und beinhaltet, daß im QPM die longitudinale Strukturfunktion F_L und die Größe R gleich Null sind (siehe Gleichungen (1.10),(1.12)). In Abschnitt 1.3 wird deutlich, daß sie im Rahmen der QCD nicht gilt. Der experimentelle Nachweis, daß die Quarks Spin–1/2 Teilchen sind, ist in [tay69] beschrieben.

Zusätzlich sagt das QPM die Skaleninvarianz der Strukturfunktionen voraus, das heißt ihre Unabhängigkeit von der Virtualität des ausgetauschten Photons Q^2 (vergleiche Gleichung (1.8) und (1.9)). Sie ist in der Annahme begründet, daß die Quarks punktförmig sind. Experimentell bestätigt werden konnte dies 1968 am SLAC in Stanford für mittlere x–Werte im Bereich 0.25 [pam68]. Auch diese Vorhersage des QPM ist, wie in Kapitel 1.3 diskutiert wird, später widerlegt worden.

1.3 Die Protonstrukturfunktionen in der QCD

Wie bereits angedeutet ist das QPM mit seiner Annahme punktförmiger Spin–1/2–Teilchen als alleinige wechselwirkungsfreie Konstituenten des Protons nicht in der Lage Effekte weiterführender Messungen zu beschreiben. Experimentell zeigt sich unter anderem, daß nur ca. 50% des Protonimpulses von den Quarks

[4] Im Breitsystem erfolgt kein Energieübertrag auf das Quark und es wird entgegengesetzt zu seiner Einlaufrichtung am Photon zurückgestreut.

getragen wird. Der fehlende Impulsbetrag wurde später den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, den Gluonen, zugesprochen.

Des weiteren wurde experimentell gefunden, daß die Skaleninvarianz der Strukturfunktionen verletzt ist. Die Strukturfunktionen hängen sowohl von x als auch von Q^2 ab. Abbildung 1.3 zeigt die gemessene Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ der H1–Kollaboration [h1f200] und der Experimente NMC [nmc95], BCDMS [bcd89, bcd87] und der SLAC Experimente [whi92] als Funktion von Q^2 für feste x–Werte. In dem Bereich $0.13 < x < 0.3$ ist die Skaleninvarianz der Strukturfunktion F_2 zu erkennen, wohingegen das Verhalten der Strukturfunktion für $x < 0.1$ nicht nur von x sondern auch von Q^2 abhängt. Ursache für die Skalenverletzung sind wie im Falle Protonimpulsdiskrepanz die Gluonen.

Die beobachteten Effekte können im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) interpretiert werden. Die QCD ist eine nicht-abelsche SU(3) Eichtheorie, die die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt und von folgenden Annahmen ausgeht:

- Die Quarks tragen Farbladung, von denen drei verschiedene existieren: rot, grün und blau.
- Die Quarks wechselwirken unter Austausch von einem der acht masselosen Gluonen miteinander.
- Die Gluonen sind ebenfalls Träger der Farbladung, so daß im Gegensatz zur Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) auch die Wechselwirkung zwischen den Austauschteilchen möglich ist. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen in der QCD ist die Manifestation ihres nicht-abelschen Charakters.
- Die Stärke der Wechselwirkung ist durch die Kopplungskonstante α_s gegeben.
- Nur farbneutrale Systeme können als freie Teilchen existieren; Einzelne Quarks und Glounen sind aufgrund ihrer Farbladung in den Hadronen eingesperrt (Confinement).

Der Zusammenhang zwischen der Kopplungsstärke α_s und der für den betrachteten Prozeß typischen Skala – für tiefinelastische Streuprozesse wird üblicherweise die Virtualität des Photons Q^2 als Skala gewählt – ist gegeben durch [nac86]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\log{(Q^2/\Lambda)}}\,. \tag{1.18}$$

Hierbei ist N_f die Anzahl der Quarksorten mit $m_{quark} < Q^2$ und Λ der Skalenparameter der QCD ($\Lambda \approx 200 - 300\,\mathrm{MeV}$). Für die Quarks bedeutet der Zusammenhang in Gleichung (1.18), daß mit anwachsender Skala Q^2 die Kopplungsstärke

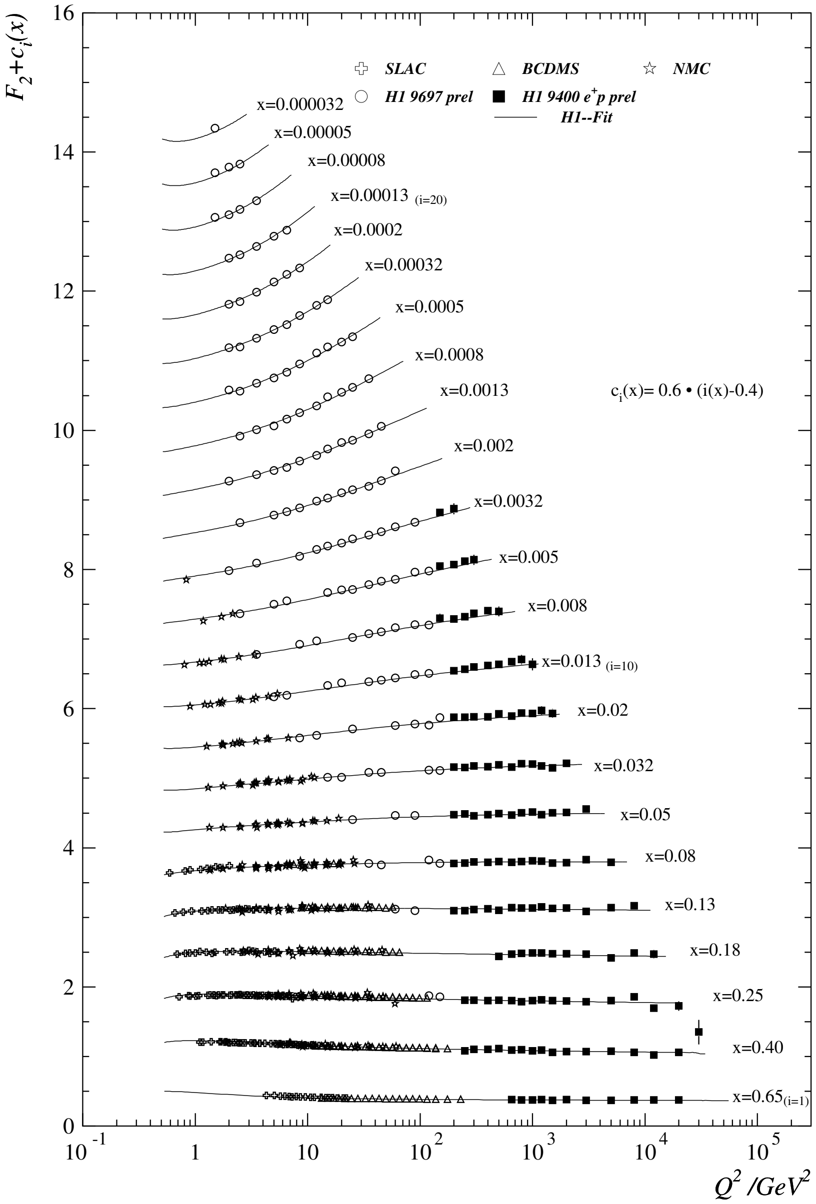

Abbildung 1.3: *Gezeigt ist die gemessene Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des H1–Experimentes und der Experimente NMC, BCDMS und der SLAC–Kollaboration als Funktion von Q^2 für verschiedene x. Eingezeichnet ist die QCD Anpassung der H1–Kollaboration an die Datenpunkte, H1–Fit [h1f200], die auf den DGLAP–Gleichungen der Ordnung α_s^2 (Next to Leading Order, NLO) basiert.*

kleiner wird. Aufgrund der Unschärferelation sind große Q^2 mit kleinen räumlichen bzw. zeitlichen Abständen korreliert, so daß große Skalen kleine Raum– bzw. Zeitabstände zwischen den im Proton betrachteten Prozessen implizieren.

Für den Grenzfall $Q^2 \rightarrow \infty$, das heißt für kleine Abstände, können Quarks in der QCD als wechselwirkungsfreie Teilchen betrachtet werden. Diese Eigenschaft der QCD wird asymptotische Freiheit genannt und erlaubt die Berechnung von Prozessen der starken Wechselwirkung mittels störungstheoretischer Methoden [rey69].

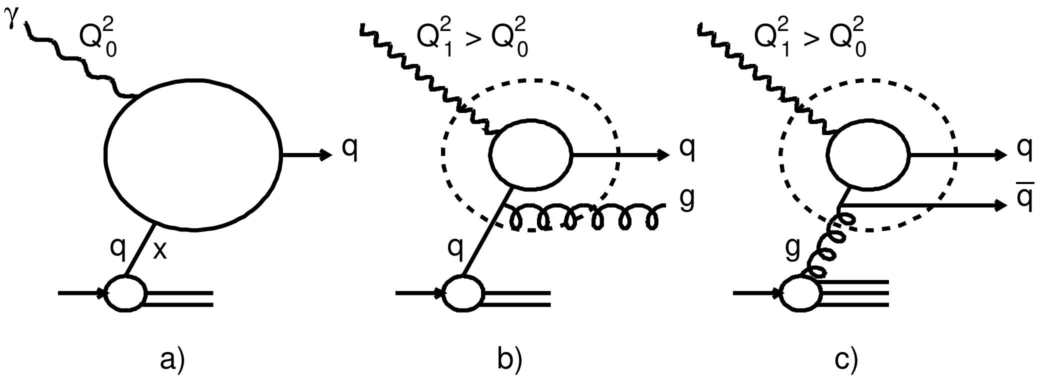

Abbildung 1.4: *Gezeigt ist die vom virtuellen Photon aufgelöste Struktur im Proton mit anwachsender Virtualität. Die Kreise in der Abbildung symbolisieren das Auflösungsvermögen des virtuellen Photons. Verfügt das ausgetauschte Photon über a) einen kleinen Impulsübertrag Q_0^2, kann seine Streuung effektiv als eine Streuung an einem Quark q mit dem Impulsanteil x angesehen werden. Für höhere Impulsüberträge $Q_1^2 > Q_0^2$, d.h. höheres Auslösungsvermögen, ist das Photon dann in der Lage Prozesse, die vor der Streuung mit dem Quark stattgefunden haben, aufzulösen. In Abbildung b) ist die Abstrahlung eines Gluons vor der Wechselwirkung und in c) die Quark–Antiquark–Produktion durch ein Gluon zu sehen.*

Aus den Annahmen der QCD ergibt sich für das Bild des Protons folgendes Szenario: Quarks wechselwirken im Proton unter Abstrahlung von Gluonen miteinander. Die abgestrahlten Gluonen erzeugen weitere Quark–Antiquark–Paare (Seequarks) oder zusätzliche Gluonen. Diese Gluonabstrahlungsprozesse führen dazu, daß das im QPM vorhergesagte Skalenverhalten der Strukturfunktionen verletzt wird. Abbildung 1.4 dient als Erläuterung dieses Sachverhaltes. Für eine gegebene Virtualität Q_0^2 besitzt das ausgetauschte Photon aufgrund der Unschärferelation eine vorgegebene Orts– bzw. Zeitauflösung. Bei gegebener Auflösung Q_0^2 ist man in der Lage ein Quark mit Impulsbruchteil x im Proton aufzulösen (siehe Abbildung 1.4a). Wird die Virtualität des Photons erhöht, dann ist es in der Lage kleinere Strukturen aufzulösen und "sieht", daß das Quark vor der Wechselwirkung z.B. ein Gluon abgestrahlt hat und somit einen kleineren Impulsbruchteil besitzt (siehe Abbildung 1.4b). Man erwartet folglich, daß mit anwachsender Virtualität Q^2 des Photons die Impulsverteilung der Partonen für kleine x ansteigen und für große x abfallen wird und somit gemäß (1.16) auch F_2.

Das dynamische Verhalten der Impulsverteilung der Partonen als Funktion von Q^2 in der Leading–Log–Approximation (LLA)[5] wird durch die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi–Gleichungen (DGLAP) beschrieben [alt77, gri72, dok77]:

$$\frac{\partial q_i(x,Q^2)}{\partial\, ln\, Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta}(q_i(\zeta,Q^2)P_{qq}(\frac{x}{\zeta}) + g(\zeta,Q^2)P_{qg}(\frac{x}{\zeta})) \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial\, ln\, Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta}(\sum_{i=1}^{N_f} q_i(\zeta,Q^2)P_{gq}(\frac{x}{\zeta}) + g(\zeta,Q^2)P_{gg}(\frac{x}{\zeta}))\,. \quad (1.20)$$

Die *Splitting*–Funktionen $P_{ij}(x/\zeta)$, sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Parton j mit dem Impulsanteil ζ in ein Parton i mit Impulsanteil x übergeht. Die Partonverteilungen q_i und g geben die Impulsverteilungen der Quarks und der Gluonen[6] als Funktion von Q^2 und x an. Die Entwicklung der Partonverteilungen ergibt sich nach Gleichung (1.19) und Gleichung (1.20) aus einer Faltung der Splitting–Funktionen mit den Quark– und Gluonverteilungen. Die Splittingfunktionen lassen sich Rahmen der QCD–Störungstheorie berechnen, wohingegen die genaue Form der Quark– und Gluonverteilungen im Proton nicht durch die pertubative QCD festgelegt ist. Die Form der Partonverteilungen muß mittels der Messung der Strukturfunktionen des Protons experimentell bestimmt werden. Hierzu werden die Partonverteilungen an einer bestimmten Startskala Q_0^2 als analytische Funktionen angesetzt und mit Hilfe der DGLAP–Entwicklungsgleichungen zu höheren Skalen $Q^2 > Q_0^2$ entwickelt und die Strukturfunktion an dieser Skala bestimmt. Die Anpassung der so berechneten Strukturfunktionen an die Daten erlaubt es die Form der Partonverteilung an der Startskala Q_0^2 festzulegen. Unter anderem kann auch aus der Skalenverletzung der Strukturfunktion F_2, die in der sukzessiven Abstrahlung von Gluonen, die ihrerseits wiederum neue Quark–Antiquark–Paare erzeugen, begründet ist, auch indirekt auf die Gluonverteilung im Proton geschlossen werden.

Die Annahmen der QCD haben des weiteren die Konsequenz, daß aufgrund der Wechselwirkung der Gluonen mit den Quarks F_L ungleich Null ist ($0 < F_L < F_2$). Die Gluon–Quark–Wechselwirkung bewirkt, daß das Quark zwischen dem Photonvertex und dem Gluonvertex in Abbildung 1.2b nicht mehr auf der Massenschale liegt und daß seine Masse gegenüber der Virtualität des Photons nicht mehr vernachlässigt werden kann. Somit ist es erlaubt, die Helizität am Photonvertex zu verletzen und das Quark kann nun im Gegensatz zum QPM an ein longitudinal polarisiertes Photon koppeln. Die QCD-Vorhersage für F_L [coo91] ist

$$F_L(x,Q^2) = \frac{\alpha(Q^2)}{4\pi}x^2\int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta^3}\left[\frac{16}{3}F_2(\zeta,Q^2) + 8\left(\sum_i e_i^2\right)\left(1-\frac{x}{\zeta}\right)g(\zeta,Q^2)\right] (1.21)$$

[5]In dieser Näherung werden alle Terme proportional zu $(\alpha_s \ln Q^2)^n$ in der Störungsreihe aufsummiert.

[6]Im nachfolgenden Quark– bzw. Gluonverteilungen genannt.

Für kleine x–Werte wird das Verhalten der longitudinalen Strukturfunktion durch die Gluondichte dominiert, weshalb die Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L bei kleinen x–Werten Aussagen letztendlich auch über die Gluonverteilung im Proton erlaubt. Der Vergleich der aus dem Skalenverhalten der Strukturfunktion F_2 ermittelten Gluonverteilung mit der aus der Messung der longitudinalen Strukturfunktion extrahierten Gluonverteilung ist ein wichtiger Konsistenztest der perturbativen QCD. Des weiteren kann die Protonstrukturfunktion F_2 nicht ohne Kenntnis der longitudinalen Strukturfunktion F_L gemessen werden, da nur der Wirkungsquerschnitt in Gleichung (1.11) eine experimentell direkt zugängliche Größe ist. An den HERA–Experimenten erfolgt die Extraktion der Strukturfunktion F_2 aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von störungstheoretischen Vorhersagen der QCD für F_L, deren theoretische Unsicherheiten für kleine x–Werte eine dominierende Fehlerquelle der F_2–Messung sind.

Der Wirkungsquerschnitt für $Q^2 \to 0$

Im kinematischen Bereich $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ findet der Übergang von der tiefinelastischen Streuung zur Photoproduktion mit $Q^2 \simeq 0$ statt. Die Anwendung störungstheoretischer Methoden der QCD ist nur oberhalb $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ möglich, da die starke Kopplungskonstante α_s in diesem Bereich klein ist und in der Störungsreihe höhere Ordnungen in α_s vernachlässigt werden können. Unterhalb von $Q^2 \simeq 1\,\mathrm{GeV}^2$ ist die starke Kopplungskonstante α_s groß und diese Region kann nur durch phänomenologische Modelle wie zum Beispiel der Regge–Theorie, einer Theorie für Hadron–Hadron–Wechselwirkung, beschrieben werden [col77].

Der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt wird durch Prozesse dominiert, in denen das Photon hadronische Struktur aufweist. Die hadronische Struktur des Photons, deren Quelle die Fluktuation des Photons in ein Quark–Antiquark–Paar ist, gewinnt dabei für kleiner werdende Virtualitäten immer mehr an Bedeutung, da das Photon für kleine Q^2 länger im hadronischen Zustand existieren kann. Erreicht die Zeitspanne der Fluktuation die Größenordnung der Dauer der Wechselwirkung, dann kann die Photon–Proton–Wechselwirkung als eine Hadron–Hadron–Streuung betrachtet werden. Photoproduktionsprozesse zeigen somit Ähnlichkeiten mit Hadron–Hadron–Streuungen und können somit im Rahmen der Regge–Theorie erklärt werden.

Die Strukturfunktionsmessungen sind im Bereich $Q^2 \sim 1\,\mathrm{GeV}^2$ von besonderem Interesse, da sie das Studium des Überganges vom perturbative beschreibbaren Regime zur, im Wesentlichen nur phänomenologisch verstandenen, Photoproduktion erlauben.

Verschiedene theoretische Ansätze sind zur Beschreibung dieses Übergangbereiches gemacht worden, von denen der wichtigste die Regge–Theorie ist. Sie basiert auf der Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen dem (hadronisierten) Photon und dem Proton durch den Austausch von farbneutralen Teilchen geschieht, die sich nur in ihrem Spin unterscheiden, ansonsten aber identische Quantenzahlen besitzen. Der Spin hängt für Zustände mit gleichen Quantenzahlen linear vom Massenquadrat, t, der ausgetauschten Teilchen ab. Die Gerade, die diesen Zusammenhang beschreibt, wird als Regge–Trajektorie und die Werte vom Massenquadrat, an denen ein ganz– oder halbzahliger Spin auftritt, werden als Regge–Pole bezeichnet.

Im Rahmen der Regge–Theorie kann nach Donnachie und Landshoff die Strukturfunktion F_2 wie folgt beschrieben werden:

$$F_2(x, Q^2) \sim A(Q^2)x^{-\epsilon} + B(Q^2)x^{\eta}\,, \tag{1.22}$$

wobei die Größen $\epsilon = 0.0808$ und $\eta = 0.4524$ [don92, don94] Parameter des Modells sind. Der zweite Term in Gleichung (1.22) entspricht dem Austausch eines Reggeons, d.h. von Mesonen ρ, ω, f etc.. Dieser Beitrag fällt mit ansteigender Schwerpunktsenergie des virtuellen Photon–Proton–Systems, $W \sim Q^2/x$, ab. Der erste Term in Gleichung (1.22) wird dem Austausch einer Trajektorie zugeordnet, deren hypothetische Teilchen die Quantenzahlen des Vakuums tragen – dem Pomeron. Dieser Beitrag steigt mit W an.

Das Modell von Donnachie und Landshoff beschreibt die Daten für $Q^2 \simeq 0$. Es ist jedoch nicht in der Lage den Übergang von der Photoproduktion in den Bereich der tiefinelastischen Streuung richtig wiederzugeben. Um eine bessere Beschreibung der Daten im gesamten Q^2–Bereich zu erhalten, ist der Ansatz von Donnachie und Landshoff von verschiedenen Arbeitsgruppen erweitert worden. In dieser Arbeit wird das Modell der Arbeitsgruppe Abramowicz, Levin, Levy und Maor (ALLM) [all91] verwendet. Die Grundidee der Erweiterung im ALLM–Modell ist die Annahme, daß der Parameter ϵ, der den Achsenabschnitt der Pomerontrajektorie bei $t = 0$ festlegt, von Q^2 abhängt. Die aktuellste Parametrisierung dieser Gruppe ist ALLM97 [all97] und durch Anpassung des Modells an alle bis 1997 zur Verfügung stehenden F_2–Daten sowie des gemessenen totalen pp– und Photoproduktionswirkungsquerschnittes festgelegt.

1.4 Radiative Prozesse

Gegenstand der Analyse der vorliegenden Arbeit sind Ereignisse, die zur Klasse der radiativen Prozesse – harte Bremsstrahlung – zählen. Harte Bremsstrahlungsereignisse besitzen im Endzustand ein abgestrahltes hochenergetisches[7] Photon. Die Graphen der radiativen Prozesse von der Leptonlinie in niedrigster Ordnung in α, die zum Wirkungsquerschnitt der harten Bremsstrahlung beitragen, sind in Abbildung 1.5 gezeigt. Die Inteferenz aus beiden Graphen trägt auch zum Wirkungsquerschnitt der harten Bremsstrahlung bei. Für den differentielle Wirkungsquerschnitt der harten Bremsstrahlung gilt der Zusammenhang [kwi91]:

[7] Photonenergien, die größer als die Detektorauflösung sind.

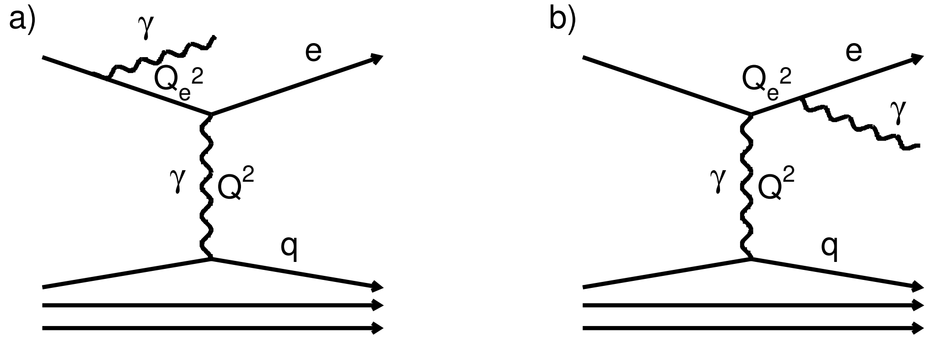

Abbildung 1.5: *Gezeigt sind die Graphen der radiativen Prozesse von der Leptonlinie in niedrigster Ordnung in α, die zum Wirkungsquerschnitt der harten Bremsstrahlung in Positron–Proton–Streuungen beitragen. Q^2 ist die Virtualität des Photons und Q_e^2 ist die Virtualität der intermediären Leptonlinie.*

$$\frac{d^5\sigma}{dxdyd^3k_\gamma} = \frac{M_1}{2k_\gamma \cdot k} + \frac{M_2}{2k_\gamma \cdot k'} + \frac{M_3}{Q^2}\,, \tag{1.23}$$

wobei k_γ, k und k' die Viererimpulse des abgestrahlten Photons, des einlaufenden und des auslaufenden Positrons angeben. Die Größen M_i hängen jeweils schwach von k_γ ab. Die drei Summanden in Gleichung (1.23) repräsentieren drei Pole im Phasenraum des abgestrahlten Photons, die man folgenden radiativen Prozessen zuordnen kann:

1. Der Beitrag $M_1/2k_\gamma \cdot k$ in Gleichung (1.23) dominiert den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit einer Photonabstrahlung kollinear zum einlaufenden Lepton (d.h. $Q_e^2 \sim 0$) und $Q^2 \neq 0$. Das Produkt der Vierervektoren im Nenner des ersten Summanden $k_\gamma \cdot k$ wird für kleine Abstrahlungswinkel zwischen dem Photon und dem einlaufenden Lepton sehr klein. Prozesse dieser Art werden im nachfolgenden als ISR–Prozesse (Initial State Radiation) bezeichnet (siehe Abbildung 1.5a).

2. Der Beitrag $M_2/2k_\gamma \cdot k'$ dominiert den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit Photonenabstrahlung parallel zum auslaufenden Lepton (d.h. $Q_e^2 \sim 0$) und $Q^2 \neq 0$. Das Produkt der Vierervektoren im Nenner des zweiten Summanden von Gleichung (1.23) wird für diese sogenannten FSR–Ereignisse (Final State Radiation) sehr klein (siehe Abbildung 1.5b).

3. Der dritte Beitrag M_3/Q^2 dominiert den Wirkungsquerschnitt der harten Photonabstrahlung für Ereignisse mit Virtualitäten $Q^2 \sim 0$. Er wird für große Massenquadrate $Q_e^2 > 0$ als Abstrahlung eines quasi-reellen Photons

von der Quarklinie mit einer anschließender Compton–Streuung am einlaufenden Lepton interpretiert (im folgenden als QED–Compton–Ereignisse bezeichnet). Für rein elektromagnetische Wechselwirkungen mit $Q_e^2 \approx 0$ rechnet man diese Art von Ereignissen dem Bethe–Heitler–Prozeß (BH) $e\,p \;\rightarrow\; e\,p\,\gamma$ zu. Reaktionen mit $Q_e^2 \approx 0$ und der Beteiligung der starken Kraft an der Wechselwirkung werden als radiative Photoproduktionsereignisse bezeichnet (siehe Abbildung 1.5a,b).

Von den oben erwähnten radiativen Prozessen ist der ISR–Prozeß von zentraler Bedeutung für diese Analyse, da er zur Messung der Strukturfunktion F_2 und F_L verwendet wird. Der BH–Prozeß hingegen bildet die wichtigste Untergrundquelle für ISR–Ereignisse; des weiteren dient er zur systematischen Untersuchung des Detektorsystems zum Nachweis abgestrahlter Photonen (Kapitel 2.2.1.6).

1.4.1 Der ISR–Prozeß

Die Abstrahlung eines Photons von der Leptonlinie in tiefinelastischer Positron–Proton–Streuung erfolgt nach [mo69] hauptsächlich unter kleinen Öffnungswinkeln in Bezug auf die Flugrichtung des Leptons. Es gilt:

$$\langle\theta_\gamma\rangle = \sqrt{(\frac{m_e}{E_0})}\,. \tag{1.24}$$

Aus Gleichung (1.24) folgt für HERA–Bedingungen mit $E_0 \sim 27.5\,\mathrm{GeV}$ für den Abstrahlungswinkel des Photons $\theta_\gamma \approx 0.5\,\mathrm{mrad}$. Es ist somit berechtigt, Ereignisse, in denen das abgestrahlte Photon im Experiment kollinear zum einlaufenden Positron nachgewiesen wird, als eine Abstrahlung des Photons vom einlaufenden Positron zu interpretieren, so daß die nachfolgende tiefinelastische Positron–Proton–Streuung bei einer verringerten Schwerpunktsenergie stattfindet:

$$s_{\mathit{eff}} = z \cdot s\,. \tag{1.25}$$

Der Parameter

$$z = \frac{E_0 - E_\gamma}{E_0} \text{ mit } 0 < z < 1 \tag{1.26}$$

gibt hierbei den relativen Energieverlust des einlaufenden Positrons an. Zu betonen ist, daß diese Interpretation nur im Grenzfall kleiner Photonabstrahlungswinkel Sinn macht. Für große Öffnungswinkel ist es falsch, das im Experiment nachgewiesene Photon der ein– bzw. auslaufenden Leptonlinie zuordnen zu wollen. Der Wirkungsquerschnitt für ISR–Ereignisse, d.h. der ep–Wirkungsquerschnitt in NLO α, ergibt sich aus dem Integral

$$\frac{d^2\sigma^{ISR}_{Born}}{dx\,dQ^2} = \int_0^{z_{\max}} \frac{d^3\sigma^{ISR}_{Born}}{dx\,dQ^2\,dz}dz \tag{1.27}$$

mit dem dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt nach [kra92]

$$\frac{d^3\sigma^{ISR}_{Born}}{dxdQ^2dz} = \alpha^3 P(z)\frac{1+(1-y)^2}{xQ^4}\left[\frac{1+\epsilon R}{1+R}\right] F_2(x,Q^2)\,. \tag{1.28}$$

Die Funktion $P(z)$ ergibt sich dabei zu

$$P(z) = \frac{1+z^2}{1-z}\ln\left(\frac{E_0^2\theta_a^2}{m_e^2}\right) - \frac{z}{1-z} \tag{1.29}$$

und der Parameter ϵ läßt sich gemäß

$$\epsilon = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \tag{1.30}$$

berechnen. Die Größen m_e und θ_a in Gleichung (1.29) sind jeweils die Positronmasse und die obere Grenze der Integration über den Photonabstrahlungswinkel.

1.4.2 Strahlungskorrekturen für ISR–Ereignisse

Die zur Zeit verfügbaren MC–Generatoren enthalten keine Strahlungskorrekturen für die tiefinelastische Lepton-Proton–Streuung mit harter Bremsstrahlung. Es existieren jedoch analytische Berechnungen der Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ für Prozesse mit Photonabstrahlung kollinear zum einlaufenden Lepton [anl97, anl98, anl99], die die speziellen Randbedingungen dieser Analyse berücksichtigen.

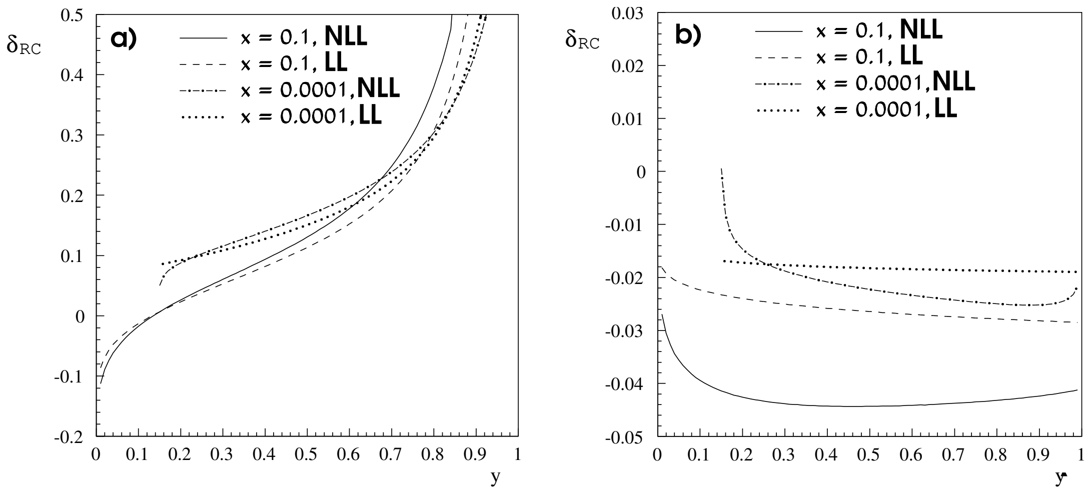

Abbildung 1.6: *Strahlungskorrekturen δ_{RC} für a) die Elektronmethode b) für die Σ–Methode in der leading– und next–to–leading–log Approximation für E_γ =* 5 GeV *[anl98].*

Abbildung 1.6 zeigt die Strahlungskorrekturen δ_{RC} der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ zum Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma^{ISR}_{Born}}{dxdQ^2dz}$:

$$\delta_{RC} = \frac{d^3\sigma^{ISR}}{d^3\sigma^{ISR}_{Born}} - 1\,. \tag{1.31}$$

Die Korrekturen hängen stark von der Rekonstruktionsmethode der kinematischen Größen ab (siehe Kapitel 1.5). Für die Σ–Methode belaufen sich die Korrekturen auf vier bis fünf Prozent (Abbildung 1.6b), während die Elektronmethode eine deutlich stärkere Abhängigkeit von bis zu 50% (Abbildung 1.6a) zeigt.

1.4.3 Der Bethe–Heitler–Prozeß

Die Luminositätsmessung und die Untersuchung der Detektoren des Luminositätssystems beim H1–Experiment geschieht mit BH–Ereignissen [bet34]. Der Bethe–Heitler–Prozeß zeichnet sich besonders durch seinen hohen Wirkungsquerschnitt und dadurch aus, daß letzterer im Rahmen der QED theoretisch mit einer Genauigkeit von $\sim 1\%$ bekannt ist. Des weiteren ermöglicht die charakterische Signatur von BH–Ereignissen eine einfache Identifizierung des Prozesses:

- Das Positron und das Photon im Endzustand verlassen den Wechselwirkungspunkt unter sehr kleinen Winkel relativ zur Richtung des einlaufen Positrons

$$\langle\theta_\gamma\rangle \sim \frac{m_e}{E_0} \tag{1.32}$$

$$\langle\theta_e\rangle \sim \frac{m_e}{E_e}\,; \tag{1.33}$$

  typische Werte für Leptonenergien bei HERA ergeben $\langle\theta_\gamma\rangle \approx 19\,\mu$rad.

- Für die Energien der Endzustandsteilchen gilt aufgrund des zu vernachlässigenden Impulsübertrages auf das Proton $E_0 = E_\gamma + E_e$.

Der Wirkungsquerschnitt für BH–Ereignisse im ultrarelativistischen Grenzfall, ist unter der Annahme eines spinlosen, punktförmigen Protons der Energie E_p gegeben durch

$$\frac{d\sigma_{BH}}{d\xi} = \frac{16\alpha^3}{3m_e^2}\frac{1}{\xi}(1-\xi+\frac{3}{4}\xi^2)[\ln\frac{4E_0E_p(1-\xi)}{m_em_p\xi} - \frac{1}{2}]\,, \tag{1.34}$$

wobei E_0 die Energie der einlaufenden Leptonen, $\xi = \frac{E_\gamma}{E_0}$ und m_e, m_p die Lepton– bzw. Protonmasse ist [kot88].

Obige Gleichung gilt nur unter der Annahme, daß die Ladungsverteilung der Protonen und Leptonen der gespeicherten Strahlen räumlich nicht begrenzt ist.

Im Falle der HERA–Maschine ist die Ladungsverteilung der Protonen und der Leptonen dagegen durch die endliche Ausdehnung des Strahls begrenzt. Berechnungen des BH–Wirkungsquerschnittes mit der Randbedingung einer räumlich begrenzten Ladungsverteilung führen zu Korrekturen des Wirkungsquerschnittes in Gleichung (1.34) in der Größenordnung von bis 20% in Abhängigkeit von der Photonenergie und es ergibt sich [kot88]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{BHC}}{d\xi} &= \frac{d\sigma_{BH}}{d\xi} - \frac{16\alpha^3}{3m_e^2}\frac{1}{\xi}\left\{(1-\xi+\frac{3}{4}\xi^2)\cdot[\ln(A\frac{1-\xi}{\xi}(1+\frac{a_y}{a_x})) - \frac{C+1}{2}]\right. \\ &\left. -\frac{13}{12}(1-\xi)-\frac{3}{4}\xi^2\right\}. \end{aligned} \tag{1.35}$$

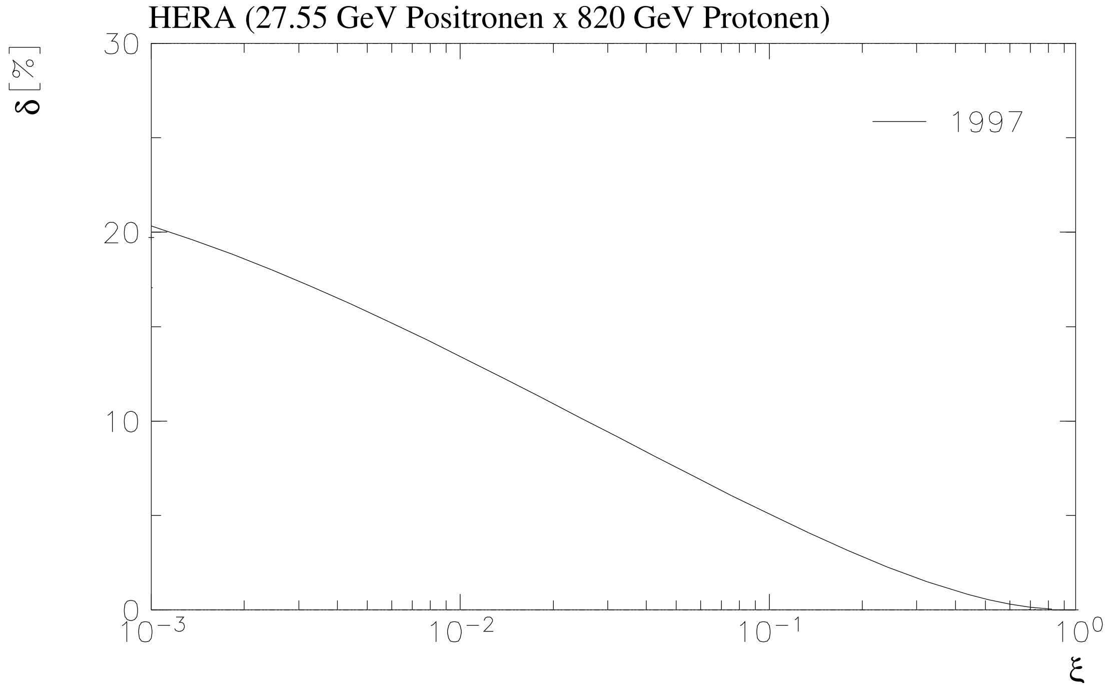

Abbildung 1.7: *Korrektur δ aufgrund der Strahlausdehnung zum BH–Wirkungsquerschnitt in Gleichung (1.34) für Stahlbedingungen des Jahres 1997 [ser98].*

Die Größe C ist eine Konstante mit dem Wert $C = 0.577$. Die Parameter a_x, a_y und A hängen von der Dispersion des Lepton– (σ_{lx},σ_{ly}) und des Protonstrahles ((σ_{px},σ_{py}) in x und y ab.

$$a_x^2 = \sigma_{lx}^2 + \sigma_{px}^2 \tag{1.36}$$

$$a_y^2 = \sigma_{ly}^2 + \sigma_{py}^2 \tag{1.37}$$

$$A = \frac{2\sqrt{2}E_0E_p}{m_e^2 m_p a_y}. \tag{1.38}$$

Die typische Strahlausdehnung bei HERA [kot88] (1997:$\sigma_{lx} = 0.29\,\mathrm{mm}$, $\sigma_{ly} = 0.065\,\mathrm{mm}$ und $\sigma_{px} = 0.29\,\mathrm{mm}$, $\sigma_{py} = 0.077\,\mathrm{mm}$) führt zu den in Abbildung 1.7 angegeben Korrekturen zum BH–Wirkungsquerschnitt in Gleichung (1.34) als Funktion der relativen Photonenergie ξ. Sie sind für kleine Energien der abgestrahlten Photonen nicht vernachlässigbar und erreichen Werte bis zu 20%.

1.5 Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Der H1–Detektor (siehe Kapitel 2) ist in der Lage die Energie und den Streuwinkel sowohl des gestreuten Leptons als auch des hadronischen Endzustandes zu messen. Durch die Kombination von zwei dieser vier Meßgrößen bei vorgegebener Schwerpunktsenergie ist die Bestimmung der Kinematik des betrachteten Ereignisses möglich. Die Messung der Energie E_γ des abgestrahlten Photons im Luminositätssystem des H1–Detektors erlaubt die Bestimmung der Schwerpunktsenergie von ISR–Ereignissen. Nachfolgend werden die für diese Analyse relevanten Rekonstruktionsmethoden beschrieben: Die Elektron–, die Jacquet–Blondel (JB) und die Σ–Methode, die sich aus der JB–Methode ableitet.

Die Elektron–Methode

Bei Ereignissen des ungeladenen Stromes ist es möglich, über die Messung der Energie des gestreuten Leptons E_e und seines Streuwinkels θ_e die lorenzinvarianten Größen

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_0 - E_\gamma} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \,, \tag{1.39}$$

$$Q_e^2 = 4(E_0 - E_\gamma) E_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \,, \tag{1.40}$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s_{\mathit{eff}}\; y_e} \tag{1.41}$$

zu bestimmen. Die relative Auflösung für y_e ergibt sich zu [bas95]:

$$\frac{\delta\, y_e}{y_e} = \frac{1 - y_e}{y_e} \left(\frac{\delta\, E_e}{E_e} \oplus \frac{\delta\, \theta_e}{\tan \theta_e / 2} \right) . \tag{1.42}$$

Sie ist für große Inelasitizitäten ($y_e > 0.2$) sehr gut und verschlechtert sich aufgrund der $1/y_e$ Abhängigkeit für kleine Inelastizitäten.

Die JB–Methode

Die JB–Methode [jac79] verwendet ausschließlich die Größen des hadronischen Endzustandes zur Bestimmung der Kinematik des betrachteten Streuprozesses: die transversale Impulskomponente, p_T^H, und die longitudinale Impulsbalance, Σ_H, des hadronischen Endzustandes:

$$\sum_H = \sum_h E_h - p_{z,h} \tag{1.43}$$

$$(p_T^H)^2 = \sum_h (p_{x,h}^2 + p_{y,h}^2)\,. \tag{1.44}$$

Hier geben E_h und $p_{x,h}, p_{y,h}, p_{z,h}$ die Energie und die einzelnen Impulskomponenten in x,y und z–Richtung eines Teilchens des hadronischen Endzustandes an. Die Summen in Gleichung (1.43) und in Gleichung (1.44) laufen über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Es gilt:

$$y_{JB} = \frac{\Sigma_H}{2E_0} \tag{1.45}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(p_T^H)^2}{1 - y_{JB}} \tag{1.46}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s\, y_{JB}} \tag{1.47}$$

Die *JB*–Methode berücksichtigt keine Photonabstrahlung und ist nicht für die Rekonstruktion der Kinematik von ISR–Ereignissen geeignet. Ihre Verwendung findet sie im Wesentlichen bei der Bestimmung der Kinematik von Ereignissen des geladenen Stromes, da sie ohne Leptongrößen auskommt.

Die Σ–Methode

Die Σ–Methode [bas95] ist eine Weiterentwicklung der *JB*–Methode, die für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik, neben den Meßgrößen des hadronischen Endzustandes auch Größen des gestreuten Leptons verwendet – die longitudinale Impulsbalance , Σ_e, und die transversale Impulskomponente des gestreuten Leptons, p_T^e:

$$\Sigma_e = E_e(1 - \cos\theta_e) \tag{1.48}$$

$$(p_T^e)^2 = E_e^2 \sin^2\theta_e\,. \tag{1.49}$$

Damit gilt:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma_H}{\Sigma_H + \Sigma_e} \tag{1.50}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{(p^e_T)^2}{1 - y_\Sigma} \tag{1.51}$$

$$x_\Sigma = \frac{Q^2_\Sigma}{s_{eff} \cdot y_\Sigma} . \tag{1.52}$$

Der Nenner in Gleichung (1.45) wird durch den Ausdruck $(\Sigma_H + \Sigma_e)$ ersetzt, der aufgrund von Energie– und Impulserhaltung gleich der zweifachen Energie der in den tiefinelastischen Prozeß einlaufenden Leptonenergie ist. Durch diese Definition ist y_Σ auch bei einer gegebenfalls stattfindenden Abstrahlung eines Photons von der einlaufenden Leptonlinie in der Lage die richtige Kinematik zu rekonstruieren. Die relative Auflösung von y_Σ ist gegeben durch:

$$\frac{\delta y_\Sigma}{y_\Sigma} = (1 - y_\Sigma)(\frac{\delta\Sigma}{\Sigma} \oplus \frac{\delta E_e}{E_e} \oplus \frac{\delta\theta_e}{\tan\theta_e/2}) \tag{1.53}$$

Für kleine y–Werte divergiert die Auflösung im Gegensatz zur Elektron–Methode nicht, da sie keine $1/y_\Sigma$ Abhängigkeit besitzt.
Zur Bestimmung von Q^2_Σ wird der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes in Gleichung (1.46) durch den Transversalimpuls des gestreuten Leptons ersetzt. Hierbei geht man davon aus, daß der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Leptons vom Betrage her gleich sind: $(p^H_T)^2 = (p^e_T)^2$. Da die Energie des gestreuten Leptons mit einer höheren Genauigkeit bestimmt werden kann als die des hadronischen Endzustandes, erreicht man im Vergleich zur Methode von Jacquet und Blondel eine verbesserte Auflösung.

1.6 Die Zielsetzung der Arbeit

Die Messung der Strukturfunktionen des Protons sind von entscheidender Bedeutung für das Verständnis der Protons, da nur sie Informationen über die Quark– und Gluonverteilung liefern können, deren Entwicklung in Q^2 dann mit Hilfe der perturbativen QCD vorhergesagt werden. Die störungstheoretischen Methoden der QCD sind für kleine Skalen nicht mehr anwendbar und erzwingen im Übergangsbereich zur Photoproduktion die Anwendung von phänomenologischen Modellen, wie zum Beispiel der Regge–Theorie, zur Beschreibung der Daten. Obwohl die Daten durch diese Modelle gut beschrieben werden, ist die Situation unbefriedigend, da die Modelle nicht in der Lage sind, die Eigenschaften der zugrundeliegenden Prozesse vorherzusagen. Aus diesem Grund sind Strukturfunktionsmessungen im Übergangsbereich um $Q^2 \simeq 1\,\mathrm{GeV}^2$ von besonderem Interesse.
Der Übergangsbereich zur Photoproduktion kann aufgrund der aktuellen Detektorakzeptanz nicht mit nicht–radiativen Ereignissen erschlossen werden. Dagegen

erlauben ISR–Ereignisse, die, wegen der Abstrahlung des Photons im Anfangszustand, im Vergleich zu nicht radiativen ep–Ereignissen bei kleinen Q^2– und mittleren x–Werten stattfinden (siehe Abschnitt 1.5 und Abbildung 4.8), die Erfassung des Übergangsbereiches. Des weiteren bieten sie die Möglichkeit, für feste x–, Q^2–Werte über die Variation der Schwerpunktsenergie die longitudinale Strukturfunktion F_L zu messen (siehe Gleichung (1.11) und Kapitel 5). In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Vorstellung der Resultate der F_2–Messung und die erste experimentelle Umsetzung der von Favart et al. [fav96] vorgeschlagenen Methode zur Messung der longitudinalen Strukturfunktion mit ISR–Ereignissen.

Nach der Beschreibung des Experimentes, werden die Vorarbeiten zum Verständnis der Daten und die Datenselektion erläutert. Abschließend werden die Resultate der F_2– und F_L–Messung beschrieben.

Kapitel 2

Das Experiment

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten 11.16 pb^{-1} Daten wurden mit dem H1–Detektor im Datennahmejahr 1997 aufgezeichnet. Nach einer kurzen Beschreibung des HERA–Beschleunigers, werden die für die Analyse radiativer Ereignisse relevanten Subdetektorkomponenten beschrieben: das Flugzeitsystem (ToF) für die Messung des Wechselwirkungszeitpunktes, das Spurkammersystem zur Impulsmessung geladener Teilchen, das Liquid–Argon–Kalorimeter (LAr) zur Messung des hadronischen Endzustandes, das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal) zur Detektion des gestreuten Positrons und schließlich das Luminositätssystem, das die Luminositätsmessung und den Nachweis des ISR–Photons gewährleistet. Eine detaillierte Beschreibung des H1–Detektors findet sich in [h1d97].
Ein kurzer Überblick des H1–Trigger–System schließt sich an und das Kapitel wird durch die Beschreibung der verwendeten Monte Carlo Generatoren und Simulationsprogramme abgeschlossen.

2.1 Der Beschleuniger HERA

Die *Hadron-Elektron-Ringanlage* HERA am DESY in Hamburg ist weltweit der einzige Ringbeschleuniger, in dem Positronen an Protonen gestreut werden. Die Teilchen durchlaufen den 6.3 km langen Tunnel in getrennten Strahlröhren in entgegengesetzter Richtung und werden an zwei Wechselwirkungspunkten, um die jeweils die Detektoren ZEUS und H1 installiert sind, zur Kollision gebracht. 1997 wurde der Beschleuniger mit 27.57 GeV Positronen und 820 GeV Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\simeq 300$ GeV betrieben.
Die HERA Teilchenstrahlen sind in 220 Teilchenpakete (im nachfolgenden auch als Bunch bezeichnet) aufgeteilt. Die Proton– und Leptonpakete treffen an den Wechselwirkungspunkten alle 96 nsec aufeinander, was einer Durchkreuzungsrate (Bunchcrossingrate) von 10.4 MHz entspricht. In der Regel werden ca. 174 Teilchenpakete zur Kollision gebracht. Die restlichen Teilchenpakete besitzen entweder keinen Kollionspartner oder sind nicht gefüllt. Die nicht kollidierenden Teilchenpakete werden zum Abschätzen des strahlinduzierten Untergrundes verwendet. Diesen Untergrund bilden Ereignisse, in denen die Strahlteilchen mit Gasmolekülen im Strahlrohr oder mit den Wänden des Strahlrohres wechselwirken.

2.2 Das H1–Experiment

2.2.1 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor (Abbildung 2.1) wurde für eine optimale Energie– und Impulsmessung der Endzustandsteilchen der tiefinelastischen Streuung entwickelt. Er ist mit Ausnahme der vorwärtigen und rückwärtigen Region, an der die Strahlröhre den Detektor (in der Nähe von $\boxed{12}$ und $\boxed{13}$[1]) durchquert, hermetisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Da die Reaktionsprodukte des hadronischen Endzustandes aufgrund der sehr viel höheren Energie der Protonen vorwiegend in Protonrichtung gestreut werden, besitzt der H1–Detektor eine asymmetrische Geometrie mit einer höheren Segmentierung und einem massiverem Aufbau in z–Richtung. Das rechtshändige Koordinatensystem ist derart gewählt, daß die z–Achse in die Flugrichtung der Protonen, die sogenannte Vorwärtsrichtung, zeigt (siehe Abbildung 2.1). Im Nullpunkt des Koordinatensystems liegt der Wechselwirkungspunkt.

Um den Wechselwirkungspunkt befinden sich die Zentral– und Vorwärtsspurkammern, $\boxed{2\text{-}3}$. An diese Kammern schließen sich die Kalorimeter , $\boxed{4\text{-}5}$, $\boxed{12\text{-}13}$, an. Eine supraleitende Spule, $\boxed{6}$, erzeugt parallel zur Strahlachse ein Magnetfeld von 1.5 T. Das Flugzeitsystem besteht aus mehreren Szintillatorkomponenten, die entlang der Strahlachse installiert sind. Das instrumentierte Eisen, $\boxed{10}$, zur Rückführung des magnetischen Flußes, ergänzt das Kalorimeter, um nicht vollständig absorbierte Teilchen (z.B. Myonen) nachzuweisen. Das Luminositätssystem, das hinter dem Hauptdetektor entlang der Positronstrahlrohr installiert ist, und das Vorwärtsmyonsystem, $\boxed{11}$, vervollständigen den H1–Detektor.

2.2.1.1 Das Flugzeitsystem (ToF)

Das ToF–System besteht aus mehreren Szintillatorkomponenten, die senkrecht zur Strahlachse installiert sind: dem FToF bei z=+7.0 m, dem PToF bei z=+3.5 m, dem BToF bei z=-3.2 m und den Veto–Wänden bei z=-6.5 m und z=-8.1 m. Eine detaillierte Beschreibung des ToF–Systems findet man in [wis98, beg98, fla92]. Die HERA–Maschine misst für jedes Bunchcrossing den Zeitpunkt der Durchkreuzung und stellt diese Messung den Experimenten zur Verfügung. Das ToF–System dient zur Flugzeitmessung der Teilchen relativ zum Zeitpunkt des Bunchcrossings im Detektor.

Jede ToF–Komponente besitzt ein Wechselwirkungszeitfenster (IA), das derart gewählt ist, daß Teilchen, deren Ursprung am Wechselwirkungspunkt liegt, innerhalb dieses IA–Zeitfensters die Szintillatorkomponente erreichen. Strahlinduzierter Untergrund, der die ToF–Komponente außerhalb des IA–Zeitfensters

[1] Die Ziffern in $\boxed{}$ beziehen sich auf Abbildung 2.1

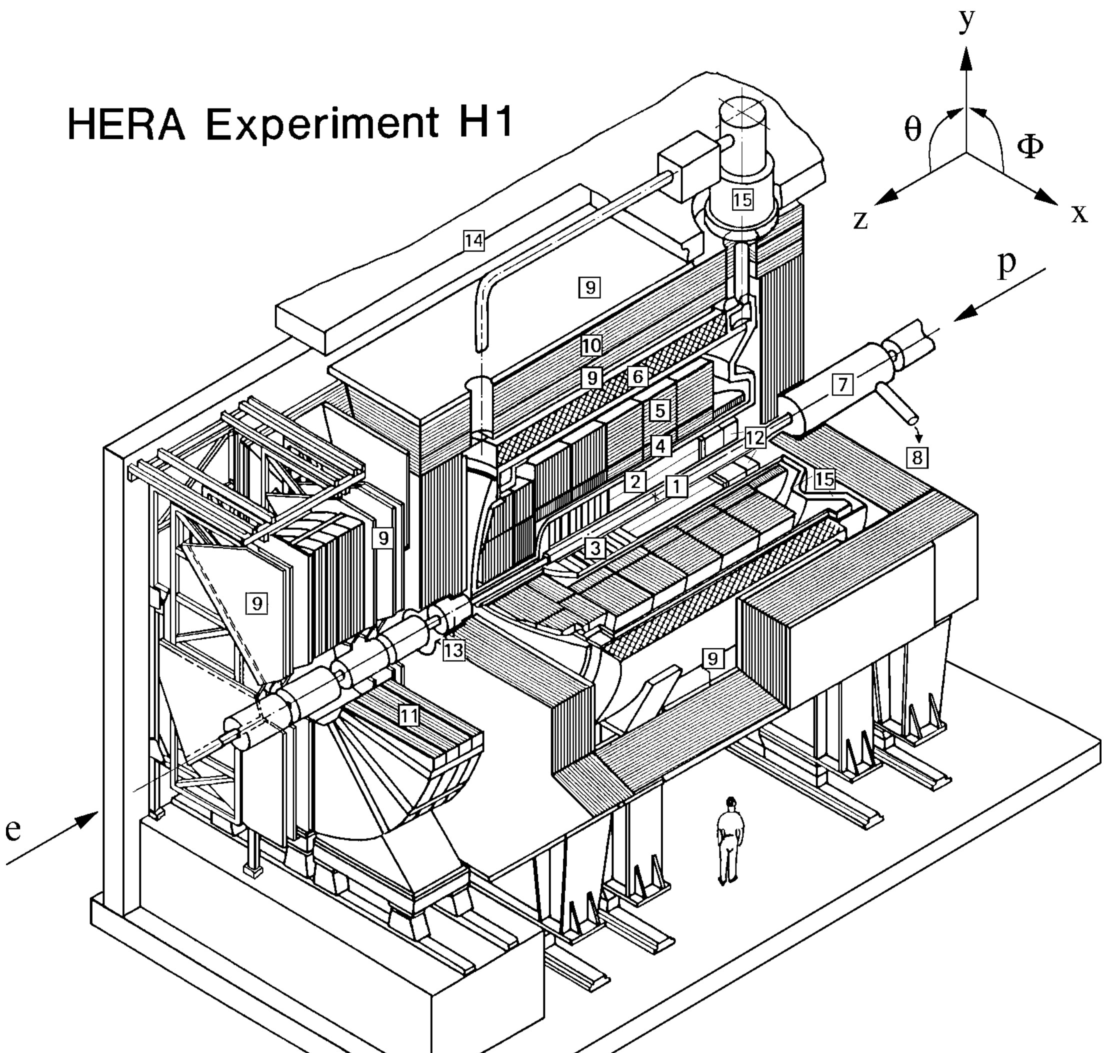

Abbildung 2.1: *3-D Ansicht des H1–Detektors. Die Ziffern in* ☐ *werden im Text erläutert.*

erreicht, kann mittels der Flugzeitmessung verworfen werden, was zu einer deutlichen Untergrundsreduktion führt.

2.2.1.2 Die Zentral– und Vorwärtsspurkammern

Das H1–Spurkammersystem dient zur Messung der Impulse geladener Teilchen im Magnetfeld mit einer Genauigkeit von $\sigma(\mathrm{p})/\mathrm{p}^2 \approx 3 \times 10^{-3}\,\mathrm{GeV}^{-1}$. Der Polarwinkel der Teilchenspuren kann bis zu einer Genauigkeit von $\sigma(\Theta) \approx 1\,\mathrm{mrad}$ gemessen werden. Des weiteren werden die rekonstruierten Teilchenspuren zur Bestimmung des Wechselwirkungsortes des Ereignisses, dem sogenannten Ereignisvertex, verwendet. Teilchenidentifikation ist außerdem mittels der Messung der spezifischen Ionisation dE/dx möglich.

Aufgrund der Asymmetrie zwischen den Positron– und Protonstrahlenergien besteht das Spurkammersystem aus zwei voneinander getrennten Komponenten, der Zentral– und der Vorwärtsspurkammer (siehe Abbildung 2.2). Sie überdecken jeweils den Bereich $25^\circ < \Theta < 155^\circ$ (Zentral–Spurkammer) und $7^\circ < \Theta < 25^\circ$ (Vorwärtsspurkammer). Dabei ist der Aufbau beider Komponenten auf die Impulsmessung in den entsprechenden Winkelbereichen optimiert.

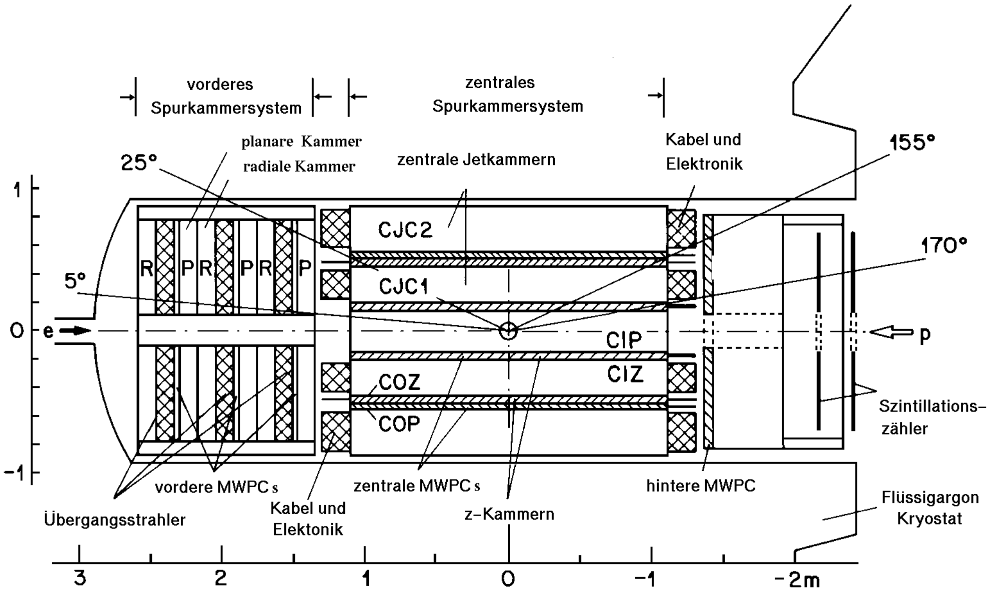

Abbildung 2.2: *Seitenansicht des H1 Spurkammersystems.*

Die zentralen Spurkammern

Die Spurrekonstruktion in der Zentralregion erfolgt mit der inneren und äußeren Driftkammer CJC1 und CJC2. Die Orientierung der Drähte ist parallel zur

Strahlachse. Um eine optimale Spurrekonstruktion zu ermöglichen, sind die Driftzellen um 30° relativ zur radialen Richtung verkippt. Die Ortsauflösung in r-Φ beträgt 170 μm. Mittels des Vergleiches der nachgewiesenen Ladung an den Enden der Signaldrähte ist eine Ortsauflösung von $\sigma(z) \approx 22.0$ mm in z möglich.

Zwei dünne Driftkammern, deren Signaldrähte senkrecht und deren Driftrichtung parallel zur Strahlachse verlaufen, komplettieren die Messung der Impulse geladener Teilchen und bestimmen die z–Koordinate mit einer Auflösung von 300 μm. Diese sogenannte zentrale innere (CIZ) und zentrale äußere (COZ) z–Kammer sind jeweils innerhalb und außerhalb der CJC1 montiert.

Die Vieldraht–Proportionalkammern CIP (inneres Modul) und COP (äußeres Modul) vervollständigen das zentrale Spurkammersystem. Sie liefern ein schnelles Zeitsignal, das in der Lage ist, zwei aufeinanderfolgende Bunchcrossings mit einem zeitlichen Abstand von 96 nsec aufzulösen. Kombinationen der Signale in CIP, COP und der Vorwärtsproportionalkammern (FWPC) dienen zum Triggern von Spuren, die vom Ereignisvertex stammen.

Vorwärtsspurkammern

Die Vorwärtsspurkammern bestehen aus drei identisch aufgebauten Supermodulen. Jedes Supermodul ist aus drei planaren Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer (FWPC), einem Übergangsstrahlungsdetektor zur Teilchenidentifikation und einer Driftkammer mit radial zur Strahlachse gespannten Drähten aufgebaut (siehe Abbildung 2.2).

In dieser Analyse wird das Vorwärtsspurkammersystem zusammen mit den Spurinformationen der zentralen Spurkammer zur Rekonstruktion des Ereignisvertex verwendet. Des weiteren dienen die Signale der FWPC zusammen mit denen von CIP und COP als schneller Trigger für Spuren, die zum Ereignisvertex zeigen.

2.2.1.3 Die rückwärtige Driftkammer (BDC)

Der Winkelbereich $153° < \Theta < 178°$ wird durch die rückwärtige Driftkammer, BDC (Backward Drift Chamber) abgedeckt [bar97, kat97, sch96]. Die BDC wird in dieser Analyse zur Messung des Polarwinkels des gestreuten Positrons benutzt. Sie erreicht eine Genauigkeit in der Winkelmessung von 0.5 mrad und besteht aus vier Doppellagen, die in jeweils acht Segmente unterteilt sind. Diese aufeinanderfolgenden Doppellagen sind gegeneinander um 11.24° verdreht. Die einzelnen Lagen sind zusätzlich um jeweils die maximale Driftlänge versetzt, um Rechts–Links–Ambiguitäten aufzulösen.

2.2.1.4 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Das Hauptkalorimeter des H1–Detektors ist ein feinsegmentiertes nicht kompensierendes Flüssig–Argon–Sampling–Kalorimeter (LAr–Kalorimeter). Es befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule, um eine hohe Identifikationseffizienz und präzise Energiemessung von Elektronen, Positronen und Teilchenbündeln (Jets) mit hoher Teilchendichte im LAr–Kalorimeter zu gewährleisten. Durch diesen Aufbau werden der Anteil an passiven Material vor dem Kalorimetervolumen, das Gewicht und die Ausmaße des Kalorimeters minimiert.

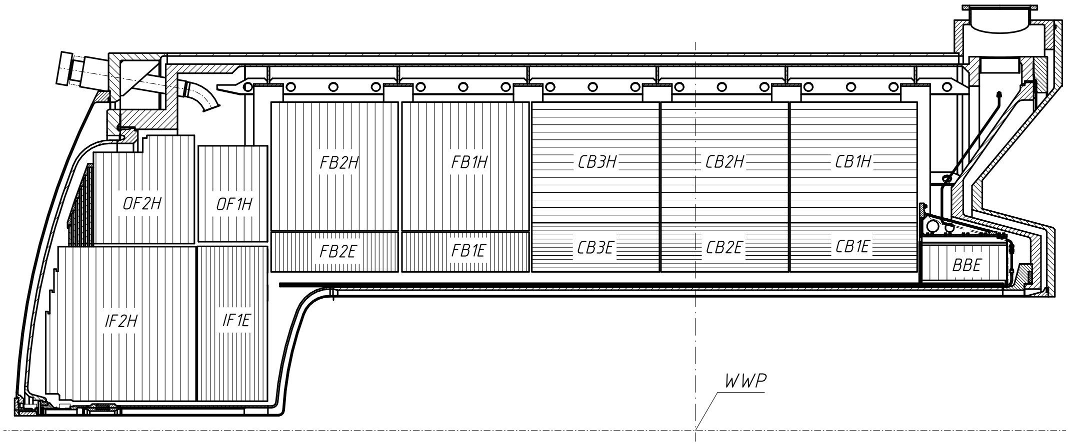

Abbildung 2.3: *Seitenansicht des LAr–Kalorimeters [h1c93]*

Das LAr–Kalorimeter überdeckt den Winkelbereich $4° < \Theta < 154°$ und besteht aus einem elektromagnetischen (EMC) und einem hadronischen (HAC) Teil mit jeweils Blei bzw. Stahl als Absorbermaterial und hat eine Gesamttiefe von $4.5\,\lambda$ bis $8\,\lambda$ Absorptionslängen . Es ist aus acht Rädern, die wiederum aus acht Oktanden aufgebaut sind, zusammengesetzt. Die Richtung der Absorberplatten ist so gewählt, daß vom Wechselwirkungspunkt einfallende Teilchen die Absorberplatten unter einem Winkel von mehr als 45 ° kreuzen. Abbildung 2.3 zeigt die Seitenansicht des LAr–Kalorimeters.

Das Eingangssignal der Energierekonstruktion des LAr–Kalorimeters ist die kalibrierte Ionisationsladung einer Auslesezelle. Das Rekonstruktionsprogramm ermittelt aus der gemessenen Ladung mittels der Kalibrationskonstanten c_{exp} die Energie auf der sogenannten elektromagnetischen Skala [bor92, bab94, bes96, nau98].

Aufgrund des nicht–kompensierenden Charakters des LAr–Kalorimeters ist das Signal von Hadronen um etwa 30% kleiner als das Signal von Positronen. Des weiteren variiert das Signalverhältnis von Hadronen zu Positronen mit der Einfallsenergie der Teilchen. Aus diesem Grunde muß für die Rekonstruktion der hadronischen Energie eine zusätzliche Korrektur auf der elektromagnetischen Skala zur Kompensation erfolgen. Die Kompensation des Kalorimeters wird durch Software–Gewichtungsverfahren, die die unterschiedlichen Eigenschaften der hadronischen und elektromagnetischen Schauer ausnutzen, erreicht [wel94, iss96, iss00].

Die Energieauflösung aus Teststahlmessungen ergibt sich für das elektromagnetische Kalorimeter zu $12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ und für das hadronische Kalorimeter zu $50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$.

2.2.1.5 Das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal)

Ein Blei–Szintillationskalorimeter (SpaCal) dient zur Energiemessung im Rückwärtsbereich des H1–Detektors. Eine detaillierte Beschreibung dieser Komponente befindet sich in [spa96a, spa96b, spa97, dir98]. Die Seitenansicht der elektromagnetischen und hadronischen Komponente des SpaCal ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

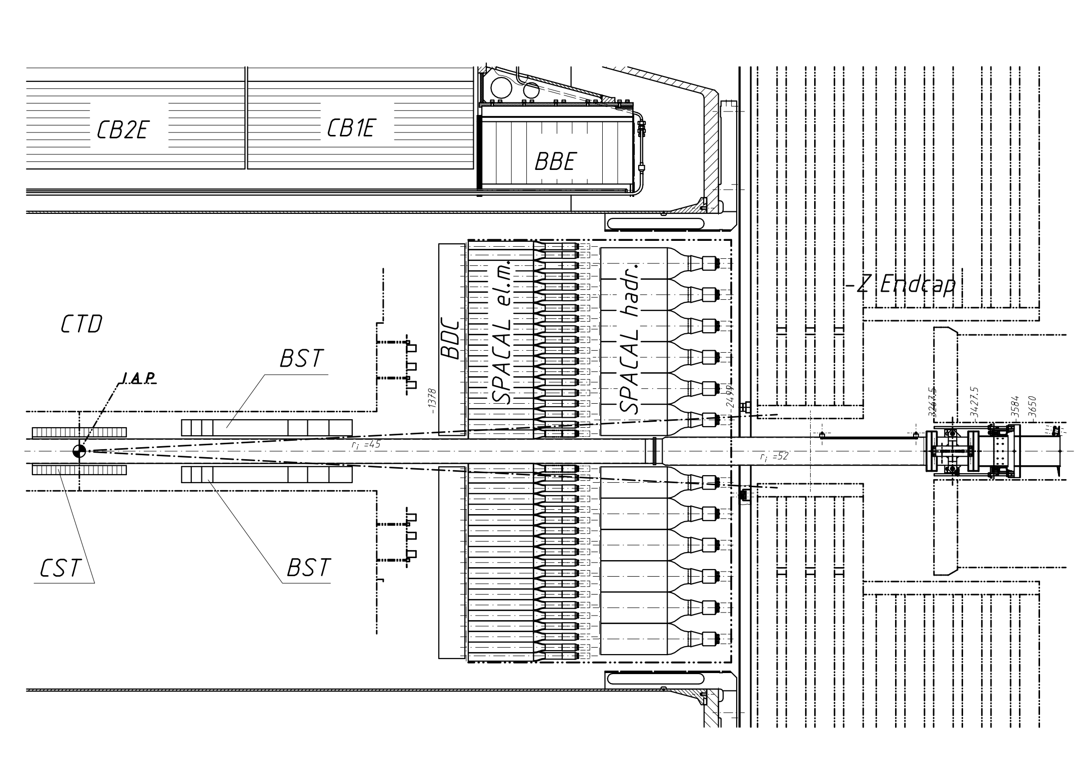

Abbildung 2.4: *Seitenansicht des SpaCal im Rückwärtsbereich des H1–Detektors.*

Beide Komponenten bestehen aus szintillierenden Fasern, die in eine Bleimatrix eingebettet sind, mit Faserdurchmessern von 0.5 mm für den elektromagnetischen und 1.0 mm für den hadronischen Teil.

Das elektromagnetische SpaCal verfügt über 1192 Auslesezellen mit einer jeweiligen Fläche von $40.5 \times 40.5\,\mathrm{mm}^2$. Die Zellausmaße sind dem Molière Radius von 25.5 mm angepaßt, so daß eine gute Elektron–Pion–Trennung und eine gute Ortsauflösung von $\sigma = (4.4 \pm 0.4)\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{E/GeV}} \oplus (1.0 \pm 0.2)\,\mathrm{mm}$ [gar00, poe96] gewährleistet ist. Das Szintillationslicht wird mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen, was eine Zeitauflösung von besser als 0.4 nsec und ein geringes Rau-

schen bedingt. Das elektromagnetische SpaCal zeichnet sich durch eine Energieauflösung von $\sigma/E = (7.1 \pm 0.2)\%/\sqrt{E/GeV} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%$ aus.
Der hadronische Teil des SpaCal bietet die Möglichkeit der Unterscheidung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern, sowie einer groben hadronischen Energiemessung. Er besteht aus 136 Auslesezellen mit einer Ausdehnung von $119.3 \times 119,0\,\mathrm{mm}^2$. Die relative Energieauflösung beträgt $\sigma/E = (13 \pm 0.2)\%/\sqrt{E/GeV} \oplus (3.0 \pm 0.1)\%$.

2.2.1.6 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem (siehe Abbildung 2.5) besteht aus zwei räumlich getrennten Kalorimetern, dem Elektrondetektor (ET) und dem Photondetektor (PD), die in Leptonstrahlrichtung im HERA–Tunnel bei $z_{\mathrm{ET}} = -33.4\,\mathrm{m}$ und $z_{\mathrm{PD}} = -102.9\mathrm{m}$ installiert sind. Beide Detektoren bestehen aus einer quadratischen Anordnung von Thaliumchlorid/Thaliumbromid–Kristallen, die im weiteren KRS–15–Kristalle genannt werden. Jeder der Kristalle wird über einen optischen Kontakt mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen.
Der Photondetektor muß vor der intensiven Synchrotronstrahlung geschützt werden. Aus diesem Grunde befinden sich vor dem Photondetektor ein Bleifilter (F) mit einer Dicke von etwa zwei Strahlungslängen. Zur Abschätzung der im Bleifilter deponierten Energie dient ein Wasser–Cherenkov–Zähler (Veto–Counter, abgekürzt VC) mit einer Dicke von einer Strahlungslänge, der zwischen dem Bleifilter und dem Photondetektor montiert ist. Die Eigenschaften des Elektron– und des Photondetektors sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

	Einheit	ET	AD
Querschnitt $x_{ET,PD} \times y_{ET,PD}$	mm^2	154×154	100×100
Anzahl der Kristalle		7×7	5×5
Breite der Kristalle	mm	22	20
Höhe der Kristalle	mm	22	20
Länge der Kristalle	mm	200	200
Chemische Zusammensetzung		TlCl(78%) + TlBr(22%)	
Dichte, ρ	$\mathrm{g/cm}^3$	7.70	
Strahlungslänge, X_0	cm	0.93	
Moliére–Radius, R_M	cm	2.10	
Kritische Energie, E_c	MeV	8.3	
Strahlungshärte	Rad	$> 6 \cdot 10^6$	
Ortsauflösung, $\sigma_x = \sigma_y$	mm	0.3 - 1.2	
Zeitauflösung, σ_t	ns	< 3	

Tabelle 2.1: *Eigenschaften des Elektron– und des Photondetektors [h1d97].*

Aufgabe des Luminositätssystems ist der Nachweis von Teilchen, die durch das Strahlrohr in Leptonstrahlrichtung aus dem Hauptdetektor entweichen, wie zum Beispiel des gestreuten Positrons in Photoproduktionsereignissen oder des abgestrahlten Photons eines Bremsstrahlungsereignisses $e^+p \rightarrow e^+p\gamma$. Die Energien der Positronen werden im Elektrondetektor und die der Photonen im Veto–Counter und im Photondetektor gemessen. Das System aus Veto–Counter und Photondetektor wird im nachfolgenden als *Photonarm* bezeichnet.

Die Strahlführungsmagnete des Leptonstrahls wirken auf die Positronen der tiefinelastischen Streuung, die den Hauptdetektor durch das Strahlrohr verlassen, wie ein Spektrometer. Sie fächern die Positronen entsprechend ihrer Energie auf und führen zu einer energieabhängigen Akzeptanz. Abbildung 2.6a zeigt den Einfluß der Strahlführungsmagnete auf den Auftreffort (X_{ET}, Y_{ET}) der Positronen von BH–Ereignissen im Elektrondetektor. Die Positronen streuen über den gesamten Elektrondetektor in horizontaler Richtung, da sie je nach ihrer Energie mehr oder weniger stark abgelenkt werden. Es ist somit eine Korrelation zwischen der Positronenergie und ihrem Auftreffort X_{ET} zu erwarten. Diese Korrelation wird in Abbildung 2.6b gezeigt. Positronen mit hoher Energie treffen bevorzugt bei kleinen Werten von X_{ET} auf den Elektrondetektor. Darüber hinaus erkennt man, daß für $X_{ET} < -5\,\mathrm{cm}$ viele Positronen bei niedrigen Energien rekonstruiert werden. Dieser Effekt ist auf Energieverluste am Rand des Elektrondetektors zurückzuführen.

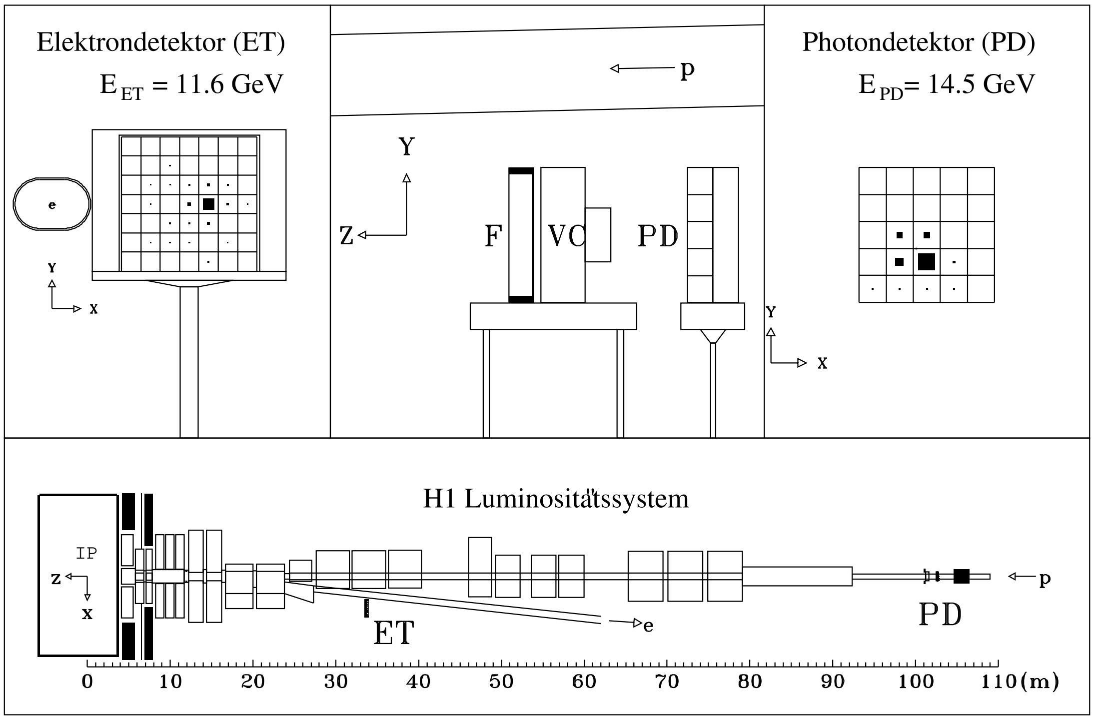

Abbildung 2.5: *Das H1–Luminositätssystem.*

Abbildung 2.7 zeigt die im Rahmen dieser Arbeit mit BH–Ereignissen bestimmte Akzeptanz des Elektrondetektors als Funktion der Positronenergie. Es zeigt sich, daß Positronen mit Energien zwischen 5 und 22 GeV im Akzeptanzbereich des Elektrondetektors liegen.

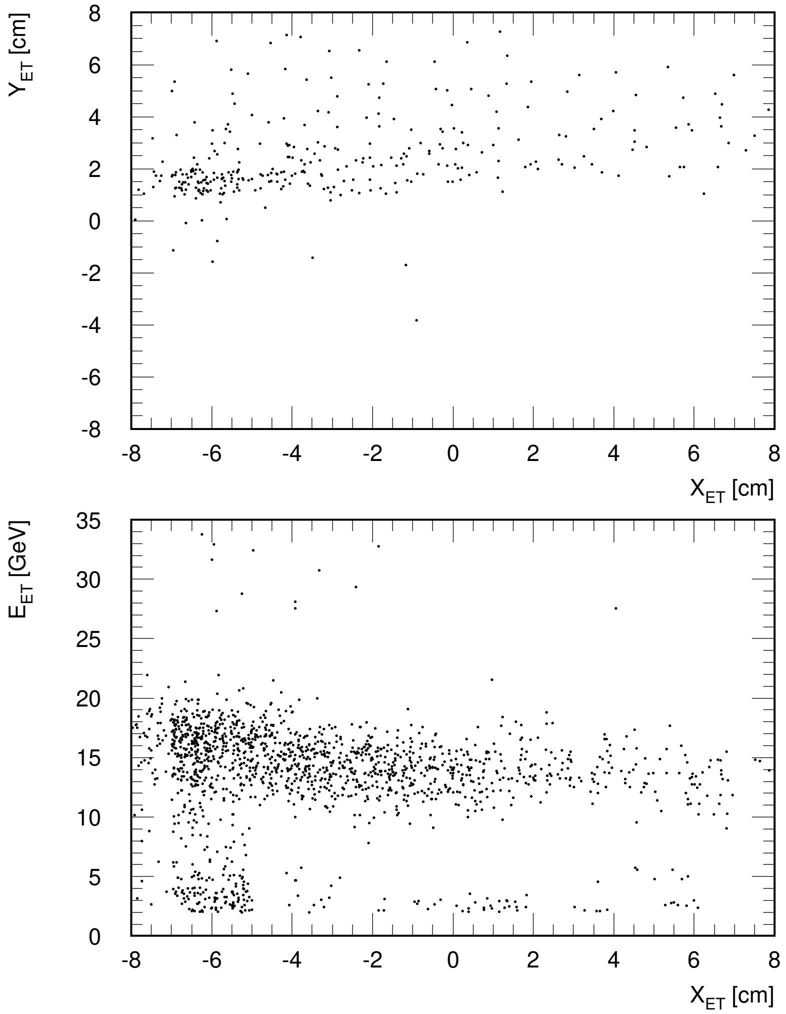

Abbildung 2.6: *a) Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte (X_{ET}, Y_{ET}) im Elektrondetektor. b) Korrelation der im Elektrondetektor deponierten Energie E_{ET} mit dem horizontalen Auftreffpunkt X_{ET} für BH–Ereignisse.*

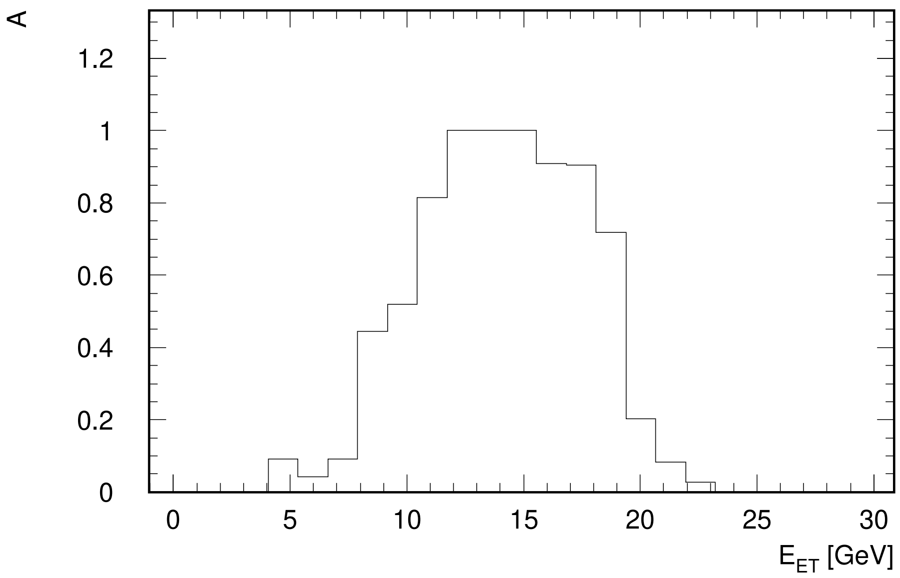

Abbildung 2.7: *Akzeptanz A des Elektrondetektors als Funktion der Positronenergie.*

Die Akzeptanz des Photondetektors wird durch die Magnete und Kollimatoren vor diesem bestimmt. Abbildung 2.8 zeigt den Schatten, der durch die Magnete und Kollimatoren vor dem Photondetektor, geworfen wird, wobei der gezeigte Umriß der Schatten auf der Ebene 140 cm vor dem Photondetektor ist.

Die Luminositätsmessung im H1–Experiment [gog96] basiert wie erwähnt auf der Messung der Rate von BH–Ereignissen, die einen hohen und theoretisch gut bekannten Wirkungsquerschnitt besitzen. Dabei werden zwei Methoden zur Luminositätsmessung verwendet:

- *Die Koinzidenz*–Methode: Bei dieser Methode werden das Positron und das Photon gleichzeitig im Luminositätssystem gemessen. Diese Methode dient der HERA–Maschine während der Strahlpositionsoptimierungen als Kontrolle und zur Bestimmung der relativen Luminosität während der Datennahme.

- *Die Photon*–Methode: Diese Methode misst die integrierte Luminosität nur mit Hilfe der BH–Photonen. Im Vergleich zur Koinzidenz–Methode besitzt sie kleinere Meßfehler, weshalb sie auch für die Luminositätsmessung der Offline–Analysen verwendet wird.

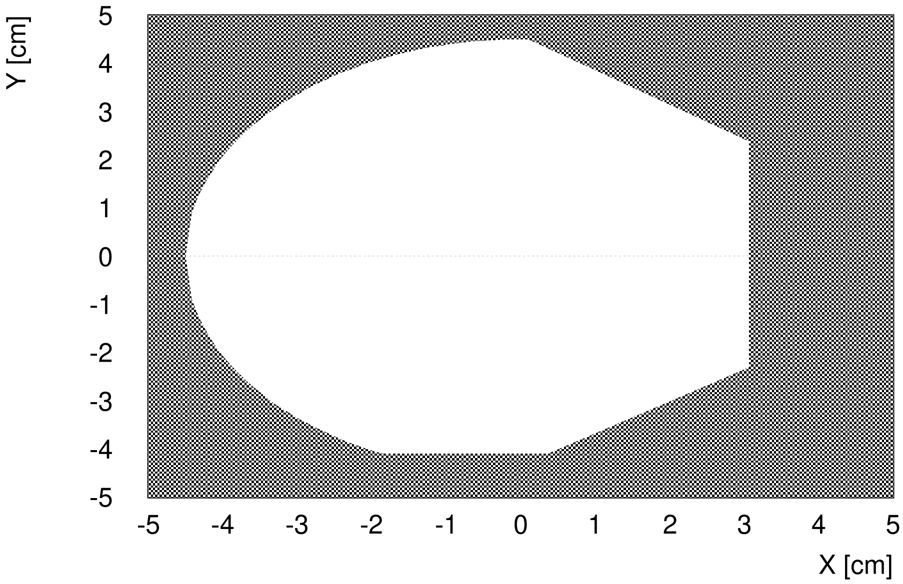

Abbildung 2.8: *Schatten (graue Fläche) der Magnete und der Kollimatoren 140 cm vor dem Photondetektor [ser98].*

2.2.2 Das Triggersystem

Der größte Teil der Ereignisse, die im H1–Detektor nachgewiesen werden, ist Untergrund. Typische Untergrundsraten bei instantaner Soll–Luminosität ($\mathcal{L} = 1.5 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$) sind in der Größenordnung 10-100 mal höher als die Rate tiefinelastischer Streuereignisse.

Die Aufgabe des Triggersystems ist es, aus dieser riesigen Menge an Daten physikalisch relevante Ereignisse zu selektieren. Vier Triggerstufen übernehmen diese Aufgabe: L1, L2, L4 und L5 (L3 wird zur Zeit nicht genutzt).

Die erste Triggerstufe (L1) liefert für jedes Bunchcrossing eine schnelle Entscheidung. Diese Stufe erzeugt aufgrund der Zwischenspeicherung der Signale der Subdetektoren in einer Pipeline keine Totzeit und liefert eine Entscheidung nach $2.3\,\mu\mathrm{sec}$. Bis zu 256 Triggersignale von den verschiedenen Subdetektoren, die sogenannten Triggerelemente (TE), werden logisch zu 128 Subtriggerelementen (ST) verknüpft. Ein Ereignis wird durch L1 getriggert, falls wenigstens eine der Subtriggerbedingungen erfüllt ist. In diesem Fall wird die Speicherung der Signale in den Pipelines gestoppt.

Die zweite Triggerstufe (L2) validiert innerhalb von $20\,\mu\mathrm{sec}$ die Triggerentscheidung der L1–Subtrigger komplexerer Ereignistopologien, indem sie aufwendigere Algorithmen und detailliertere Informationen verwendet. Die Realisierung der L2–Algorithmen geschieht mittels zweier Konzepte: dem sogenannten topologischen Trigger, L2TT [biz92, biz92], und dem neuronalen Trigger, L2NN [kie91, kra98]. Sobald der L2 Trigger zu einer positiven Entscheidung gelangt, wird das Ereignis ausgelesen und an die vierte Triggerstufe (L4) weitergeleitet. Diese vierte Stufe ist eine Software–Filterfarm mit 30 parallel arbeitenden Prozessoren. Schnelle Algorithmen, die speziell für die vierte Triggerstufe konzipiert wurden, sowie Teile der Offline–Rekonstruktion unter Verwendung der vollen Ereignisinformationen erlauben einen weiteren Selektionschritt, der in zwei Phasen erfolgt: Während der L4–Triggerverifikationsphase wird die L1 Triggerentscheidung überprüft. Für den Fall einer Verifizierung des Triggersignals muß das Ereignis zusätzlich eine von verschiedenen L4–Bedingungen erfüllen, um in spezielle Physikklassen eingeordnet zu werden. Nicht eingeordnete Ereignisse werden verworfen. Eine detaillierte Beschreibung der vierten Triggerstufe findet man in [pro95].

Auf der fünften Triggerstufe werden die Ereignisse schließlich vollständig rekonstruiert. Analog zur vierten Triggerstufe werden die Ereignisse unter Berücksichtigung aller notwendigen Kalibrationsdaten differenzierten Physikklassen zugeordnet. Ereignisse, die nicht klassifiziert werden können, werden verworfen.

2.2.3 Monte–Carlo–Generatoren und Simulationsprogramme

Die mit dem H1–Detektor aufgezeichneten Daten sind ohne detaillierte Kenntnis der Detektorakzeptanzen, ihrer Effizienzen und Auflösungen für die Extraktion von physikalischen Größen, wie zum Beispiel Wirkungsquerschnitten, nicht nutzbar. Die Komplexität des Detektors und der betrachteten physikalischen Prozesse erzwingt, anstelle der Verwendung von analytischen Berechnungen, sich sogenannter Monte Carlo Programme (MC) zur Simulation der Detektorgeometrien und Detektorantworten zu bedienen. Zusätzlich dienen Monte Carlo Ereignisse zur Abschätzung des Untergrundes.

Der erste Schritt der Monte Carlo Simulation besteht in der Generierung von physikalischen Ereignissen. Hierzu werden mittels Ereignisgeneratoren für einen vorgegebenen Phasenraum die physikalischen Prozesse und die Vierervektoren der in den Prozeß involvierten Teilchen ausgewürfelt. Im zweiten Schritt werden die Detektorantworten des Hauptdetektors auf die generierten Teilchen unter Verwendung des Detektorsimulationsprogrammes GEANT [bru87] simuliert. Für die Simulation der wichtigsten Eigenschaften des Luminositätssystem ist im Rahmen dieser Arbeit ein einfaches Simulationsprogramm geschrieben worden (siehe Kapitel 3.4). Nach der Generierung und Detektorsimulation werden die MC–Ereignisse denselben Programmen, mit denen die experimentell aufgezeichneten Daten analysiert werden, zugeführt.

Zur Generierung von Photoproduktionsereignissen wird das Programmpaket PHOJET [eng96] verwendet, das auf dem Dual–Parton–Model (DPM) [hah90] basiert. Der Generator DJANGO [sch92] dient zur Simulation von tiefinelastischen

Lepton–Proton–Streuereignissen; QED–Strahlungseffekte der Ordnung $O(\alpha)$ und QCD–Strahlungskorrekturen werden berücksichtigt. DJANGO besteht aus drei Programmen, HERACLES [kwi92], LEPTO [ing92] und JETSET [sjo94]. Für die Simulation der Lepton–Proton–Streuung im Rahmen der elektroschwachen Wechselwirkung auf Partonebene wird HERACLES verwendet. HERACLES enthält die radiativen Korrekturen bis zur ersten Ordung in α relativ zum Bornwirkungsquerschnitt nicht–radiativer Ereignisse. Die Simulation des hadronischen Endzustandes erfolgt durch LEPTO, das unter Verwendung des Farbdipolmodells (CDM) [lon92] Partonemission simuliert. Nachdem der partonische Endzustand festgelegt ist, müssen die Farbe tragenden Partonen aufgrund des Confinements in Hadronen fragmentiert werden. LEPTO bedient sich hierbei des Programmpaketes JETSET, das zur Hadronisation das LUND–Stringmodell [sjo87, ben87, sjo92] benutzt. Die zur Berechnung des ep–Wirkungsquerschnittes notwendigen Partondichteverteilungen wurden in dieser Arbeit nach MRSD0' [mar93] parametrisiert.

Die Generation von BH–Ereignissen erfolgt mit einem in dieser Arbeit geschriebenen Generator (siehe Kapitel 3.6.3).

Kapitel 3

Vorarbeiten und Datenselektion

In dieser Arbeit sollen die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Werten des Impulsübertrages Q^2 und die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ gemessen werden. Für die Durchführung der obigen Messungen sind ISR–Ereignisse verwendet worden, da sie einerseits die Erweiterung des kinematischen Bereiches zu kleineren Q^2–Werten im Vergleich zu nicht–radiativen Prozessen bei gleicher Detektorakzeptanz ermöglichen (siehe Diskussion in Kapitel 1.5 und 1.6) und andererseits aufgrund der Variation der Schwerpunktsenergie in ISR–Ereignissen zur Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion genutzt werden können (siehe Kapitel 5).

Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Arbeitsschritte ist es, einen ISR–Datensatz mit möglichst geringer Untergrundkontamination zu erlangen und die Beschreibung der charakteristischen Eigenschaften der ISR–Daten durch die MC–Daten zu gewährleisten.

Zunächst werden daher die Signaturen von ISR–Ereignissen und Untergrundereignissen erläutert. Dieser Diskussion schließen sich die Beschreibung der Kalibration der Positronenergie und der Kalibration der Energie des hadronischen Endzustandes an. Die Ergebnisse der Untersuchung des Luminositätssystems, insbesondere der Messung der Energie im Photonarm, werden vorgestellt und anschließend die zur Aufzeichnung der Daten verwendeten Trigger und deren Effizienzen behandelt. Die Bestimmung des Untergrundanteils, die Beschreibung der Schnitte zur abschließenden Selektion von ISR–Ereignissen und Vergleiche zwischen Daten und MC–Verteilungen schließen das Kapitel ab.

3.1 Signal– und Untergrundsignaturen

Die im Folgenden aufgeführten Arbeitsschritte ergeben sich unter dem Gesichtpunkt der speziellen Signatur des ISR–Prozesses und dessen Untergrundquellen. Aus diesem Grunde ist es für das Verständnis der sich anschließenden Abschnitte notwendig, kurz auf die Charakteristika der ISR–Signatur und der Topologie des Untergrundes einzugehen.

Experimentell ist der ISR–Prozeß als ein Ereignis definiert, das neben der Energiedeposition im Hauptdetektor (LAr + SpaCal) zusätzlich eine Energiedeposition

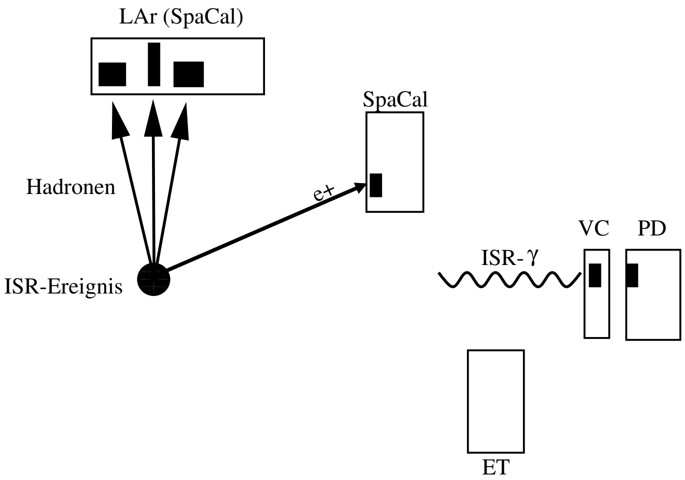

Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung der ISR–Signatur im H1–Detektor. Eingezeichnet sind das LAr–Kalorimeter (LAr), das SpaCal, der Photonarm bestehend aus Veto–Counter (VC) und Photondetektor (PD) und der Elektrondetektor (ET). Die Rechtecke in den Detektoren symbolisieren die Energiedepositionen in den jeweiligen Komponenten; dabei sei darauf hingewiesen, daß ein Teil des hadronischen Endzustandes auch im SpaCal nachgewiesen werden kann, wie entsprechend angedeutet.*

im Photonarm (VC+PD) des Luminositätssystem besitzt (siehe Abbildung 3.1); ISR–Ereignisse weisen dagegen keine Energiedeposition im Elektrondetektor (ET) auf.

Neben der Ereignissignatur im Detektor kann die longitudinale Impulsbalance $\Sigma = \sum E_i - p_{z,i}$ (siehe Kapitel 1.5) des Ereignisses als weiteres Identifikationskriterium herangezogen werden. Sie ist eine Erhaltungsgröße und hat den Wert $2E_0$. Zur Berechnung der longitudinalen Impulsbalance wird die Summe aus den longitudinalen Impulsbalancen aller Endzustandsteilchen eines ep–Streuereignisses gebildet. Für ISR–Ereignisse müssen daher die Teilchen des hadronischen Endzustandes, das gestreute Positron und das abgestrahlte Photon in Betracht gezogen werden und man erhält

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_H + \Sigma_e + \Sigma_\gamma = 2E_0 \tag{3.1}$$

mit

$$\Sigma_\gamma = 2 \cdot E_\gamma \,. \tag{3.2}$$

Gleichung (3.2) gilt, da aufgrund des sehr kleinen Öffnungswinkels der Photonen, die im Photonarm registriert werden, ihre longitudinale Impulskomponente als $p_{z,\gamma} \sim E_\gamma$ abgeschätzt werden kann. Die longitudinale Impulsbalance nicht–radiativer Streuereignisse ist durch

$$\Sigma_{Haupt} = \Sigma_H + \Sigma_e = 2E_0 \tag{3.3}$$

gegeben.
Ein Teil der Untergrundquellen, die die oben beschriebene ISR–Signatur aufweisen, d.h. Prozesse deren Signatur sich ebenfalls aus Energiedepositionen im SpaCal, im Photonarm und dem im LAr(+SpaCal) gemessenen hadronischen Endzustandes zusammensetzt, kann durch die Forderung $\Sigma_{tot} \sim 2E_0$ verworfen werden. Zu diesen gehören die im folgenden aufgeführten DISBH– und ISRBH–Prozesse. Für den ebenfalls zu berücksichtigenden GPBH–Untergrund ist eine solche Separation allerdings nicht möglich. Zusammenfassend müssen folgende Untergrundprozesse mit jeweils unterschiedlichen longitudinalen Impulsbalancen berücksichtigt werden:

- **DISBH:**
  DISBH–Ereignisse sind Zufallskoinzidenzen zwischen tiefinelastischen Streuereignissen ohne Radiation oder mit einem abgestrahlten Photon, das den Photonarm nicht trifft, und BH–Ereignissen (Abbildung 3.2a). Die Energiedeposition im Photonarm ergibt sich durch das BH–Photon, wohingegen das Signal im SpaCal vom gestreuten Positron des DIS–Prozesses erzeugt wird. Etwa 30% der DISBH–Ereignisse weisen aufgrund der energieabhängigen Akzeptanz des Elektrondetektors eine Energiedeposition im Elektrondetektor (ET), die vom BH–Positron stammt, auf und können somit eindeutig als Untergrund identifiziert werden. Des weiteren ist die longitudinale Impulsbalance Σ_{tot} für nicht radiative DISBH–Ereignisse nicht ausgeglichen, sondern systematisch um den Betrag des BH–Photons zu hoch: $\Sigma_{tot} = 2E_0 + 2E_\gamma^{BH}$ (siehe Gleichung (3.3) und Gleichung (3.1)).

- **GPBH:**
  Die Überlagerung von Photoproduktionsereignissen und BH–Ereignissen zählt zur zweiten Untergrundquelle des ISR–Prozesses (Abbildung 3.2b). Die nachgewiesene Energie im Photondetektor stammt bei diesem Untergrund ebenfalls vom BH–Prozeß. Das Positron des Photoproduktionsereignisses entweicht zwar durch das Strahlrohr, aber Hadronen aus dem Endzustand können ihre Energie im SpaCal deponieren und die Signatur eines Positrons im SpaCal vortäuschen. Falls das Positron des Photoproduktions– oder des BH–Ereignisses im Akzeptanzbereich des Elektrondetektors liegt, kann diese Klasse von Ereignissen als Untergrund erkannt werden. Die Verwendung der longitudinalen Impulsbalance Σ_{tot} in diesen Ereignissen ist kein Kriterium zur Unterdrückung von GPBH–Ereignissen, da die longitudinale Impulskomponente des Photoproduktionspositrons nicht zur Summe in Gleichung (3.1) beiträgt.

- **ISRBH:** Die dritte Untergrundquelle bilden ISR–Ereignisse in Koinzidenz mit einem BH–Ereignis (Abbildung 3.2c). In ISRBH–Ereignissen wird die Energie der ISR–Photonen aufgrund des zusätzlichen BH–Photons im Photonarm systematisch zu hoch rekonstruiert. Auch in diesem Fall kann

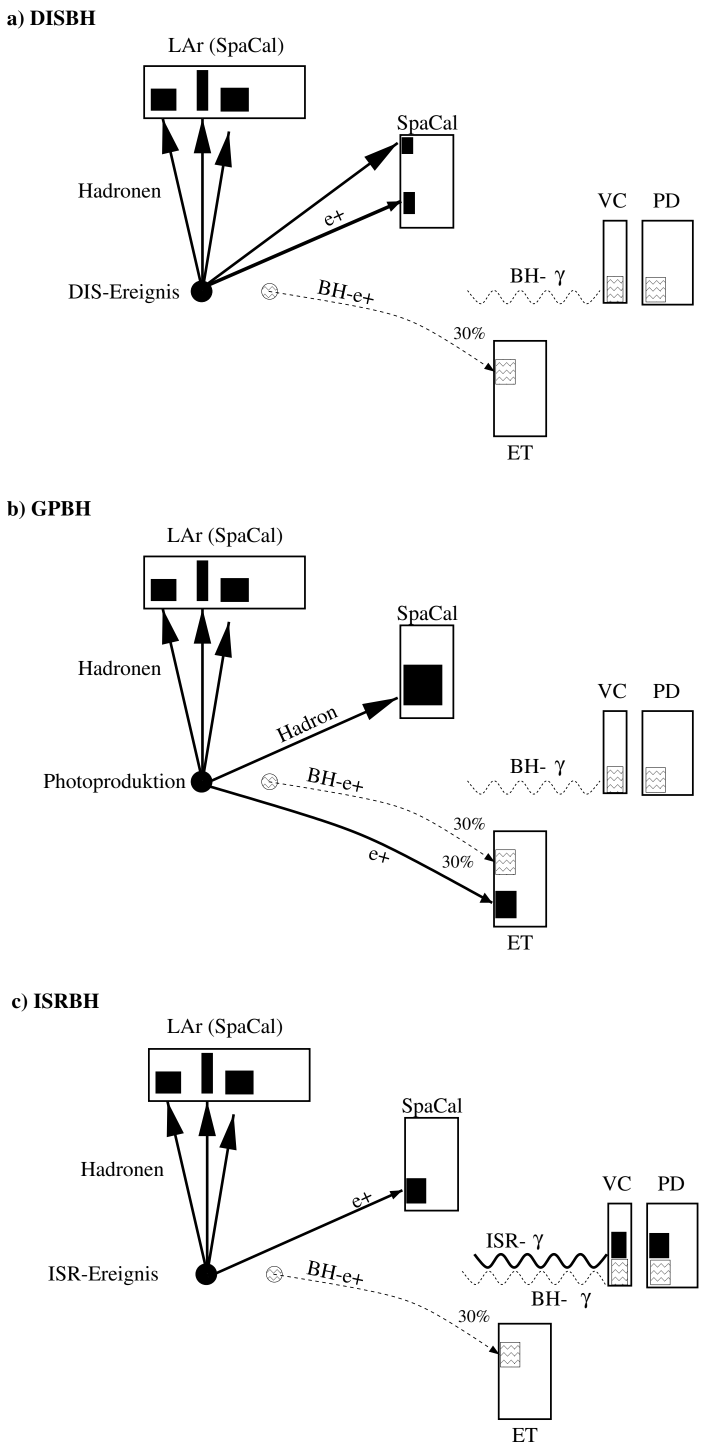

Abbildung 3.2: *a) Signatur eines DISBH–Ereignisses, b) Signatur eines GPBH–Ereignisses und c) Signatur eines ISRBH–Ereignisses. Die Teilchen der tiefinelastischen Streuereignisse sind mit durchgezogenen Linien angedeutet. Das überlagerte BH–Ereignis ist gestrichelt dargestellt. Erläuterungen siehe Text.*

ein gewisser Teil des Untergrundes mittels der Energiedeposition des BH–Positrons im Elektrondetektor identifiziert werden. Σ_{tot} ist für ISRBH–Ereignisse wie im Falle von DISBH–Ereignissen größer als $2\,E_0$.

3.2 Die Kalibration der Energien im Hauptdetektor

Die beschriebenen Ereignissignaturen machen deutlich, daß die Energiemessung des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Positrons im SpaCal neben der Energiemessung im Luminositätssystem für diese Analyse von großer Bedeutung sind. Aus diesem Grunde sind in dieser Analyse diese Energieskalen nachkalibriert worden. Es ist dabei auf das vorhandene Expertenwissen innerhalb der H1–Kollaboration zurückgegriffen worden.

Kalibration der Positronenergie

Die verwendeten Kalibrationsfaktoren für das gestreute Positron sind mit elastischen QED–Compton–Ereignissen (siehe Kapitel 1.4) ermittelt worden [len99]. QED–Compton–Ereignisse eignen sich aufgrund ihrer dreifach überbestimmten Kinematik zur Kalibration der Energie des gestreuten Positrons. Die Bestimmung der Energie des Positrons erfolgt bei dieser Methode mit Hilfe der gemessenen Winkel des im Endzustand nachgewiesenen Photons und des Positrons:

$$E_e^{dw}(\theta_e, \theta_\gamma) = \frac{2\,E_0\,\sin\theta_\gamma}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}\,. \tag{3.4}$$

Die im SpaCal nachgewiesene Energie E_e^{SpaCal} wird relativ zu E_e^{dw} nachkalibriert. Die Kalibrationsfaktoren hängen sowohl von der Energie des Positrons im SpaCal als auch von dem Azimutwinkel ab. Detailliertere Informationen zu der Kalibration mit Compton–Ereignissen finden sich in [sta98, mar98, ker94].

Kalibration des hadronischen Endzustandes

Für die Nachkalibration des hadronischen Endzustandes wurden Kalibrationsfaktoren der ELAN Arbeitsgruppe des H1–Experimentes (siehe [wal99, gla98]) verwendet. Für das LAr–Kalorimeter werden diese aus der transversalen Impulsbalance des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Positrons ermittelt. Für die Kalibration des hadronischen Endzustandes im SpaCal wird das Verhältnis y_{JB}/y_e verwendet.

3.3 Die Energiemessung im Luminositätssystem

Aufgrund der zentralen Bedeutung des Luminositätssystem für den Nachweis von ISR–Ereignissen ist im Rahmen dieser Analyse dieser Komponente besondere Aufmerksamkeit gewidmet worden. Nachfolgend werden die Ergebnisse der Untersuchungen der Energieauflösung und der Kalibration dieses Systems beschrieben.

Zur Bestimmung der Energieauflösung und Überprüfung der Kalibration der Detektoren des Luminositätssystem werden BH–Ereignisse verwendet. Hierbei hat die mögliche Überlagerung mehrerer BH–Ereignisse innerhalb eines Bunchcrossings Einfluß auf die Ergebnisse der verwendeten Untersuchungsmethoden. Der Veto–Counter vor dem Photondetektor kann zur Identifizierung solcher Ereignisse genutzt werden: Die Wahrscheinlichkeit einer Überlagerung mehrerer BH–Ereignisse beträgt in etwa 16% (siehe Kapitel 3.6.3). Es zeigt sich des weiteren, daß 15% der Photonen, die in den Photonarm eintreten, keine Energie im Veto–Counter deponieren. Somit beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis ohne eine Energiedeposition im Veto–Counter eine Zufallskoinzidenz mehrerer BH–Ereignisse ist, 2.4%. Mit einem Veto ($E_{VC} < 0.2\,\mathrm{GeV}$) auf die Energie im Veto–Counter vor dem Photondetektor ist man demzufolge in der Lage einen Ereignissatz mit sogenannten reinen BH–Ereignissen, das heißt mit einem kleinen Anteil von überlagerten BH–Ereignissen, zu selektieren.

Die Eigenschaften der Detektoren des Luminositätssystems sind mit BH–Ereignissen untersucht worden. Dabei standen zwei unterschiedliche Methoden zur Verfügung:

1. die Summen–Methode; verwendet reine BH–Ereignisse
2. die Photonspektrum–Methode; verwendet reine und mit weiteren BH–Prozessen überlagerte BH–Ereignisse .

Beide Methoden werden nachfolgend einschließlich der jeweiligen Resultate beschrieben.

Die Summen–Methode

Die Summen–Methode basiert auf dem Sachverhalt, daß für BH–Ereignisse die Summe aus der Photon– und der Leptonenergie die einlaufende Leptonstrahlenergie, d.h. ca. 27.5 GeV, ergibt. Unter der Annahme, daß der Photondetektor und der Elektrondetektor die gleichen Eigenschaften besitzen – insbesondere also auch die gleiche Energieauflösung–, kann mittels der gemessenen Energiesumme

$$E_{sum} = E_{ET} + E_{PD} \tag{3.5}$$

die Kalibration und die Auflösung der Detektoren überprüft werden. Hierbei repräsentieren E_{ET} und E_{PD} jeweils die gemessenen Energien im Elektron– und im Photondetektor. Wie eingangs erwähnt, wird verlangt, daß im Veto–Counter vor dem Photondetektor keine Energiedeposition nachgewiesen wird, um reine BH–Ereignisse zu selektieren.

Des weiteren wird gefordert, daß die Energiedeposition im Elektron– und Photondetektor einen Molière-Radius von den Detektorrändern entfernt sein soll. Um die volle Akzeptanz des Elektrondetektors zu gewährleisten, muß weiterhin die Energiedeposition im Elektrondetektor zwischen 10.0 GeV und 20.0 GeV liegen (siehe Abbildung 2.7). Die angewendeten Schnitte sind formal durch

$$
\begin{gathered}
|x_{ET}| < 5.5\,\mathrm{cm} \quad |\mathrm{y}_{ET}| < 5.5\,\mathrm{cm} \\
|x_{PD}| < 3.0\,\mathrm{cm} \quad |\mathrm{y}_{PD}| < 3.0\,\mathrm{cm} \\
10.0\,\mathrm{GeV} < \mathrm{E}_{ET} < 20.0\,\mathrm{GeV}
\end{gathered}
$$

gegeben, wobei x_{ET}, y_{ET} und x_{PD}, y_{PD} die Auftreffpunkte des Leptons und des Photons jeweils im Elektron– und Photondetektor angeben.

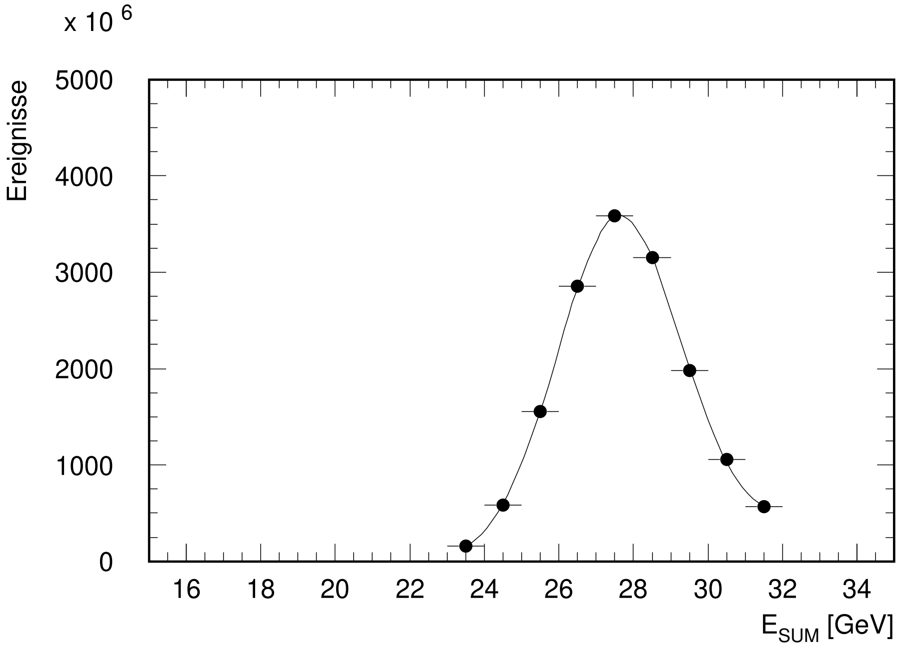

Abbildung 3.3: *Verteilung der Energiesumme $E_{SUM} = E_{ET} + E_{PD}$ für reine BH–Ereignisse. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Daten (siehe Gleichung (3.6)).*

Abbildung 3.3 zeigt die Energiesumme aus der im Elektron– und im Photondetektor nachgewiesenen Energien. Die Daten sind um die Leptonstrahlenergie normalverteilt, wobei die Basis linear mit der Energie anwächst. Die Anpassung der Funktion

$$f_{sum}(E_{SUM}) = N\,e^{-\frac{(E_{SUM}-E_0^{fit})^2}{2\sigma^2}} + \; p_0 + E_{SUM}\,p_1 \tag{3.6}$$

an die Daten ergibt für die Leptonstrahlenergie

$$E_0^{fit} = 27.610 \pm 0.007\,\mathrm{GeV} \tag{3.7}$$

mit einer Energieauflösung von

$$\sigma_{(E=27.61\,\mathrm{GeV})} = 1.615 \pm 0.014\,\mathrm{GeV}\,. \tag{3.8}$$

Die ermittelte Strahlenergie weicht um 0.15% vom nominellen Wert des Jahres 1997 ab. Es ist somit von einer guten Kalibration des Systems bestehend aus Elektron– und Photondetektor auszugehen. Die Parameter N, p_0 und p_1 in Gleichung (3.6) sind Parameter der Anpassungsfunktion und geben die Normierung sowie den Verlauf des Untergrundbeitrages an.

Für die Energieauflösung des Elektron– bzw. Photondetektors wird der Zusammenhang

$$\frac{\sigma(E/\mathrm{GeV})}{E/\mathrm{GeV}} = a + \frac{b}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \tag{3.9}$$

angenommen. Der Term a in Gleichung (3.9), der die unvollständige Schauerabsorption berücksichtigt, wurde in Testmessungen zu 1% bestimmt. Der Wert des Parameters b berechnet sich somit aus Gleichung (3.9) zu

$$b = 25.48 \pm 0.27\,\% \,. \tag{3.10}$$

Ein wesentlicher Nachteil der Summen–Methode ist, daß sie nicht erlaubt, Aussagen über die Güte der Kalibration separat für die einzelnen Detektoren des Luminositätssystems zu gewinnen. Außerdem besteht nicht die Möglichkeit die Energieauflösung des gesamten Photonarmes, bestehend aus Photondetektor und Veto–Counter, mit Hilfe der Summen–Methode zu bestimmen, da die Annahme, daß Photonarm und Elektrondetektor gleiche Eigenschaften besitzen, nicht ohne Weiteres gilt.

Für die vorliegende Analyse ist aber die Kenntnis der Eigenschaften nicht nur des Photondetektors, sondern des gesamten Photonarmes notwendig, da 85% der Photonen einen Teil ihrer Energie im Veto–Counter vor dem Photondetektor deponieren. Die diskutierten Nachteile der Summen–Methode werden mit der Photonspektrum–Methode umgangen.

Die Photonspektrum–Methode

Die Form des mit dem Photonarm gemessenen BH–Photonspektrums enthält Informationen über die Energieauflösung und die Güte der Kalibration des Photonarmes. Im Falle der Photonspektrum–Methode paßt man an die gemessene Energieverteilung der BH–Photonen die um die Detektorauflösung verschmierte theoretisch bekannte Form (siehe Gleichung (1.35)) des BH–Spektrums an. Dabei sind die Energieauflösung und die Strahlenergie freie Parameter der Anpassung. Die Photonspektrum–Methode bietet den Vorteil, daß der Photondetektor separat vom Photonarm überprüft werden kann. Somit besitzt man für die Bestimmung der Energieauflösung des Photondetektors zwei Methoden und kann die Konsistenz der Ergebnisse testen. Des weiteren ist man in der Lage aufgrund der Überprüfung der Kalibration des Photondetektors unter Hinzunahme des Kalibrationsergebnisses der Summen–Methode die Interkalibration des Elektron– und Photondetektors zu überprüfen.

Zur Untersuchung des Photondetektors werden wiederum reine BH–Ereignisse verwendet, wohingegen für die Untersuchung des Photonarmes BH–Ereignisse mit Energiedepositionen im Veto–Counter benutzt werden. Für die Selektion der BH–Ereignisse werden die gleichen Photondetektor–Akzeptanzbedingungen wie für die Summen–Methode verlangt. Im Folgenden wird zunächst die Untersuchung des Photondetektors und danach die des Photonarmes beschrieben.

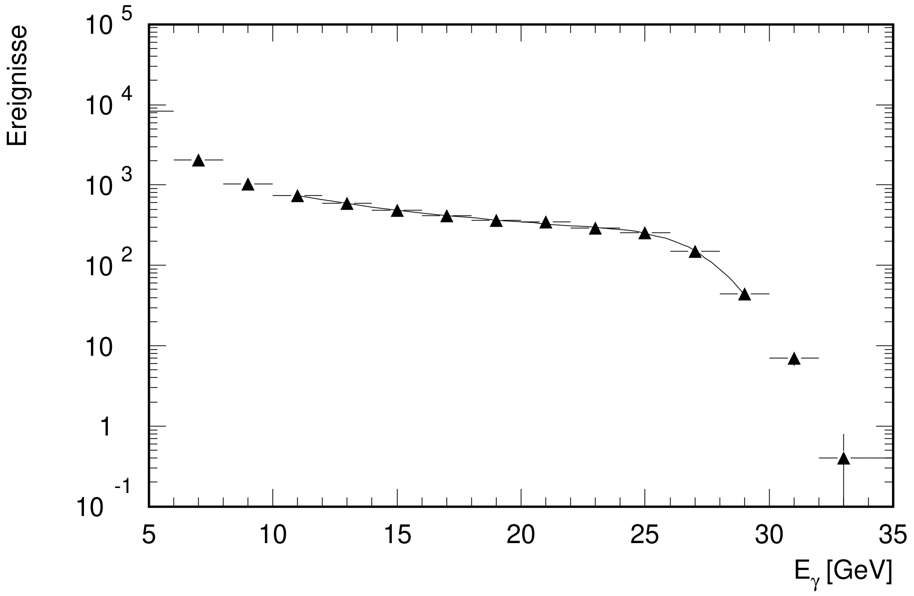

Abbildung 3.4: *BH–Photonspektrum für Ereignisse ohne eine Energiedeposition im Veto–Counter. Die eingezeichnete Kurve gibt die Anpassung von Gleichung (3.11) an die gemessene Form des Spektrums wieder.*

Abbildung 3.4 zeigt das BH–Photonspektrum für Ereignisse ohne eine Energiedeposition im Veto–Counter. An das gemessene Spektrum wurde die Funktion

$$f_{spektrum}(E_\gamma) = N \int_1^{E_0^{fit}} \frac{d\sigma_{BHC}}{dE_\gamma}(x, E_0^{fit}) \, \frac{1}{\sigma(E_\gamma)} \, e^{-\frac{E_\gamma^2}{2\sigma^2(E_\gamma)}} dE_\gamma \qquad (3.11)$$

angepasst, mit N, E_0^{fit} und a, b in $\sigma(E_\gamma) = aE_\gamma + b\sqrt{E_\gamma}$ als freie Parameter der Anpassung. Hieraus ergeben sich für die Strahlenergie und die Energieauflösung folgende Werte:

$$E_0^{fit} = 27.5 \pm 0.1\,\mathrm{GeV} \qquad (3.12)$$

$$b = 27.6 \pm 3\% \,. \qquad (3.13)$$

Somit zeigt sich, daß die Kalibration des Photondetektors korrekt ist und die ermittelte Energieauflösung stimmt im Rahmen ihrer Fehler gut mit der aus der

Summen–Methode erhaltenen Energieauflösung überein. Des weiteren kann geschlossen werden, daß der Elektrondetektor ebenfalls korrekt kalibriert ist.

Um nun die Güte des *Photonarmes* bestimmen zu können, wird im nachfolgenden nicht mehr auf die Energiedeposition im Veto–Counter geschnitten. Dieses bedingt, daß in dem selektierten Datensatz Zufallskoinzidenzen von mehreren BH–Ereignissen vorhanden sind. Diese Zufallskoinzidenzen führen zu einer systematischen Verschiebung der aus der Anpassung an das Photonspektrum ermittelten Strahlenergie E_0^{fit} zu höheren Energien. Abbildung 3.5 und Gleichung (3.14) zeigen die prozentuale Verschiebung δ_{bheg} der Größe E_0^{fit} in Abhängigkeit der instantanen Luminosität [gog96]. Je höher die instantane Luminosität desto größer ist die Verfälschung des Anpassungsresultates, da der Anteil der Zufallskoinzidenzen ansteigt. Mittels der Funktion in Gleichung (3.14) werden die aus der Anpassung ermittelten Strahlenergien korrigiert.

$$\begin{aligned}\delta_{bheg} &= -.24230 + .46324 \cdot \mathcal{L}[mb^{-1}/(sec \cdot 1000)] \\ &\quad -.0051853 \cdot \mathcal{L}^2[mb^{-2}/(sec \cdot 1000)^2] \end{aligned} \tag{3.14}$$

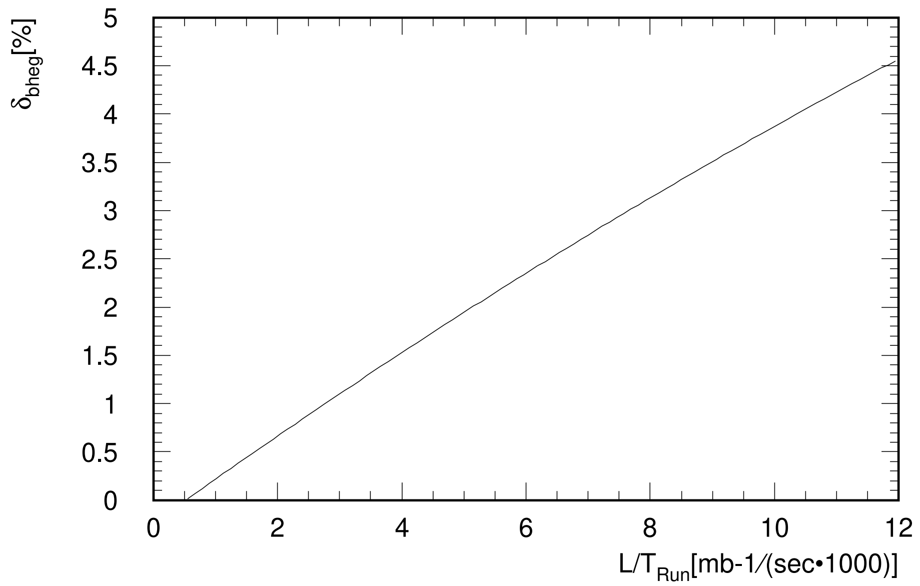

Abbildung 3.5: *Prozentuale Verschiebung δ_{bheg} der angepaßten Strahlenergie E_0^{fit} aufgrund der Zufallskoinzidenz von mehreren BH–Ereignissen in Abhängigkeit der instantanen Luminosität $\mathcal{L}$ [gog96].*

Durch das Entfallen des Schnittes auf den Veto–Counter steht für die Untersuchung des Photonarmes eine größere Statistik an BH–Ereignissen zur Verfügung, so daß die zeitliche Entwicklung der Energiemessung des Photonarmes im Datennahmejahr 1997 untersucht werden konnte. Abbildung 3.6 zeigt in Abhängigkeit

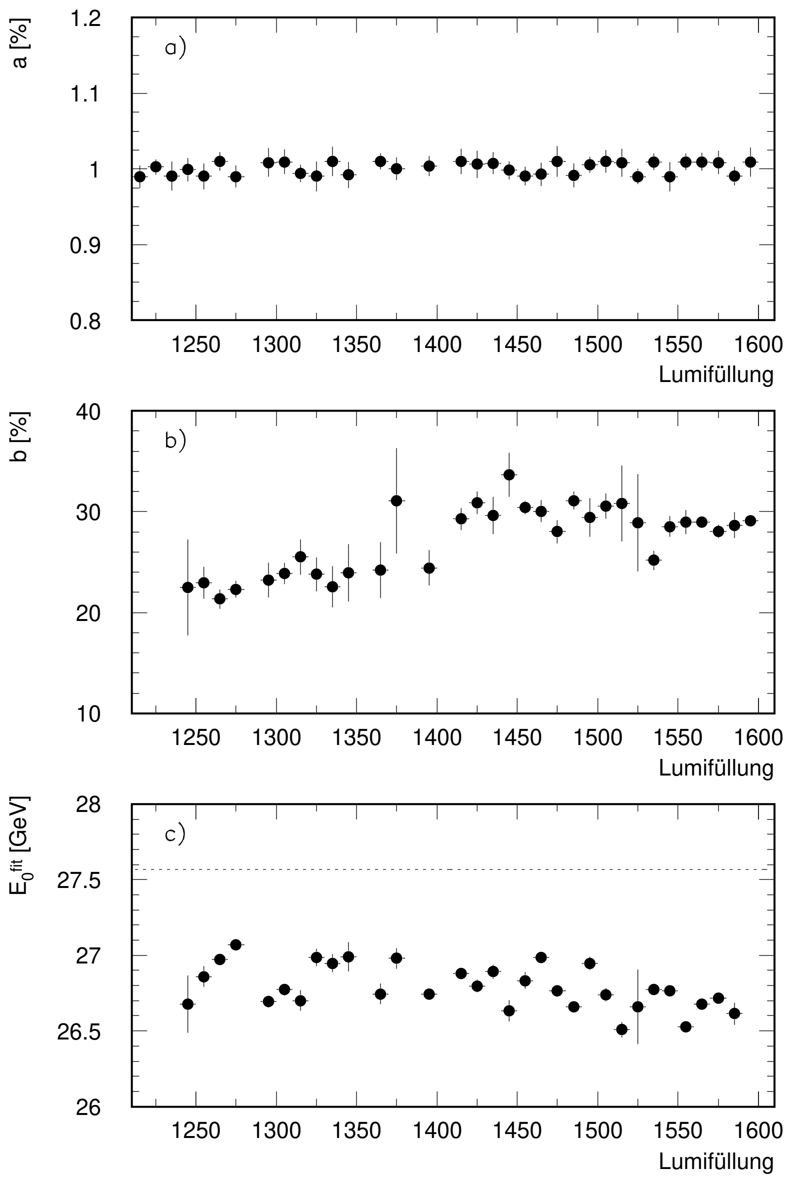

Abbildung 3.6: *Ergebnisse der Anpassung der Funktion in Gleichung (3.11) an das Energiespektrum im Photonarm als Funktion der Lumifüllung. a) Parameter a, b) Parameter b und c) Positron–Strahlenergie* E_0^{fit}.

der Lumifüllungen[1](d.h. der Zeit) die Ergebnisse der Anpassung der Funktion (3.11) an die BH–Photonspektren im Photonarm.

Es ist zu erkennen, daß sich die Energieauflösung des Photonarmes im Laufe des Datennahmejahres verschlechtert hat. Über den analysierten Datensatz gemittelt betrug die Auflösung des Photonarmes

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 1\% + \frac{(28.46 \pm 3.34)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}\,. \tag{3.15}$$

Abbildung 3.6c zeigt, daß die ermittelte Strahlenergie E_0^{fit} für den Photonarm über das Datennahmejahr 1997 verglichen zur nominellen Strahlenergie von $E_0^{nom} = 27.568\,\mathrm{GeV}$ durchweg systematisch zu klein ist. Über das Datennahmejahr gemittelt beträgt die Abweichung 2.6%. Die vorherigen Untersuchung des Photondetektors mit der Photonspektrum–Methode haben gezeigt, daß die Kalibration des Photondetektors korrekt ist. Somit folgt, daß die Energien im Veto–Counter systematisch zu niedrig rekonstruiert werden. Die in dieser Arbeit ermittelte Abweichung stimmt bis auf 0.2% mit den Ergebnissen der Luminositätsgruppe des H1–Experimentes überein [ser98], so daß für die Rekalibration des Photonarmes deren Kalibrationsfaktoren verwendet worden sind. Die verwendeten Kalibrationsfaktoren der Luminositätsgruppe hängen von der Lumifüllung ab, so daß die zeitliche Entwicklung der Mißkalibration des Photonarmes, die in Abbildung 3.6c zu erkennen ist, berücksichtigt wird.

3.4 Die Simulation des Luminositätssystems

In diesem Abschnitt wird die im Rahmen dieser Arbeit geschriebenen Simulation der wichtigsten Eigenschaften des Luminositätssystems erläutert.

Die Simulation des Photonarmes erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird der Auftreffort der generierten Photonen bestimmt und danach deren im Photonarm gemessene Energie simuliert. Der Auftreffpunkt $(x^{\gamma}_{gen}, y^{\gamma}_{gen})$ wird dabei mittels des generierten Photonimpulses $(p^{\gamma}_{gen,x}, p^{\gamma}_{gen,y}, p^{\gamma}_{gen,z})$ in der Photondetektorebene berechnet:

$$x^{\gamma}_{gen} = x^{sim}_{vtx} + \frac{p^{\gamma}_{gen,x}}{|p^{\gamma}_{gen,z}| \cdot (z_{PD} - z^{sim}_{vtx})} \tag{3.16}$$

$$y^{\gamma}_{gen} = y^{sim}_{vtx} + \frac{p^{\gamma}_{gen,y}}{|p^{\gamma}_{gen,z}| \cdot (z_{PD} - z^{sim}_{vtx})} \tag{3.17}$$

wobei $x^{sim}_{vtx}, y^{sim}_{vtx}, z^{sim}_{vtx}$ die simulierten Vertexpositionen in x,y und z des MC–Ereignisses sind.

[1]Ereignisse einer Positron–Protonfüllung von HERA werden zu sogenannten Lumifüllungen zusammengefaßt.

Da die Positronstrahleigenschaften einen starken Einfluß auf den Auftreffpunkt der abgestrahlten Photonen haben, muß eine adäquate Simulation des Photonarmes die Strahleigenschaften der analysierten Datennahmezeit in der Simulation des Photonarmes berücksichtigen. Die mittlere Strahlposition und Strahldispersion in x und y auf der Photondetektorebene kann mit aufgezeichneten BH–Ereignissen für verschiedene Lumifüllungen bestimmt werden (siehe Tabelle 3.1) [ser98]. Entsprechend des relativen Beitrages der einzelnen Lumifüllungen in dem analysierten Datensatz, werden für jedes MC–Ereignis die Strahleigenschaften ausgewürfelt. Die mittlere Strahlposition $(X_{PD}^{strahl}, Y_{PD}^{strahl})$ wird auf den Auftreffpunkt $(x_{gen}^{\gamma}, y_{gen}^{\gamma})$ addiert:

$$\tilde{\mathrm{x}}^{\gamma} = X_{strahl}^{PD} + x_{gen}^{\gamma} \tag{3.18}$$

$$\tilde{\mathrm{y}}^{\gamma} = Y_{strahl}^{PD} + y_{gen}^{\gamma}\,. \tag{3.19}$$

Lumifüllung	X_{strahl}^{PD}[cm]	Y_{strahl}^{PD}[cm]	Lumifüllung	X_{strahl}^{PD}[cm]	Y_{strahl}^{PD}[cm]
1243-1257	-1.33 ± 2.22	0.07 ± 0.57	1411-1413	-0.74 ± 1.89	0.09 ± 0.59
1258-1263	-0.16 ± 1.99	0.04 ± 0.58	1414-1418	-0.53 ± 1.93	0.12 ± 0.55
1264-1269	-0.05 ± 2.00	0.06 ± 0.58	1419-1427	-0.75 ± 1.95	0.07 ± 0.62
1270-1275	-0.18 ± 2.11	0.14 ± 0.55	1428-1434	-0.86 ± 1.99	0.13 ± 0.57
1276-1281	-0.17 ± 1.94	0.31 ± 0.52	1435-1441	-0.85 ± 1.93	0.13 ± 0.55
1282-1283	-0.48 ± 2.00	0.11 ± 0.51	1442-1453	-0.87 ± 1.90	0.11 ± 0.59
1285-1288	-0.59 ± 2.09	0.09 ± 0.51	1454-1462	-0.81 ± 1.96	0.10 ± 0.57
1289-1291	-0.77 ± 1.94	0.12 ± 0.53	1463-1470	-0.81 ± 1.93	0.11 ± 0.57
1292-1301	-0.62 ± 1.96	0.16 ± 0.51	1471-1477	-0.72 ± 1.90	0.13 ± 0.58
1302-1306	-1.11 ± 1.92	0.07 ± 0.50	1478-1486	-0.62 ± 1.95	0.12 ± 0.55
1307-1318	-0.73 ± 1.96	0.10 ± 0.49	1487-1493	-0.62 ± 1.86	0.12 ± 0.57
1319-1327	-0.63 ± 1.87	0.09 ± 0.48	1494-1502	-0.47 ± 1.84	0.13 ± 0.58
1328-1334	-0.79 ± 1.90	0.04 ± 0.51	1503-1512	-0.63 ± 1.90	0.09 ± 0.64
1335-1343	-0.84 ± 1.92	0.05 ± 0.51	1513-1521	-0.68 ± 1.93	0.12 ± 0.60
1344-1349	-0.65 ± 1.91	0.11 ± 0.51	1522-1527	-0.67 ± 1.90	0.06 ± 0.60
1350-1357	-0.53 ± 1.90	0.07 ± 0.52	1528	-0.78 ± 1.86	0.07 ± 0.60
1358-1367	-0.75 ± 1.89	0.07 ± 0.53	1529-1534	-0.82 ± 1.89	0.11 ± 0.63
1368-1371	-0.94 ± 1.83	0.05 ± 0.56	1535-1542	-0.63 ± 1.83	0.05 ± 0.64
1372-1376	-0.34 ± 1.84	0.10 ± 0.76	1543-1549	-0.56 ± 1.73	0.13 ± 0.66
1377-1378	-1.10 ± 1.90	-0.08 ± 0.71	1550-1557	-0.75 ± 1.77	0.13 ± 0.61
1379-1384	-1.14 ± 1.88	-0.07 ± 0.64	1558-1559	-0.60 ± 1.83	0.19 ± 0.57
1385-1392	-0.73 ± 1.85	0.02 ± 0.62	1560-1563	-0.94 ± 1.79	0.09 ± 0.58
1393-1395	-0.88 ± 1.92	0.17 ± 0.62	1564-1571	-0.94 ± 1.79	0.13 ± 0.56
1396-1399	-0.78 ± 1.83	0.14 ± 0.58	1572-1582	-0.85 ± 1.78	0.08 ± 0.60
1400-1403	-0.80 ± 1.86	0.08 ± 0.58	1583-1593	-0.66 ± 1.92	0.10 ± 0.62
1404-1410	-0.84 ± 1.88	0.13 ± 0.60	1594-1598	-0.88 ± 1.95	0.06 ± 0.61

Tabelle 3.1: *Mittlere Strahlposition und –dispersion in x und y auf der Photondetektorebene für verschiedene Lumifüllungen des Jahres 1997 [ser98].*

Schließlich wird der so modifizierte Auftreffort des Photons $(\tilde{x}_\gamma, \tilde{y}_\gamma)$ noch entsprechend der ausgewürfelten Strahldispersion in x und y entsprechend einer Normalverteilung verschmiert, um den simulierten Auftreffpunkt des Photons auf der Photondetektorebene $(x^\gamma_{sim}, y^\gamma_{sim})$ zu erhalten.

Der ermittelte Auftreffpunkt wird im letzten Schritt auf die Kollimatorebene, die sich 140 cm vor dem Photondetektor befindet, extrapoliert. Fällt er in den Schattenbereich der Magnete und Kollimatoren (siehe Abbildung 2.8), wird das MC–Ereignis verworfen. Abbildung 3.7 zeigt für ISR–Ereignisse die Positionen auf der Photondetektorebene in x und y für Daten und Simulation. Die Akzeptanz des Photondetektors wird durch die Simulation gut beschrieben.

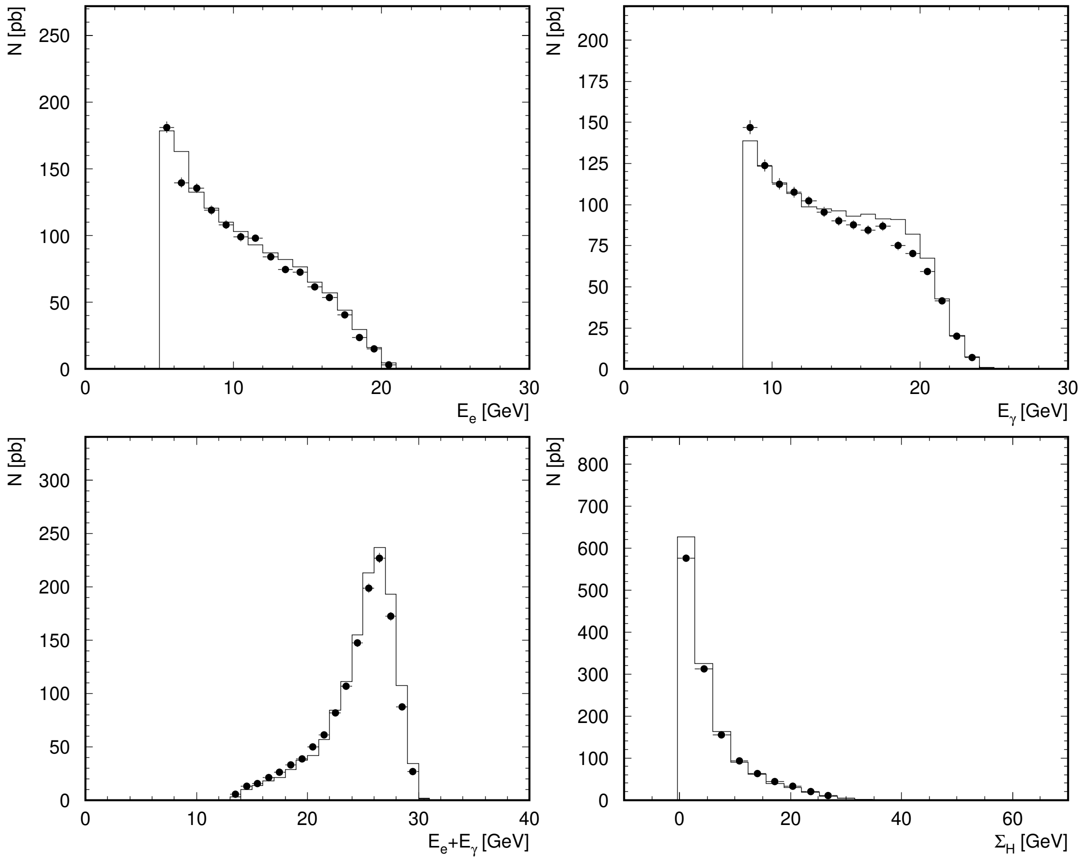

Abbildung 3.7: *Ortskoordinate in x und y der Photonen der ISR–Ereignisse dieser Analyse auf der Photondetektorebene. Die geschlossenen Kreise sind Daten; das Histogramm zeigt die Simulation.*

Wie bereits erwähnt und in Abbildung 3.6b gezeigt hat sich die Energieauflösung des Photonarmes im Laufe des Datennahmejahres aufgrund von Alterungserscheinungen der Kristalle und der Photomultiplier des Photondetektors verschlechtert.

Um diese zeitliche Entwicklung der Daten in der Simulation der Energiedeposition berücksichtigen zu können, wird entsprechend der Häufigkeitsverteilung der Lumifüllungen des analysierten Datensatzes die Energieauflösung, d.h. der Parameter b aus Abbildung 3.6b, ausgewürfelt. Die generierte Photonenergie E_γ^{gen} wird dann nach Gleichung (3.9) um $\sigma(E_\gamma^{gen}) = aE_\gamma^{gen} + b\sqrt{E_\gamma^{gen}}$ entsprechend einer Normalverteilung verschmiert, wobei für den Parameter a wie in Kapitel 3.3 erwähnt der Wert 1% genommen wird.

Die Akzeptanz des Elektrondetektors wird mit Hilfe der Routine **QPETAC** [lum97] simuliert, die von der Luminositätsgruppe zur Verfügung gestellt wird. Sie verwendet das generierte y der MC–Ereignisse als Kriterium für die Entscheidung, ob das MC–Ereignis innerhalb der Akzeptanz des Elektrondetektors liegt oder nicht.

Die Simulation der Energiedeposition des Positrons im Elektrondetektor erfolgt ganz analog zur Photonenergie–Simulation im Photonarm. Die generierte Positronenergie wird nach Gleichung (3.9) um $\sigma(E_e^{gen}) = aE_e^{gen} + b\sqrt{E_e^{gen}}$ entsprechend einer Normalverteilung verschmiert, wobei $a = 1\%$ und $b = 26.58\%$ (siehe Gleichung (3.10)) sind.

3.5 Trigger

Ein Überblick über das H1–Triggersystem wurde in Kapitel 2.2.2 gegeben. Hier sollen die geeignete Zusammenstellung der Triggerelemente zu Subtriggern zur Aufzeichnung von ISR–Ereignissen und BH–Ereignissen, sowie die entsprechenden Triggereffizienzen erläutert werden.

Definition der L1 Trigger

Im Rahmen dieser Arbeit werden drei verschiedene Subtrigger verwendet, die zur Aufzeichnung der verschiedenen Ereignistypen dienen:

- ST12 – ISR–Subtrigger zur Aufzeichnung von ISR–Ereignissen,
- ST91 – BH–Subtrigger zur Aufzeichnung von BH–Ereignissen und
- ST75 – Referenz–Subtrigger zur Aufzeichnung eines Referenzdatensatzes zur Effizienzbestimmung.

Die gesuchte Signatur des ISR–Prozesses (siehe Kapitel 3.1) erfordert, daß der ISR–Subtrigger (ST12) aus der Kombination von Triggerelementen des SpaCal zur Positron– und des Photonarmes zum Photonnachweis besteht. Um Strahluntergrundereignisse unterdrücken zu können, ist es des weiteren sinnvoll Triggerelemente des Flugzeitsystems und der Spurkammern zu verwenden. Für die Aufzeichnung von BH–Ereignissen genügt es hingegen, daß der BH–Subtrigger (ST91) auf Energiedepositionen im Photonarm triggert. Zur Bestimmung der

Effizienzen der von ST12 und ST91 verwendeten Triggerelemente ist es weiterhin nötig einen Referenzdatensatz zu selektieren. Dieser Datensatz muß mit einem von den zu untersuchenden Triggern unabhängigen Subtrigger (ST75) aufgezeichnet werden.

Die genaue Definition der Subtrigger–Bedingungen wird im folgenden wiedergegeben. Dazu werden die boolschen Ausdrücke $\wedge$ für das UND, $\vee$ für das ODER und $\neg$ für die Negation und die in Tabelle 3.2 angegebenen Bezeichnungen für die einzelnen Triggerelemente verwendet.

LUPD	Signal des Photondetektors oberhalb der höchsten LUPD–Energieschwelle
$\mathrm{LUPD_{LOW}}$	Signal des Photondetektors oberhalb der mittleren Energieschwelle
IET1	Signal des elektromagnetischen SpaCal oberhalb der niedrigsten IET–Energieschwelle
$\mathrm{LAR_{E2}}$	Signal des LAr–Kalorimeters oberhalb der höchsten Energieschwelle
$\mathrm{ATOF_{E1}^{SpaCal}}$	Signal des hadronischen SpaCal innerhalb des Untergrundzeitfensters
$\mathrm{BTOF_{BG}}$	Untergrundsignal des Rückwärts–Flugzeitsystems
$\mathrm{VETO_{BG}^{inner}}$	Untergrundsignal der inneren Vetowand
$\mathrm{VETO_{BG}^{outer}}$	Untergrundsignal der äußeren Vetowand
$\mathrm{FTOF_{IA}}$	Wechselwirkungssignal des Vorwärts–Flugzeitsystems
$\mathrm{FTOF_{BG}}$	Untergrundsignal des Vorwärts–Flugzeitsystems
$\mathrm{ZVTX_{MUL7}}$	Schnitt auf die Aktivität in den Spurkammern
$\mathrm{ZVTX_{T0}}$	Signal des Zentral–Spurkammersystems im Signalzeitfenster
$\mathrm{FRWD_{T0}}$	Signal des Vorwärts–Spurkammersystems im Signalzeitfenster
$\mathrm{RZ_{NOZVX}}$	viele nicht auf den Vertex weisende Spuren in der COZ und CIZ
$\mathrm{RZ_{SIG1}}$	Vertexsignal

Tabelle 3.2: *Kurzbeschreibung der in den Subtriggern ST12,ST91 und ST75 enthaltenen Triggerelemente.*

- Subtrigger ST12 setzt sich aus dem Triggerelement LUPD des Photondetektors, dem Triggerelement IET1 des SpaCal und den globalen Triggerbedingungen GLOBAL_ST12 zur Unterdrückung des strahlinduzierten Untergrundes zusammen:

$$\mathrm{ST12} := \mathrm{LUPD} \wedge \mathrm{IET1} \wedge \mathrm{GLOBAL\_ST12} \tag{3.20}$$

mit

$$\begin{aligned} \mathrm{GLOBAL\_ST12} \;:=\; & \neg\mathrm{BTOF_{BG}} \wedge \neg\mathrm{VETO_{BG}^{inner}} \wedge \neg\mathrm{VETO_{BG}^{outer}} \\ \wedge\; & \mathrm{ZVTX_{MUL7}} \wedge \mathrm{ATOF_{E1}^{SpaCal}}\,. \end{aligned}$$

- Subtrigger ST91 besteht aus dem Triggerelement $\mathrm{LUPD_{LOW}}$ des Photondetektors:

$$\mathrm{ST91} := \mathrm{LUPD_{LOW}} \tag{3.21}$$

- Subtrigger ST75 ergibt sich aus den Triggerelementen $\mathrm{LAR_{E2}}$ und den globalen Triggerbedingungen GLOBAL_ST75 zur Unterdrückung des strahlinduzierten Untergrundes:

$$\mathrm{ST75} := \mathrm{LAR_{E2}} \wedge \mathrm{GLOBAL\_75} \tag{3.22}$$

mit

$$\begin{aligned} \mathrm{GLOBAL\_ST75} \;:=\; & \neg\mathrm{BTOF_{BG}} \wedge \neg\mathrm{VETO_{BG}^{inner}} \wedge \neg\mathrm{VETO_{BG}^{outer}} \\ \wedge\; & (\mathrm{ZVTX_{T0}} \vee \mathrm{FRWD_{T0}}) \\ \wedge\; & (\mathrm{FTOF_{IA}} \vee \neg\mathrm{FTOF_{BG}}) \\ \wedge\; & (\neg\mathrm{RZ_{NOZVX}} \vee \mathrm{RZ_{SIG1}}) \end{aligned} \tag{3.23}$$

Bestimmung der Triggereffizienzen von ST12 und ST91

Die ISR– und BH–Daten müssen auf die Aufzeichnungsverluste, die sich aus den Ineffizienzen der Triggerelemente ergeben, korrigiert werden. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, daß die Verluste durch die globalen Triggerbedingungen GLOBAL_ST12 des Subtriggers ST12 deutlich unterhalb von 1% liegen (siehe [hei99, wis98]).

Die Effizienzen der Triggerelemente LUPD und $\mathrm{LUPD_{LOW}}$ sind aus dem Referenzdatensatz bestimmt worden. Um die zeitliche Entwicklung dieser Triggerelemente zu untersuchen, ist das Datennahmejahr in drei Abschnitte eingeteilt worden: einem am Beginn, einem in der Mitte und einem am Ende der Datennahme. Abbildung 3.8 und Abbildung 3.9 zeigt für diese drei Zeitintervalle die Effizienzen der Triggerelemente LUPD und LUPD_{LOW} in Abhängigkeit von der Energie im Photonarm. An die Datenpunkte wird die Funktion

$$\varepsilon(E) = \frac{\varepsilon_{max}}{e^{\frac{E_S - E}{B}} + 1} \tag{3.24}$$

angepaßt.

Im Rahmen ihrer Fehler stimmen die Triggerschwellen, E_S, die Breiten der Schwelle, B, und die maximalen Effizienzen, ε_{max}, der drei Datennahmebereiche überein. Die fehlergewichteten Mittelwerte von ε_{max}, E_S und B, die zur Korrektur der Daten verwendet werden, sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

	E_S [GeV]	B [GeV]	ε_{max}
LUPD	7.36 ± 0.05	0.99 ± 0.02	1.00 ± 0.02
$\mathrm{LUPD_{LOW}}$	6.42 ± 0.07	0.98 ± 0.02	0.996 ± 0.001

Tabelle 3.3: *Fehlergewichtete Mittelwerte der Parameter der Anpassung an die gemessenen Effizienzen von* LUPD *und* $\mathrm{LUPD_{LOW}}$*.*

Abbildung 3.10 zeigt für die gleichen drei Datennahmeperioden die Effizienz des Triggerelementes IET1 als Funktion der Energie im elektromagnetischen SpaCal. Zu sehen ist die Anpassung einer Geraden

$$\varepsilon(E_e) = A_0 + A_1\,E_e \tag{3.25}$$

an die Daten. Dabei weicht das Ergebnis in der ersten Datenperiode von denen der anderen beiden Zeitabschnitte deutlich ab. Diese Unterschiede sind in der Analyse berücksichtigt worden, indem die Daten abhängig von ihrem Datennahmezeitpunkt mit den Werten der Anpassungsparameter A_0 und A_1 aus den verschiedenen Zeiträumen gewichtet wurden.

Die Triggerstufen L2 und L4

Die Triggerstufe L2 hat im betrachteten SpaCal–Bereich keinen Einfluß auf die Subtrigger dieser Analyse. Des weiteren haben intensive Untersuchungen der vierten Triggerstufe L4 gezeigt, daß es keine Verluste an Signalereignissen durch diese Stufe gegeben hat [ols97].

3.5.1 Trigger–Screening

Die Aufzeichnung eines Ereignisses wird durch das Erscheinen einer Flanke vom Triggersignal=0 auf das Triggersignal=1 eingeleitet. Bei sehr hohen Ereignisraten wie im Fall des BH–Prozesses kann es geschehen, daß das Triggersignal vor dem nächsten Bunchcrossing nicht auf Null gesetzt wird, sondern über zwei oder mehr Bunchcrossings gesetzt bleibt. Aufgrund dieser Eigenschaft entstehen Verluste in der Ereigniserfassung. Man bezeichnet diesen Effekt als Trigger–Screening. Der Effekt ist für die meisten Prozesse vernachlässigbar. Für den BH–Trigger führt er hingegen aufgrund der hohen Rate zu Verlusten in der Datenaufzeichnung als Funktion der instantanen Luminosität. Abbildung 3.11 zeigt in Abhängigkeit der instantanen Luminosität den Anteil an Ereignissen, $\mathrm{T_{SC}}$, die aufgrund des

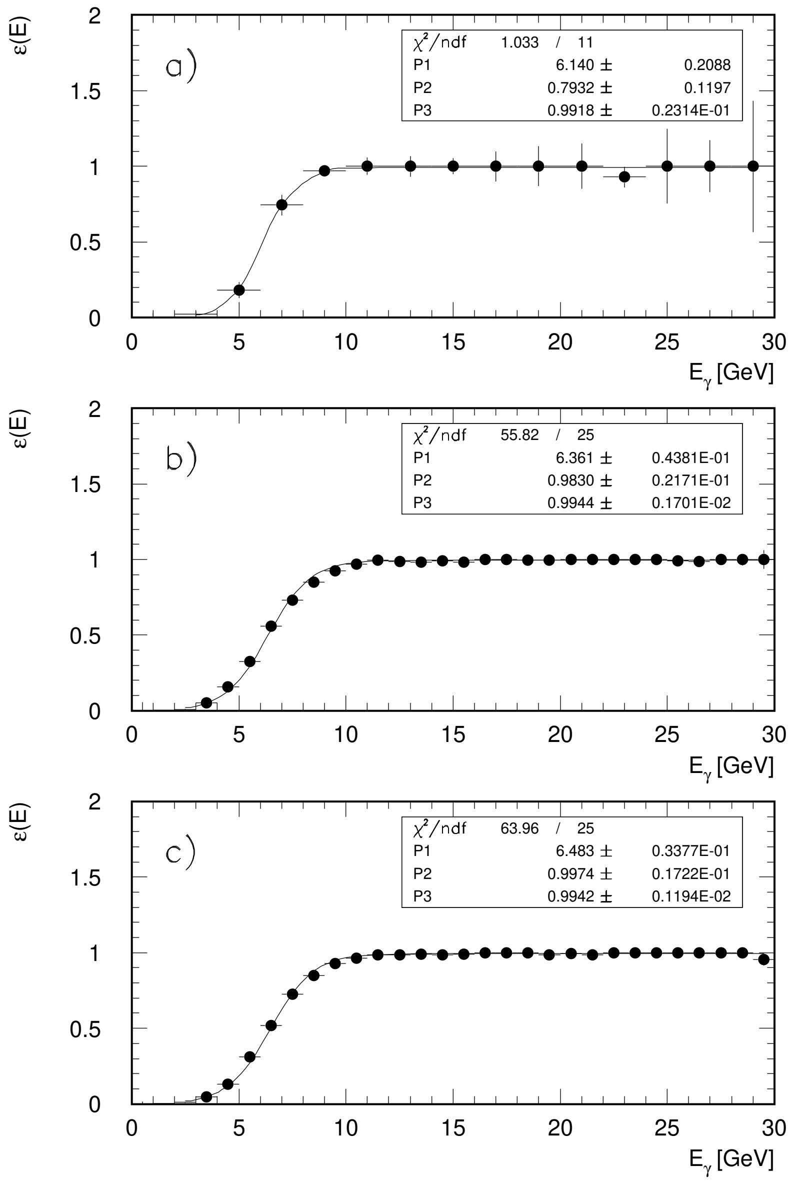

Abbildung 3.8: *Effizienz des Triggerelementes* $\mathrm{LUPD_{LOW}}$ *in Abhängigkeit von der Energie im Photonarm* E_γ *für drei verschiedene Datennahmebeiche a) am Beginn, b) in der Mitte und c) am Ende des Jahres 1997. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung in Gleichung (3.24), mit* $\mathrm{P1} = E_S$, $\mathrm{P2} = B$ *und* $\mathrm{P3} = \varepsilon_{max}$.

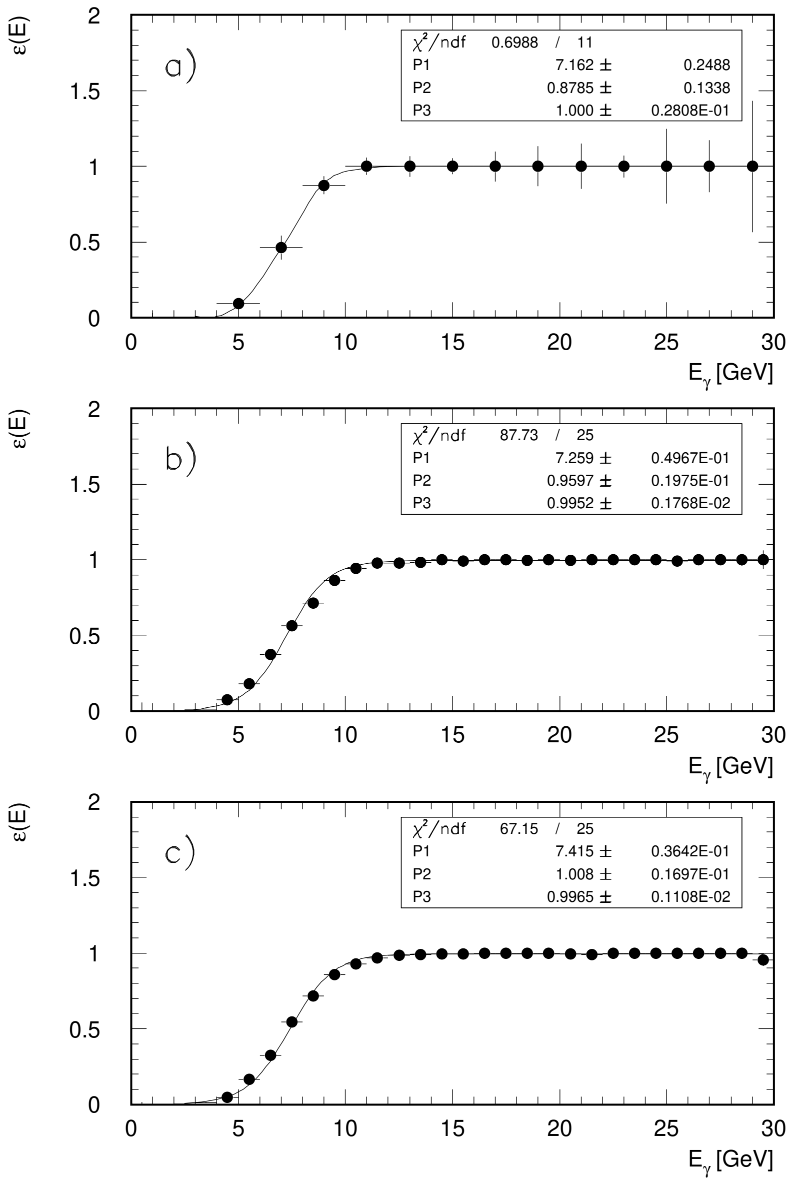

Abbildung 3.9: *Effizienz des Triggerelementes LUPD als Funktion von der Energie im Photonarm E_γ für drei verschiedene Datennahmebereiche a) am Beginn b) in der Mitte und c) am Ende des Jahres 1997. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassungsfunktion in Gleichung Gleichung (3.24), mit* $\mathrm{P1} = E_S$, $\mathrm{P2} = B$ *und* $\mathrm{P3} = \varepsilon_{max}$.

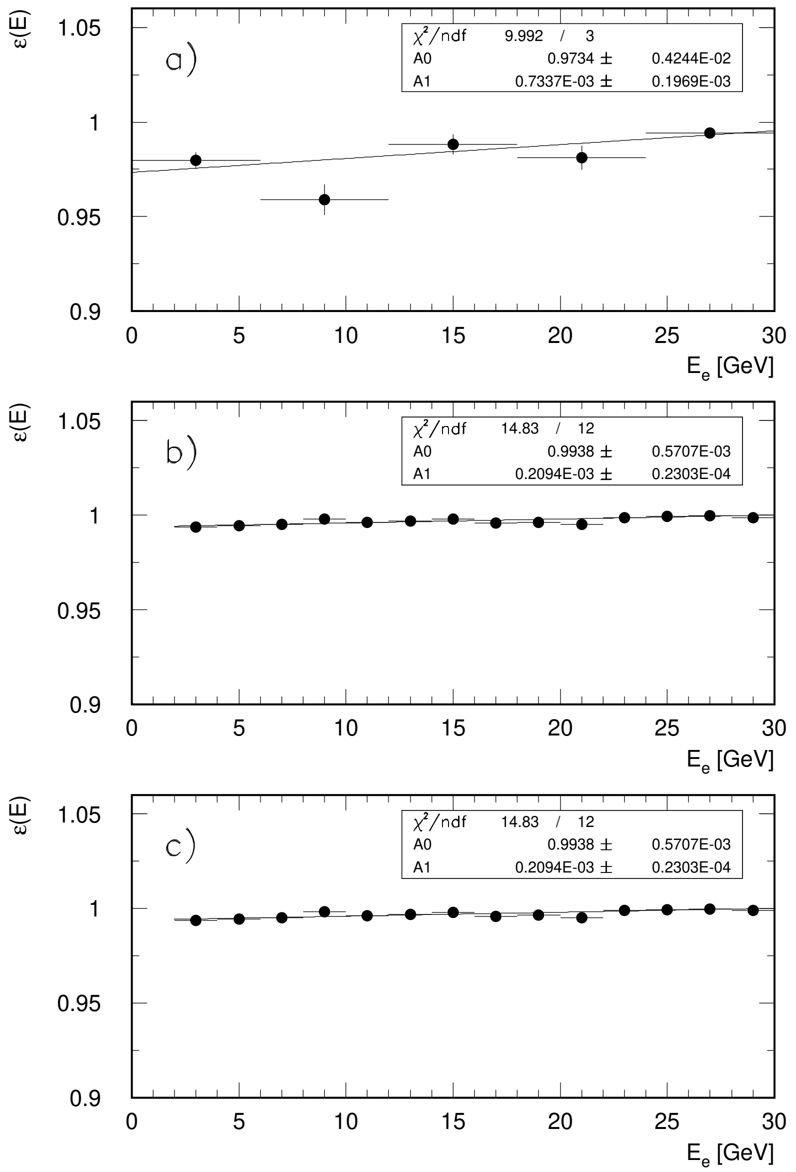

Abbildung 3.10: *Effizienz des Triggerelementes IET1 in Abhängigkeit von der Energie E_e im SpaCal. Gezeigt ist die Effizienz für a) Beginn b) Mitte und c) Ende des Datennahmejahres. An die gemessenen Effizienzpunkte wurden Geraden mit Achsenabschnitt A_0 und Steigung A_1 angepaßt.*

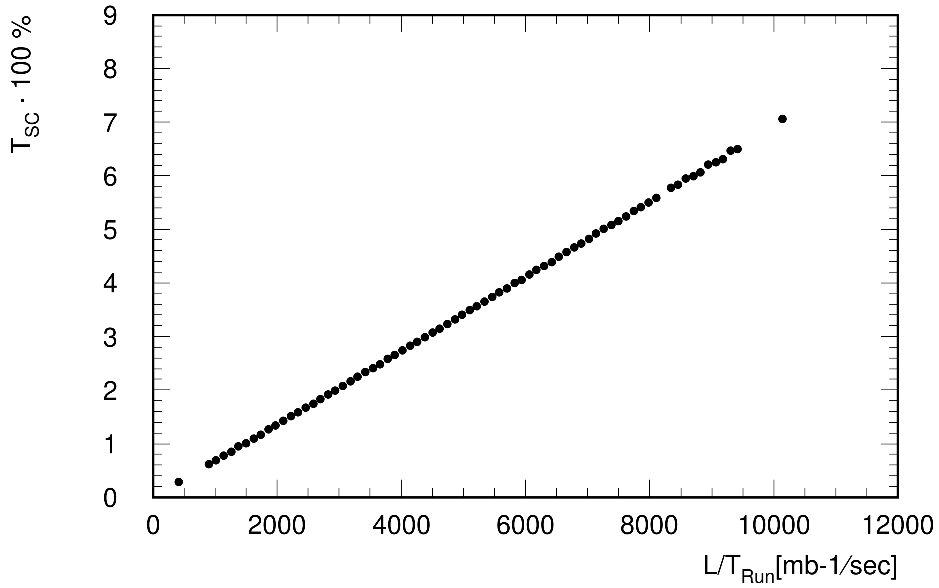

Abbildung 3.11: *Prozentualer Verlust an Ereignissen durch den Trigger–Screening–Effekt (T_{SC}) verursacht in Abhängigkeit von der instantanen Luminosität.*

Trigger-Screening–Effektes der Aufzeichnung durch den Subtrigger ST91 verlorengehen. Über das Datennahmejahr 1997 gemittelt, ergibt sich für den Subtrigger ST91 ein Verlust von ca. 4%.

3.6 Der Untergrund

In diesem Abschnitt werden die Arbeitschritte zur Bestimmung des Untergrundanteils in den Daten und die Simulation der einzelnen Untergrundquellen – DISBH, GPBH und ISRBH –, wie sie in Abschnitt 3.1 eingeführt worden sind, beschrieben.

3.6.1 Die Bestimmung der BH–Überlappwahrscheinlichkeit

Der Anteil des durch eine Zufallskoinzidenz mit einem BH–Prozeß hervorgerufenen Untergrundes im selektierten ISR–Datensatz hängt von der Wahrscheinlichkeit ab, daß mindestens ein BH–Prozeß in einem Bunchcrossing stattfindet. Diese sogenannte BH–Überlappwahrscheinlichkeit (im nachfolgenden mit $P_{\ddot{U}}$ abgekürzt) hängt dabei sowohl von der instantanen Luminosität $\mathcal{L}$ als auch von der geforderten Mindestenergie E_γ^{min} im Photonarm ab.

Zur Bestimmung der mittleren BH–Überlappwahrscheinlichkeit eines Runs[2] werden Ereignisse, die mit dem Subtrigger ST91 aufgezeichnet worden sind, verwendet. Diese Ereignisse müssen auf den in Kapitel 3.5.1 beschriebenen Trigger–-Screening–Effekt korrigiert werden. Die Überlappwahrscheinlichkeit $P_{\ddot{U}}$ läßt sich dann aus den Daten folgendermaßen ermitteln:

$$P_{\ddot{U}}(\mathcal{L}, E_\gamma^{min}) = \frac{N_{BHC}(E_\gamma^{min})}{T_{Run} \cdot f \cdot N_{kol}}\,, \tag{3.26}$$

wobei $N_{kol} = 174$ die Anzahl der kollidierenden Teilchenpakete, $f = 47.35\,\mathrm{kHz}$ die Umlaufsfrequenz eines Teilchenpaketes in der HERA–Maschine und T_{Run} die aktive Laufzeit des entsprechenden Runs ist. Der Nenner in Gleichung (3.26) ergibt somit die Gesamtanzahl der Bunchcrossings in einem Run. Die Größe $N_{BHC}(E_\gamma^{min})$ ist die Anzahl der im Run detektierten BH–Ereignisse oberhalb einer Mindestphotonenergie E_γ^{min}:

$$N_{BHC}(E_\gamma^{min}) = (1 + T_{\mathrm{SC}}) \sum_{i=1}^{N_{91}} \frac{U_{91}^i}{\varepsilon_{91}(E_\gamma^i)}\,. \tag{3.27}$$

Hierbei entspricht T_{SC} dem Anteil der durch den Trigger–Screening–Effekt verloren gegangenen Ereignisse in einem Run, U_{91}^i ist der Untersetzungsfaktor des Subtriggers ST91 und E_γ^i ist die im Photonarm nachgewiesene Energie des i-ten Ereignisses im Run. Die Funktion ε_{91}, die die Effizienz des Subtriggers ST91

[2] Lumifüllungen bestehen aus mehreren unterschiedlich langen (maximal zweistündigen) Runs. Runs sind Datennahmeperioden mit weitgehend konstanten HERA– und Detektorbedingungen.

parametrisiert, (siehe Abbildung 3.8 und Tabelle 3.3) ist gegeben durch

$$\varepsilon_{91}(E_\gamma^i) = \frac{0.996}{e^{\frac{6.42\,\mathrm{GeV}-E_\gamma^i}{0.98\,\mathrm{GeV}}}+1}\,. \tag{3.28}$$

Die Summe in Gleichung (3.27) läuft über alle mit ST91 getriggerten Ereignisse eines Runs.

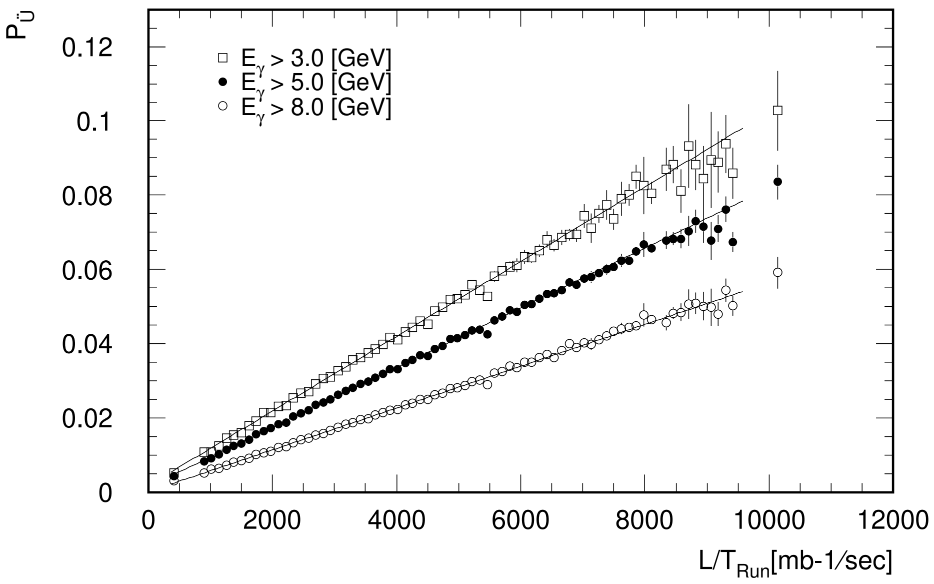

Abbildung 3.12: *BH–Überlappwahrscheinlichkeit im Datennahmejahr 1997 als Funktion der instantanen Luminosität für* $E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV}$, $E_\gamma > 5\,\mathrm{GeV}$ *und* $E_\gamma > 8\,\mathrm{GeV}$. *Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen an die Datenpunkte (siehe Text).*

Abbildung 3.12 zeigt für $E_\gamma^{min} = 3$, 5 und 8 GeV die Überlappwahrscheinlichkeit pro Run, $P_{\ddot{U}}$, als Funktion der instantanen Luminosität $\mathcal{L}$. Es ist deutlich zu erkennen, daß $P_{\ddot{U}}$ mit der instantanen Luminosität $\mathcal{L}$ des Runs ansteigt, und mit zunehmender Photonenergieschwelle abnimmt. Das Verhalten der BH–Überlappwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der instantanen Luminosität läßt sich durch eine Gerade parametrisieren[3]:

$$P_{\ddot{U}}(\mathcal{L}) = C_0 + C_1 \cdot \mathcal{L} \tag{3.29}$$

An die gemessenen Datenpunkte der BH–Überlappwahrscheinlichkeit in Abbildung 3.12 wurde die Gerade in Gleichung (3.29) angepaßt. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Der Achsenabschnitt C_0 der drei Anpas-

[3]Die quadratische Abhängigkeit der Überlappwahrscheinlichkeit von $\mathcal{L}$ ist vernachlässigbar klein.

	$E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV}$	$E_\gamma > 5\,\mathrm{GeV}$	$E_\gamma > 8\,\mathrm{GeV}$
C_0	$(0.171 \pm .019) \cdot 10^{-2}$	$(0.142 \pm .008) \cdot 10^{-2}$	$(0.119 \pm .007) \cdot 10^{-2}$
$C_1[\frac{\mathrm{sec}}{\mathrm{mb}^{-1}}]$	$(1.007 \pm .006) \cdot 10^{-5}$	$(0.804 \pm .003) \cdot 10^{-5}$	$(0.563 \pm .002) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.4: Ergebnisse der Anpassung der Funktion in Gleichung (3.29) an die Datenpunkte der Abbildung 3.12.

sungen ist entgegen der Erwartung ungleich Null und beträgt ca. ein Promille. Die Steigung C_1 nimmt mit anwachsenden E_γ^{min} ab, da der nachgewiesene BH–Wirkungsquerschnitt kleiner wird.

Mit Hilfe der Gleichung (3.29) und der aus der Anpassung an die Daten der Abbildung 3.12 ermittelten Parameter C_0 und C_1 in Tabelle 3.4 ist es möglich für einen beliebig selektierten Datensatz die mittlere Überlappwahrscheinlichkeit $P_{\ddot{U}}$ zu bestimmen. Die Analysekette ist derart aufgesetzt, daß parallel zur Analyse der Daten, die Überlappwahrscheinlichkeit jedesmal neu bestimmt wird und diese dann verwendet wird. Das hat den großen Vorteil, den analysierten Datensatz frei variieren und ohne größeren Aufwand zum Beispiel die zeitliche Abhängigkeit der Resultate studieren zu können und damit mögliche Hinweise auf eine versteckte Systematik zu erhalten.

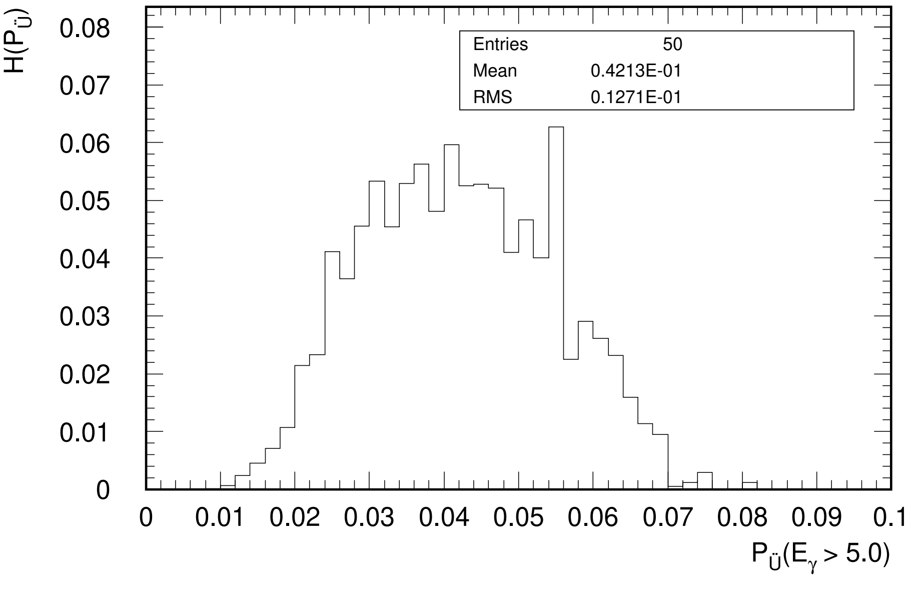

Abbildung 3.13: *Häufigkeitsverteilung $H(P_{\ddot{U}})$ der BH–Überlappwahrscheinlichkeit mit $E_\gamma > 5\,\mathrm{GeV}$ für den in dieser Analyse verwendeten ISR–Datensatz.*

Abbildung 3.13 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Größe $P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 5\mathrm{GeV})$ der für diese Analyse selektierten ISR–Ereignisse. Die mittlere Überlappwahrscheinlichkeit für den in dieser Analyse betrachteten Datenbereich beträgt

$$\langle P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 5.0\,\mathrm{GeV})\rangle = (4.21 \pm 0.07)\%\,. \tag{3.30}$$

Der Fehler in (3.30) ergibt sich dabei aus dem Einfluß der Unsicherheit der Anpassungsfunktion in Gleichung (3.29) auf den Mittelwert der Verteilung $\langle P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 5.0\,\mathrm{GeV})\rangle$.

3.6.2 Die Simulation des DISBH– und GPBH–Untergrundes

Die Grundidee bei der Simulation des DISBH– und GPBH–Untergrundes (siehe Abschnitt 3.1) beruht auf der künstlichen Überlagerung von simulierten DIS– und Photoproduktionsereignissen mit mit dem H1–Detektor aufgezeichneten BH–Daten mit einer Photonenergie von $E_{BH} > 5\,\mathrm{GeV}$. Diese überlagerten Ereignisse werden in der weiteren Diskussion zusammenfassend als MCBH–Ereignisse bezeichnet. Die verwendeten BH–Ereignisse stammen aus derselben Datennahmezeit wie die in dieser Arbeit analysierten ISR–Ereignisse.

Abbildung 3.14 zeigt eine schematische Darstellung der nachfolgend erläuterten Arbeitsschritte zur Simulation des DISBH– und GPBH–Untergrundes:

a) Um die gesamte zur Verfügung stehende Statistik der MC–Ereignisse ausnutzen zu können, geschieht die Überlagerung im Verhältnis 1:1 und nicht im Verhältnis $1 : P_{\ddot{U}}$. Eine entsprechende Korrektur der Luminosität erfolgt in Schritt c).

b) Da die verwendeten BH–Ereignisse mit dem Subtrigger ST91=LUPD$_{\mathrm{LOW}}$ aufgezeichnet worden sind, müssen die MCBH–Ereignisse auf dessen Effizienz korrigiert werden (siehe Gleichung (3.28)). Das hat zur Folge, daß sich die Anzahl der MCBH–Ereignisse, N_{MC}, effektiv auf

$$N^{\mathrm{eff},91}_{\mathrm{MCBH}} = \sum_{i}^{N_{\mathrm{MCBH}}} \frac{1}{\varepsilon_{91}(E^i_\gamma)} \tag{3.31}$$

erhöht, wobei $\varepsilon_{91}(E)$ die in Gleichung (3.28) angegebenen Effizienz des Subtriggers ST91 ist. Die Summe in Gleichung (3.31) läuft über alle MCBH–Ereignisse. Die Luminosität L_{MC} des verwendeten MC–Satzes muß entsprechend

$$L^{91}_{\mathrm{MCBH}} = L_{\mathrm{MC}} \frac{N^{\mathrm{eff},91}_{\mathrm{MCBH}}}{N_{\mathrm{MC}}} \tag{3.32}$$

korrigiert werden.

c) Die 1:1–Überlagerung entspricht einer BH–Überlappwahrscheinlichkeit von 100%. Die Untersuchungen in Abschnitt 3.6.1 ergaben, daß $\langle P_{\ddot{U}}(E_\gamma^{min} > 5\,\mathrm{GeV})\rangle = 4.21\%$ beträgt, so daß der MCBH–Ereignissatz einer Luminosität von

$$L^{\ddot{U}}_{\mathrm{MCBH}} = L^{91}_{MCBH} \cdot \langle P_{\ddot{U}}(E_\gamma^{min} > 5\,\mathrm{GeV})\rangle = \mathrm{L}^{91}_{\mathrm{MCBH}} \cdot 0.0421 \qquad (3.33)$$

entspricht.

Entsprechend diesen Arbeitsschritten sind für 1.01 pb^{-1} simulierte tiefinelastische *ep*–Streuereignisse ohne ein Photon im Photonarm des Luminositätssystems und für 0.51 pb^{-1} simulierte Photoproduktionsereignisse Zufallskoinzidenzen mit BH–Daten gebildet worden, die in dieser Analyse zur Simulation des DISBH– und GPBH–Untergrundes verwendet werden.

Überprüfung der Untergrundsimulation

Zur Überprüfung und Abschätzung des systematischen Fehlers der Untergrundsimulation wurden Ereignisse mit einer Energiedeposition im Elektrondetektor des Luminositätssystems verwendet.

Zunächst wird die Normierung des DISBH–Untergrundes untersucht. Hierzu verlangt man neben einer Energiedeposition im Photonarm einen hochenergetischen Positronkandidaten im SpaCal mit einer Mindestenergie von 22 GeV, um den selektierten Satz mit nicht–radiativen DIS–Ereignissen anzureichern. Photoproduktionsereignisse werden mit diesem Schnitt stark unterdrückt, da der weitaus größte Anteil der fälschlicherweise als Positronen identifizierten Photoproduktionshadronen Energien unterhalb von ca. 6 GeV besitzen [weg91]. Abbildung 3.15a zeigt das Photonenergiespektrum des so selektierten Datensatzes und des mit BH–Ereignissen überlagerten MC für Ereignisse mit einer zusätzlichen Energiedeposition im Elektrondetektor. Die Verteilungen sind absolut normiert und zeigen deutlich, daß es wie erwähnt keinen Beitrag durch Photoproduktionsereignisse sowie einen nur geringen Anteil vom ISR–Prozeß gibt.

Bildet man das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse in den Daten und in der Simulation in Abhängigkeit von der Photonenergie, so erhält man im Mittel $82.1 \pm 4.3\,\%$. Der simulierte DISBH–Untergrund ist somit systematisch um 18% zu hoch und zeigt im Rahmen der statistischen Fehler keine Abhängigkeit von der Photonenergie. Die achtzehnprozentige Abweichung deutet auf eine nicht verstandene Systematik hin und wird aus diesem Grunde in den Gesamtfehler aufgenommen. Für die Abschätzung des Gesamtfehlers werden die ermittelte Abweichung und der Fehler der Mittelwertbestimmung durch Anpassung einer Konstanten quadratisch addiert. Daraus ergibt sich für die Normierung des simulierten DISBH–Untergrundes ein Fehler von $\sqrt{0.179^2 + 0.043^2} = 0.185 = \mathbf{18.5}\%$.

Nachdem die absolute Anzahl der DISBH–Ereignisse in der Untergrundsimulation festgelegt ist, wird die Normierung des GPBH–Untergrundes in der Simulation bestimmt. Hierzu werden Ereignisse mit kleinen Positronenergien 5 <

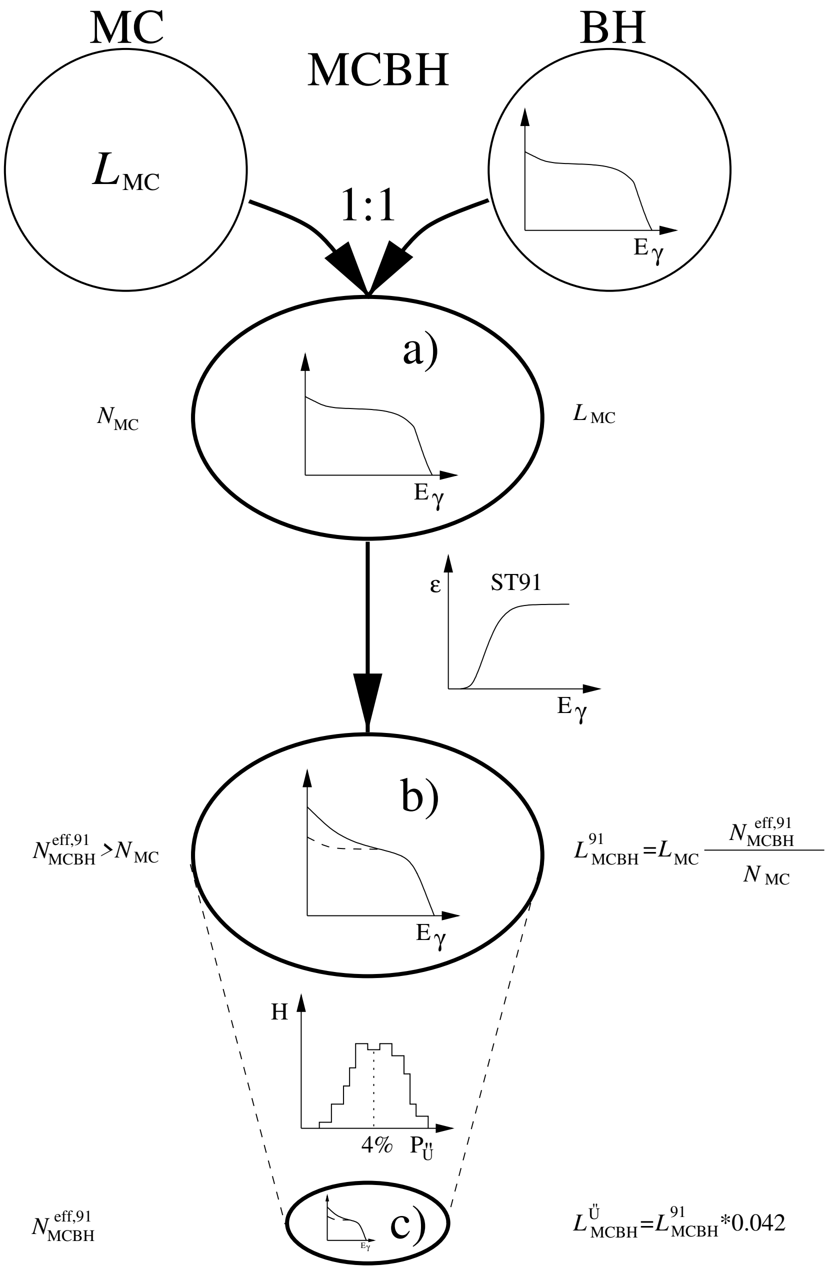

Abbildung 3.14: *Schematische Darstellung der Arbeitsschritte a), b) und c) zur Simulation des DISBH– und GPBH–Untergrundes; Beschreibung siehe Text.*

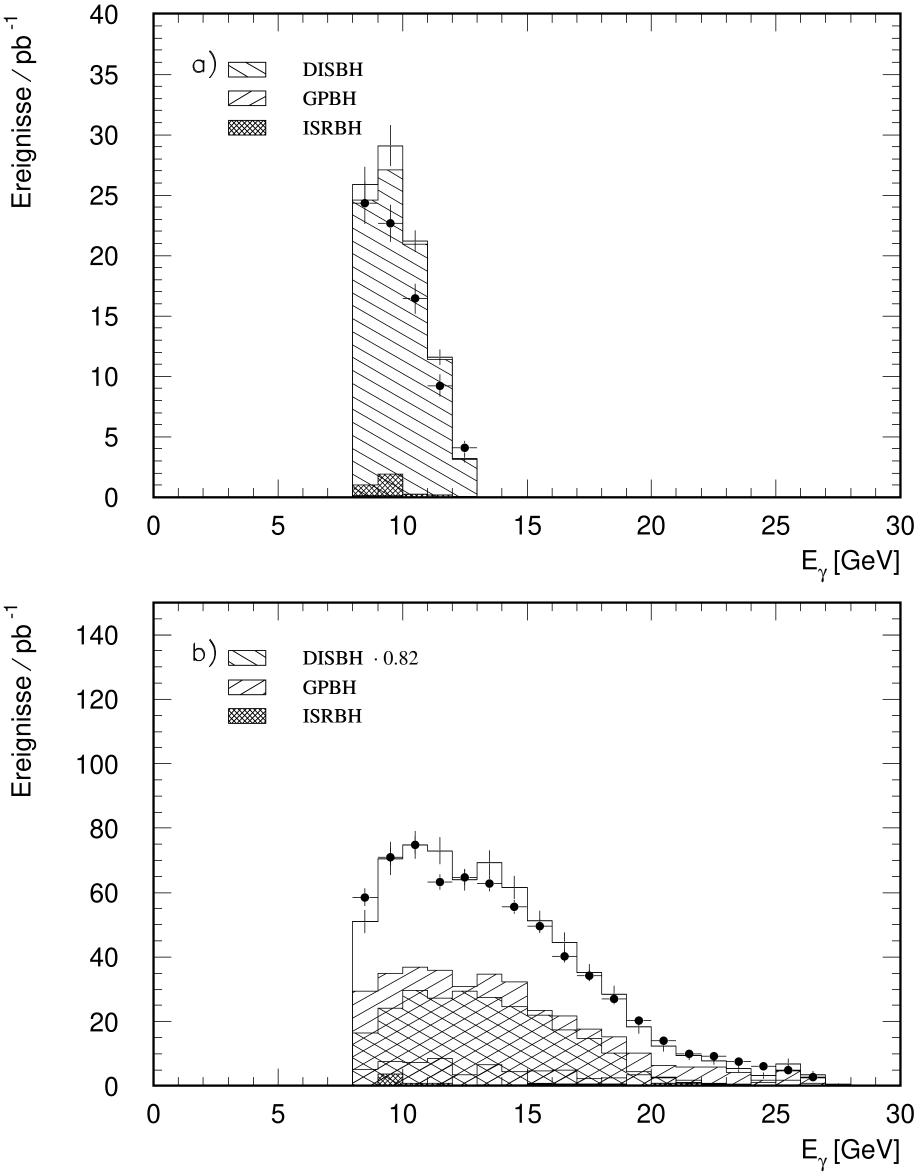

Abbildung 3.15: *Photonenergiespektrum für Ereignisse mit ISR–Signatur und einer Energiedeposition im Elektrondetektor für a)* $22.0 < E_e < 30.0\,\mathrm{GeV}$ *und b)* $5.0 < E_e < 12.0\,\mathrm{GeV}$*. In der Abbildung b) ist der DISBH–Untergrund mit dem Normierungsfaktor 0.82 herunterskaliert (Erläuterung siehe Text). Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie ist die Summe der Untergrundsimulationen, wobei die Kreuze auf dieser Linie den statistischen Fehler des MC anzeigen. Zu sehen sind außerdem der DISBH–, GPBH– und ISRBH–Untergrund (schraffierte Histogramme).*

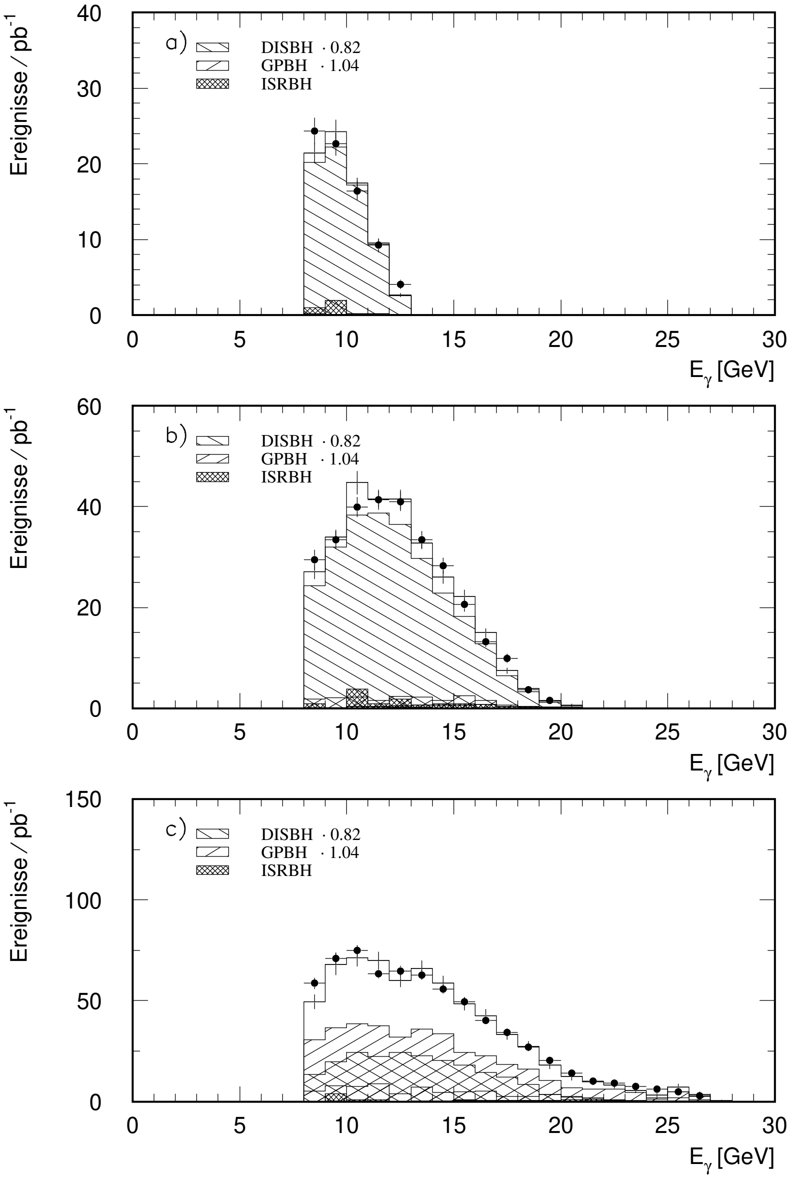

Abbildung 3.16: *Photonenenergiespektrum für Ereignisse mit ISR–Signatur und einer Energiedeposition im Elektrondetektor für drei Energiebereiche des Positronkandidaten im SpaCal: a) $22.0 < E_e < 30.0\,\mathrm{GeV}$, b) $12.0 < E_e < 22.0\,\mathrm{GeV}$ und c) $5.0 < E_e < 12.0\,\mathrm{GeV}$. Die Punkte repräsentieren die Daten und die durchgezogene Linie ist die Summe der Untergrund–MC, wobei die Kreuze auf dieser Linie den statistischen Fehler des MC anzeigen. Zu sehen sind außerdem der DISBH–, GPBH– und ISRBH–Untergrund (schraffierte Histogramme). Die gezeigten Verteilungen sind absolut normiert, wobei die DISBH– und GPBH–Verteilung auf ihre systematische Abweichung von den Daten korrigiert worden sind (siehe Text).*

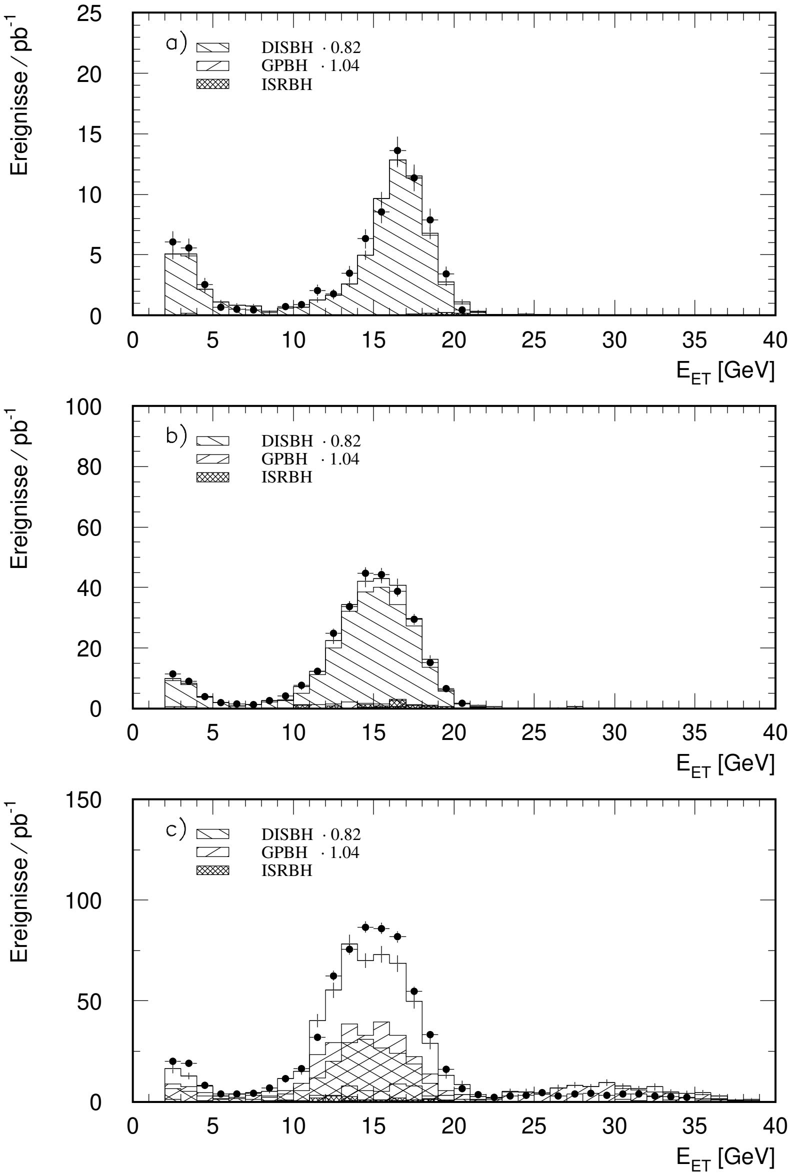

Abbildung 3.17: *Energiespektrum im Elektrondetektor für Ereignisse aus Abbildung 3.16 in den drei Energiebereichen: a)* $22.0 < E_e < 30.0\,\mathrm{GeV}$, *b)* $12.0 < E_e < 22.0\,\mathrm{GeV}$ *und c)* $5.0 < E_e < 12.0\,\mathrm{GeV}$. *Die Punkte repräsentieren die Daten und die durchgezogene Linie ist die Summe der Untergrund–MC, wobei die Kreuze auf dieser Linie den statistischen Fehler des MC anzeigen. Zu sehen sind außerdem der DISBH–, GPBH– und ISRBH–Untergrund (schraffierte Histogramme). Die gezeigten Verteilungen sind absolut normiert, wobei die DISBH– und GPBH–Verteilung auf ihre systematische Abweichung von den Daten korrigiert worden sind (siehe Text).*

$E_e < 12\,\mathrm{GeV}$ im SpaCal selektiert, was zu einer Anreicherung von Photoproduktionsereignissen führt. Abbildung 3.15b zeigt das Photonenergiespektrum für Energiedepositionen im SpaCal zwischen $5 < E_e < 12\,\mathrm{GeV}$, wobei der DISBH–Untergrund um 18% herunterskaliert ist. Wie erwartet, ist der Anteil der Photoproduktionsereignisse in der Untergrundsimulation hier nicht mehr zu vernachlässigen.

Für die Abschätzung des Normierungsfehlers des simulierten GPBH–Untergrundes wird der korrigierte DISBH–Untergrund von dem Photonspektrum in Daten und MC statistisch subtrahiert. Für das Verhältnis der Anzahl verbleibender Ereignisse in Daten und MC ergibt sich $103.98 \pm 3.79\%$. Der simulierte GPBH–Untergrund ist somit im Vergleich zu den Daten systematisch zu niedrig; wiederum zeigt sich im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik keine Abhängigkeit von der Photonenergie.

Um den systematischen Einfluß des DISBH–Untergrundes auf Normierungsunsicherheit des GPBH–Untergrundes abschätzen zu können, wird der DISBH–Untergrund, der von der MC–Verteilung abgezogen wird, systematisch um $\pm 18.5\%$ variiert. Der Gesamtfehler auf die Normierung des GPBH–Untergrundes ergibt sich aus dieser Untersuchung zu **16.3**%.

In Abbildung 3.16 sind die DISBH– und GPBH–Verteilung auf ihre systematische Abweichung (-18% und +3.98%) von den Daten korrigiert worden. Nach diesen Korrekturen wird sowohl die Form als auch die Normierung des Photonspektrums in den Daten durch den simulierten Untergrund sehr gut beschrieben. Abbildung 3.16b zeigt das Photonspektrum für den Positronenergiebereich $12.0 < E_e < 22.0\,\mathrm{GeV}$, der nicht zur Festlegung der absoluten Anzahl der Untergrundereignisse in der Simulation verwendet wird. Auch hier ist eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen.

Abschließend sind die Energieverteilungen im Elektrondetektor von Daten und Untergrundsimulation (Abbildung 3.17) für die drei verschiedenen Energiebereiche des Positronkandidaten gezeigt. Die Verteilungen der Untergrundsimulation sind auf ihre systematische Abweichungen in Bezug auf die Daten korrigiert. Die Verteilung für $12.0 < E_e < 22\,\mathrm{GeV}$, Abbildung 3.17a, und $22.0 < E_e < 30\,\mathrm{GeV}$, Abbildung 3.17b zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Untergrund. Für $5.0 < E_e < 12\,\mathrm{GeV}$ wird, obwohl die absolute Anzahl der Ereignisse in Daten und Simulation über die Positronenergie E_e integriert übereinstimmt, die Form des Energiespektrums allerdings nicht vollständig durch die Simulation beschrieben (siehe Abbildung 3.17c). Diese Diskrepanz ist auf die fehlende Simulation der ortsabhängigen Verluste der im Elektrondetektor deponierten Energie zurückzuführen (siehe Kapitel 2.2.1.6 und Abbildung 2.6). Der Energiebereich $8.0 < E_e < 12\,\mathrm{GeV}$ wird durch Photoproduktionsereignisse dominiert, so daß bei der Überlagerung von BH–Ereignissen die Energien der Photoproduktionspositronen, die in der Akzeptanz des Elektrondetektors liegen, berücksichtigt werden müssen. Da die Simulation der Energiedepositionen im Elektrondetektor der

Photoproduktionspositronen (siehe Abschnitt 3.4) die Verluste am Detektorrand in Abhängigkeit des Auftreffortes des Positrons im Elektrondetektor nicht berücksichtigt, werden die Positronen in den simulierten Photoproduktionsereignissen ohne die entsprechenden Verluste rekonstruiert, was zur Migration der Ereignisse zu höheren Energien im Vergleich zu den Daten führt. Dieser Effekt hat allerdings keinen Einfluß auf die Güte dieser Analyse, da der Elektrondetektor als Veto gegen den Untergrund (siehe 3.8.4) verwendet wird. Die richtige Simulation der absoluten Anzahl der Ereignisse mit Energiedepositionen im Elektrondetektor ist hier von Bedeutung, was wie in Abbildung 3.16c gezeigt zutrifft.

Die in diesem Abschnitt ermittelten Normierungen des DISBH– und des GPBH–Untergrundes werden in den nachfolgenden Analyseschritten angewendet, ohne daß explizit darauf hingewiesen wird.

3.6.3 Die Simulation des ISRBH–Untergrundes

Die Überlagerung eines BH–Prozesses mit ISR–Signalereignissen führt im Wesentlichen zu einer Fehlmessung der Energie im Photonarm. Da nur ein kleiner Teil (30%) der überlagerten Ereignisse mit Hilfe des im Elektrondetektor nachgewiesenen BH–Positrons verworfen werden kann, muß der Einfluß der BH–Ereignisse auf die Photonenergiemessung mit Hilfe geeigneter Simulation untersucht werden.

Um den Effekt zu verdeutlichen, zeigen Abbildung 3.18a und Abbildung 3.18b den Vergleich zwischen den Photonspektren in Daten und MC für mit Subtrigger ST91 aufgezeichnete BH–Ereignisse. Dabei wurde eine Simulation verwendet, für die keine BH–Prozesse überlagert wurden. Die Spektren zeigen deutlich, daß die Simulation nicht in der Lage ist die Daten zu beschreiben; die Abweichungen sind sowohl bei großen als auch bei kleinen Photonenergien zu erkennen.

Im Gegensatz zum DISBH– und GPBH–Untergrund können BH–Photonen mit Energien, die kleiner als die Trigger– bzw. Selektionsenergieschwelle sind, ebenfalls zum ISRBH–Untergrund beitragen. Dies gilt rein theoretisch für alle abgestrahlten BH–Photonen. Allerdings sind Photonen mit Energien kleiner als $0.15 \pm 0.02\,\mathrm{GeV}$ [gog96] nicht in der Lage, die Bleiabschirmung vor dem Photondetektor zu passieren, so daß für die Simulation dieses Untergrundes das BH–Photonspektrum nur bis zu Energien von 0.15 GeV generiert werden muß [4]. Für diesen Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein BH–Ereignisgenerator, der den Multi–BH–Photonüberlapp simuliert, geschrieben. Nach der Bestimmung der Überlappwahrscheinlichkeiten für $E_\gamma > 0.15\,\mathrm{GeV}$ werden im folgenden die Funktionsweise und die Überprüfung dieses BH–Generators näher erläutert.

Mittels der aus den Daten bestimmten mittleren BH–Überlappwahrscheinlichkeit für $P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 5.0\,\mathrm{GeV})$ (siehe Abschnitt 3.6.1) wird mit Hilfe des BH–Wirkungsquerschnittes, σ_{BHC}, aus Gleichung (1.35) die Überlappwahrscheinlichkeit für

[4] Die durch den Subtrigger ST91 aufgezeichneten BH–Ereignisse eignen sich aufgrund ihrer minimalen Energie von höchstens 3 GeV nicht zur Simulation des ISRBH–Untergrundes.

$E_\gamma^{min} = 0.15\,\mathrm{GeV}$ wie folgt berechnet:

$$P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 0.15\,\mathrm{GeV}) = \mathrm{P}_{\ddot{\mathrm{U}}}(\mathrm{E}_\gamma > 5\,\mathrm{GeV}) \cdot \frac{\sigma_{BHC}(\mathrm{E}_\gamma > 0.15\,\mathrm{GeV})}{\sigma_{BHC}(\mathrm{E}_\gamma > 5\,\mathrm{GeV})} \tag{3.34}$$

mit

$$\sigma_{BHC}(E_\gamma^{min} > 5\,\mathrm{GeV}) = 71.67 \pm 0.72\,\mathrm{mb}\,, \tag{3.35}$$
$$P_{\ddot{U}}(E_\gamma^{min} > 5\,\mathrm{GeV}) = 4.21 \pm 0.07\,\%\,, \tag{3.36}$$
$$\sigma_{BHC}(E_\gamma^{min} > 0.15\,\mathrm{GeV}) = 284.29 \pm 2.84\,\mathrm{mb} \tag{3.37}$$

folgt dann

$$P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 0.15\,\mathrm{GeV}) = 16.71 \pm 0.43\%\,. \tag{3.38}$$

Die Größe $P_{\ddot{U}}(E_\gamma > 0.15\,\mathrm{GeV})$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, daß mindestens ein BH–Prozeß mit einer Energie größer als 0.15 GeV in einem Bunchcrossing stattfindet.
Die Wahrscheinlichkeit der Zufallskoinzidenz von mehreren BH–Photonen wird durch die Poissonverteilung mit Mittelwert μ beschrieben. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von k Photonen durch

$$W_k = \frac{\mu^k}{k!}\mathrm{e}^{-\mu} \tag{3.39}$$

gegeben. Für die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens ein Photon überlappt, gilt dann:

$$W_{k\geq 1} = 1 - \mathrm{e}^{-\mu}\,. \tag{3.40}$$

Damit ergibt sich für den Mittelwert der Poissonverteilung, mit $W_{k\geq 1} = P_{\ddot{U}}(E_\gamma^{\mathrm{min}} > 0.15\,\mathrm{GeV})$, der Wert

$$\mu = 0.1829 \pm 0.005 \tag{3.41}$$

und für die Wahrscheinlichkeit, daß ein, zwei oder drei BH–Photonen überlappen folgt

$$W_{k=1} = 15.23 \pm 0.36\%\ W_{k=2} = 1.39 \pm 0.07\%\ W_{k=3} = 0.085 \pm 0.006\%. \tag{3.42}$$

Entsprechend der Wahrscheinlichkeiten in 3.42 werden mittels des BH–Wirkungsquerschnittes (Gleichung (1.35)) ein, zwei und drei BH–Photonen mit $E_\gamma^{min} > 0.15\,\mathrm{GeV}$ ausgewürfelt. Die Energien der BH–Photonen werden dann im Falle des simulierten ISRBH–Untergrundes auf die generierte Energie des ISR–Photons

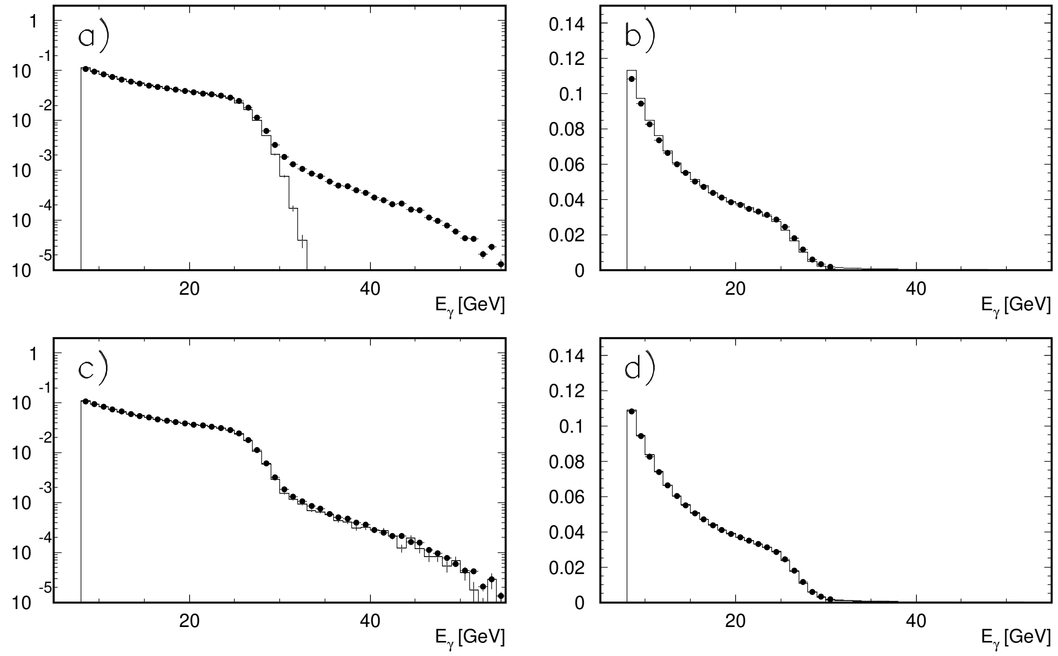

Abbildung 3.18: *BH–Photonenenergieverteilung für Daten (Punkte) und generierte BH–Ereignisse (durchgezogene Linie), links logarithmisch und rechts linear aufgetragen. a),b) zeigt den Vergleich von Daten mit der BH–Simulation ohne Zufallskoinzidenz mehrerer BH–Photonen und c),d) mit Zufallskoinzidenz von ein, zwei und drei BH–Photonen.*

bzw. des BH–Photons reiner BH–Simulation addiert. Die tatsächlich im Photonarm gemessene Energie wird dann entsprechend der in Kapitel 3.4 beschriebenen Simulation bestimmt.

Die Energie des BH–Positrons wird für jedes ausgewürfelte BH–Photon nach

$$E^{BH}_{e,gen} = E_0 - E^{BH}_{\gamma,gen} \tag{3.43}$$

berechnet und ebenfalls bei der Simulation des Luminositätssystems berücksichtigt (siehe Kapitel 3.4).

Zur Überprüfung der Richtigkeit der Simulation der Zufallskoinzidenzen sind BH–Ereignisse verwendet worden. Abbildung 3.18c,d zeigt das Ergebnis der Simulation im Vergleich zu BH–Daten. Es ist eine deutliche Verbesserung der Beschreibung der Daten durch die Simulation mit Zufallskoinzidenzen im Vergleich zu Abbildung 3.18a,b zu sehen. Die Unterschiede zwischen der Simulation und den Daten betragen in dem für diese Analyse relevanten Energiebereich von $8 < E_\gamma < 25\,\mathrm{GeV}$ nach der Überlagerung nur noch $0.32 \pm 0.2\%$[5].

[5] Dieser Wert ist aus der Anpassung einer Konstanten an das Verhältnis aus Daten und MC

Mit Hilfe dieser ISRBH–Untergrundsimulation wird der Anteil der Ereignisse, die durch eine Überlagerung mit einem BH–Photonen über die Photonenergie–Selektionsschwelle dieser Analyse kommen, ermittelt und statistisch von den Verteilungen der Daten und des MC subtrahiert. ISR–Photonen, die über der Schnittschwelle liegen (und keine Energiedeposition im Elektrondetektor aufweisen) und mit BH–Photonen überlappen, werden nicht als Untergrund angesehen. Für die adäquate Beschreibung ihrer Energieverfälschung durch die Zufallskoinzidenz wird die ISRBH–Untergrundsimulation verwendet.

3.7 Die Runselektion

Nachdem die Vorarbeiten zum Verständnis der Daten in den vorherigen Abschnitten erläutert worden sind, folgen in diesem Abschnitt die Beschreibung der Runselektion. Runs sind Datennahmeperioden mit weitgehend konstanten HERA– und Detektorbedingungen. Sie werden entsprechend der in die erste Triggerstufe einlaufenden Ereignisrate in vier Phasen eingeteilt. Die Runs der verschiedenen Phasen unterscheiden sich voneinander durch die unterschiedlichen Untersetzungsfaktoren der Subtrigger. Runs der Phase 1 gehören meistens zu Datennahmeperioden am Anfang der Lumifüllung, wenn die Untergrund– und Ereignisraten der HERA–Maschine noch sehr hoch sind und die meisten DIS–Subtrigger mit hohen Untersetzungsfaktoren betrieben werden. Jedes Ereignis ist durch seine Run– und Ereignisnummer vollständig gekennzeichnet.

Ziel der Runselektion ist es Ereignisse, die unter ähnlichen Detektor–, und HERA–Bedingungen genommen wurden, auszuwählen und problematische Runs von der Analyse auszuschließen (siehe Tabelle 3.5). Aus diesen beiden Anforderungen ergeben sich folgende Kriterien:

- Runs mit weniger als zehnminütiger aktiver Laufzeit sind nicht in die Analyse aufgenommen worden, da die Datennahme für diese Runs in der Regel aufgrund nicht stabiler Rahmenbedingungen frühzeitig abgebrochen werden mußte.
- Nur Ereignisse der Runphasen 2,3 und 4 sind für die weitere Analyse geeignet, weil die ISR–Triggerbedingungen in Phase 1 mit hohen Untersetzungsfaktoren belegt waren. Des weiteren sind in der Regel die Untergrundbedingungen für Phase 1 Runs aufgrund der noch vorgenommenen Einstellungen durch HERA (Strahltuning) in der Regel eher schlecht.
- Zusätzlich wurde gefordert, daß
  - das SpaCal ,

ermittelt worden.

Runbereich	Grund für Ausschließung
< 180932	Probleme mit SpaCal Subtriggern
181242,181244	L4 Test Run
181245	L4 Test Run
181247-181248	L4 Test Run
182975,182978	L4 Test Run
182979-184376	L4 Test Run
184462-184469	MWPC nicht im Readout
184855	L4 Test Run
185880,185884	L4 Test Run
185665,185775	Probleme bei der Datenaufbereitung
186020-186021	COP abgeschaltet und BDC-Test
186515,186752	Probleme bei der Datenaufbereitung
187133-187165	L4 Test Run
187859	Probleme bei der Datenaufbereitung
188142,188595	Probleme bei der Datenaufbereitung
190125-190183	L4 Test Run
190222,190787	Probleme bei der Datenaufbereitung
190788,191320	Probleme bei der Datenaufbereitung
191550-191579	MWPC nicht im Readout
191585-191596	Probleme mit dem ZVTX-Trigger
191936	Probleme bei der Datenaufbereitung
192000-192093	L4 Test Run
192081-192088	Fehlerhafte Datenaufzeichnungen
192094-192115	Fehlerhafte Datenaufzeichnungen
192815-192963	Probleme mit der Centraltrigger-Hardware
193128-193235	HERA/H1 Timing–Probleme
193479-193524	HERA/H1 Timing–Probleme
194643-194644	MWPC nicht im Readout
195681-195686	MWPC nicht im Readout
196374	Probleme bei der Datenaufbereitung
196613-196628	L4 Test Run
197036	Probleme bei der Datenaufbereitung
198345-198376	Probleme mit den Spurkammern
199196,199615	Probleme bei der Datenaufbereitung
200241,200334	Probleme bei der Datenaufbereitung
200363	Probleme bei der Datenaufbereitung

Tabelle 3.5: *Von der Analyse ausgeschlossene Runbereiche.*

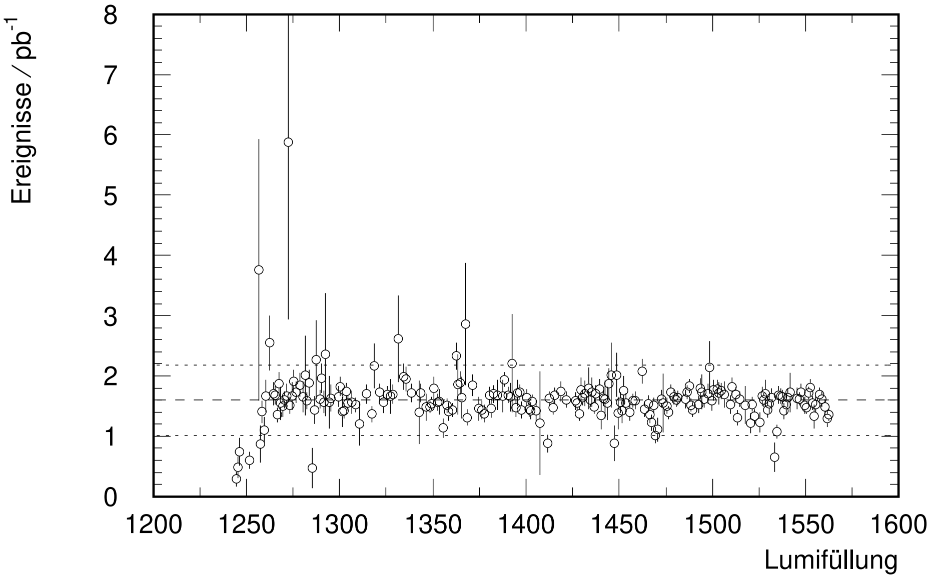

Abbildung 3.19: *Anzahl der Signalereignisse pro integrierte Luminosität, N, für Lumi–Füllungen des Jahres 1997. Die Fehler entsprechen den statistischen Fehlern. Angezeigt durch die Linien sind der Mittelwert der Größe N (gestrichelt) für das Jahr 1997 und die Abweichung von diesem um ± drei Standardabweichungen (gepunktet).*

– das LAr–Kalorimeter ,

– das Luminositätssystem ,

– das zentrale und vordere Spurkammersystem ,

– die BDC und

– das Flugzeitsystem

voll funktionsfähig waren.

- Schließlich wurde die mittlere Ereignisrate pro Lumifüllung als ein zusätzliches Stabilitätskriterium verwendet. Abbildung 3.19 zeigt die Anzahl der mit dem ISR–Subtrigger aufgezeichneten Ereignisse pro integrierte Luminosität für die Lumifüllungen des Jahres 1997. Der Mittelwert beträgt $1.597 \pm 0.015\,\mathrm{pb}$. Lumifüllungen, für die dieser Wert drei Standardabweichungen $\sigma = 0.20 \pm 0.01\,\mathrm{pb}$ vom Mittelwert abweicht, wurden verworfen. Zusätzlich wurde diese Größe für jeden Run einzeln bestimmt. Die mittlere Anzahl der durch den ISR–Subtrigger registrierten Ereignisse pro integrierte Luminosität in einem Run beträgt $1.528 \pm 0.015\,\mathrm{pb}$. Aufgrund der höheren Fluktuation beläuft sich der Wert der Standardabweichung zu

$0.509 \pm 0.015\,\mathrm{pb}$. Runs, für die die Ereigniszahl pro integrierte Luminosität mehr als drei Standardabweichung vom Mittelwert abweicht, wurden ebenfalls aus der Analyse herausgenommen.

3.8 Die Ereignisselektion

Für die Analyse kommen nur Ereignisse mit einer definierten Kinematik und der gesuchten ISR–Signatur – ein gestreutes Positron im SpaCal und ein Photon im Photonarm–, sowie mit einer *Anti–Untergrundsignatur* in Frage. Die im folgenden beschriebene Ereignisselektion folgt logisch diesen drei Forderungen und beginnt mit der Diskussion der Vertexrekonstruktion, die im engen Zusammenhang zur Ereigniskinematik steht. Danach folgen die Positron– und Photonidentifikation und schließlich werden die Selektionskriterien gegen den Untergrund erläutert. Ziel ist es einen Datensatz mit definierter Kinematik und möglichst geringer Untergrundkontamination zu erlangen.

3.8.1 Die Vertexrekonstruktion

Für die Berechnung der Ereigniskinematik ist die Rekonstruktion des Ereignisvertex erforderlich, da ansonsten der Streuwinkel des Positrons nicht bestimmt werden kann. Der Positron– und der Protonstrahl werden vor Eintritt in den H1–Hauptdetektor durch die Strahlmagnete derart geführt, daß sie an einem festen Punkt im Detektorinneren zur Kollision gebracht werden. Aufgrund der endlichen Ausdehnung der Teilchenpakete weicht der Wechselwirkungspunkt der Positron–Protonstreuereignisse vom nominellen Kollisionspunkt entsprechend einer Normalverteilung ab.

Aus diesem Grunde wird gefordert, daß die zu selektierenden ISR–Ereignisse einen rekonstruierten Vertex in dem Bereich

$$-35.0\,\mathrm{cm} < \mathrm{Z}_{VTX} < 35.0\,\mathrm{cm} \tag{3.44}$$

besitzen. Durch diese Bedingung werden Ereignisse, in denen die Strahlteilchen mit Gasmolekülen im Strahlrohr oder mit den Wänden des Strahlrohres wechselwirken, unterdrückt, da für diese der Ereignisvertex gleichmäßig in z verteilt ist.

Abbildung 3.20 zeigt die Z_{VTX}-Position und die Varianz der Z_{VTX}-Verteilung als Funktion der einzelnen Lumifüllungen für den in dieser Analyse verwendeten Datennahmebereich. Die Vertexposition ist um Null verteilt und besitzt eine Varianz von $\sim 12\,\mathrm{cm}$.

Vertexrekonstruktionseffizienz

Für die Analyse der ISR–Daten ist die Kenntnis der Effizienz, $\varepsilon_{Z_{VTX}}$, der Spurkammern den Ereignisvertex zu rekonstruieren wichtig. Die Effizienz $\varepsilon_{Z_{VTX}}$ hängt

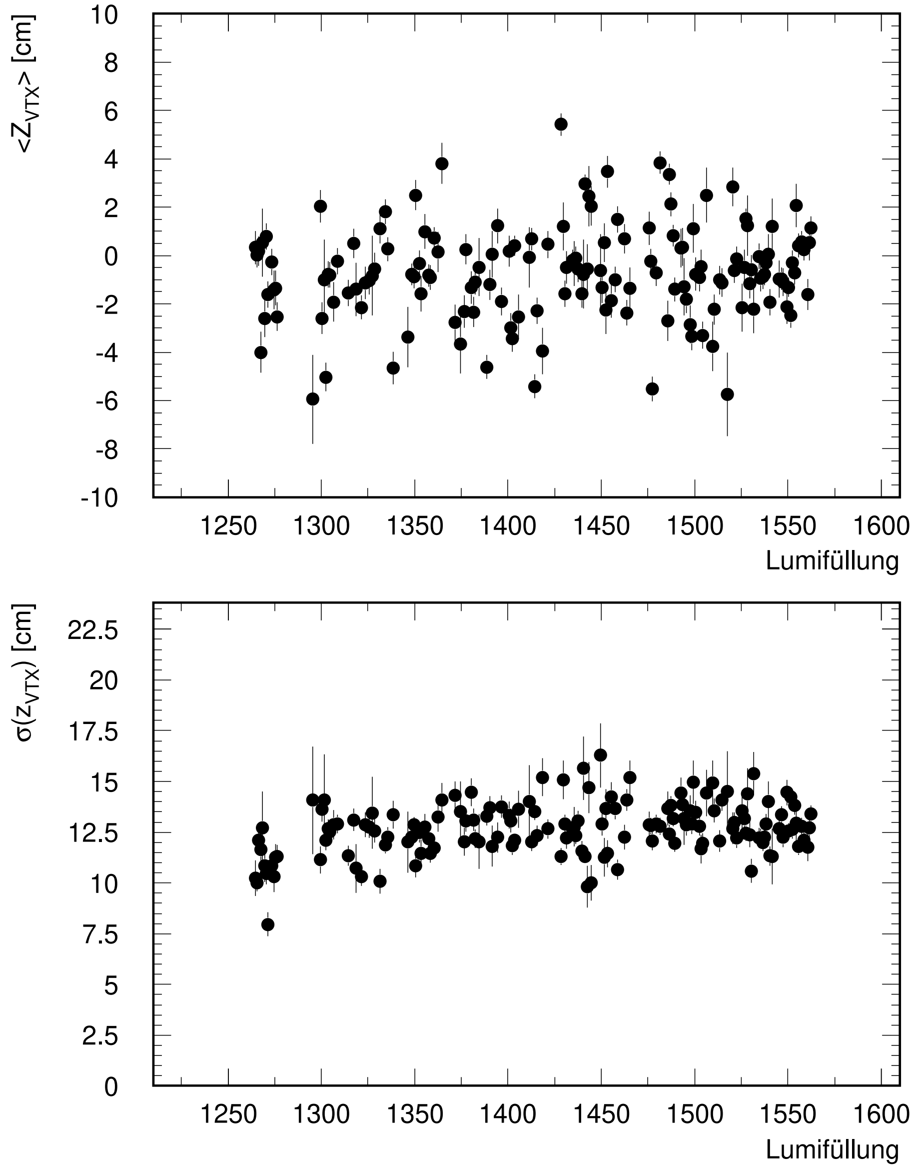

Abbildung 3.20: *Mittlere Position $\langle Z_{VTX} \rangle$ und Varianz $\sigma(Z_{VTX})$ der Z_{VTX}-Verteilung in Abhängigkeit von der Lumifüllung.*

dabei stark von der Inelastizität y ab, da bei festem Positronstreuwinkel θ_e mit anwachsender Inelastizität der Winkel des hadronischen Endzustandes θ_H zunimmt:

$$y = \frac{\sin\theta_e(1-\cos\theta_H)}{\sin\theta_H + \sin\theta_e - \sin(\theta_e+\theta_H)}\,. \tag{3.45}$$

Für große Werte von y wird der hadronische Endzustand somit stärker in den Zentralbereich des H1–Detektors gestreut, so daß die Spuren der Teilchen mehr

Drähte kreuzen und daher mit einer höheren Rekonstruktionseffizienz des Vertex in diesen Ereignissen zu rechnen ist.

Des weiteren nimmt die Multiplizität der geladenen Teilchen im Endzustand logarithmisch mit der Photon–Proton–Schwerpunktsenergie, W, zu [h1k96]. Da für $x \ll 1$ aus Gleichung (1.5) und Gleichung (1.6)

$$W^2 = y \cdot s \tag{3.46}$$

folgt, besitzen Ereignisse mit großen y–Werten auch aus diesem Grund eine bessere Vertexrekonstruktionseffizienz. Allerdings ist für ISR–Ereignisse die Photon–Proton–Schwerpunktsenergie W aufgrund der Photonabstrahlung im Vergleich zu nicht–radiativen Ereignissen reduziert, so daß $\varepsilon_{Z_{VTX}}$ für steigende Photonenergien kleiner wird.

Um eine ausreichend hohe Rekonstruktionseffizienz gewährleisten zu können, wird in dieser Analyse deshalb

$$W_\Sigma^2 = s_{eff}\, y_\Sigma > 0.01 * s \tag{3.47}$$

verlangt, mit $s = 4\, E_p\, E_0$. Durch diesen Schnitt wird garantiert, daß trotz ansteigender Photonabstrahlung genügend geladene Spuren im hadronischen Endzustand vorhanden ist. Aufgrund der besseren Auflösung bei kleinen Inelastizitäten wird W mit Hilfe der Σ–Methode bestimmt.

Die Bestimmung der Vertexrekonstruktionseffizienz der Spurkammern wird mit der Proportionalkammer CIP durchgeführt [pan93, pan94]. Hierbei wird die durch den Auftreffpunkt des gestreuten Positrons im SpaCal und des Signals in der CIP definierte Gerade auf die z–Achse extrapoliert und ein Ereignisvertex, der im folgenden als $Z_{VTX,CIP}$ genannt wird, rekonstruiert. Diese Ereignisse bilden den Referenzdatensatz für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz der Spurkammern, da die Rekonstruktion des $Z_{VTX,CIP}$–Vertex eine von den Spurkammern unabhängige Rekonstruktionsmethode ist. Für die Bestimmung der Vertexrekonstruktionseffizienz werden Ereignisse, deren Auftreffpunkt im SpaCal im Akzeptanzbereich der CIP liegen $22.0 < R_{SpaCal} < 80.0\,\mathrm{cm}$ selektiert. Des weiteren verlangt man, daß der mit der CIP rekonstruierte Vertex im Bereich $|Z_{VTX,CIP}| < 35\,\mathrm{cm}$ liegt. Aus dieser Grundmenge wird nun die Anzahl, $N_{CIP+SPUR}$, der Ereignisse mit zusätzlich einem rekonstruierten Spurkammervertex bestimmt. Die Vertexrekonstruktionseffizienz berechnet sich dann aus der Anzahl der Ereignisse für die ein Vertex mit der CIP bestimmt werden konnte, N_{CIP}, und $N_{CIP+SPUR}$ wie folgt

$$\varepsilon_{Z_{VTX}}(y) = \frac{N_{CIP+SPUR}(y)}{N_{CIP}(y)}\,. \tag{3.48}$$

Abbildung 3.21a zeigt $\varepsilon_{Z_{VTX}}$ als Funktion von y_{JB} für MC–Ereignisse im Vergleich zur wahren Vertexrekonstruktionseffizienz, $\varepsilon^{MC}_{Z_{VTX}}$, die sich einfach aus dem

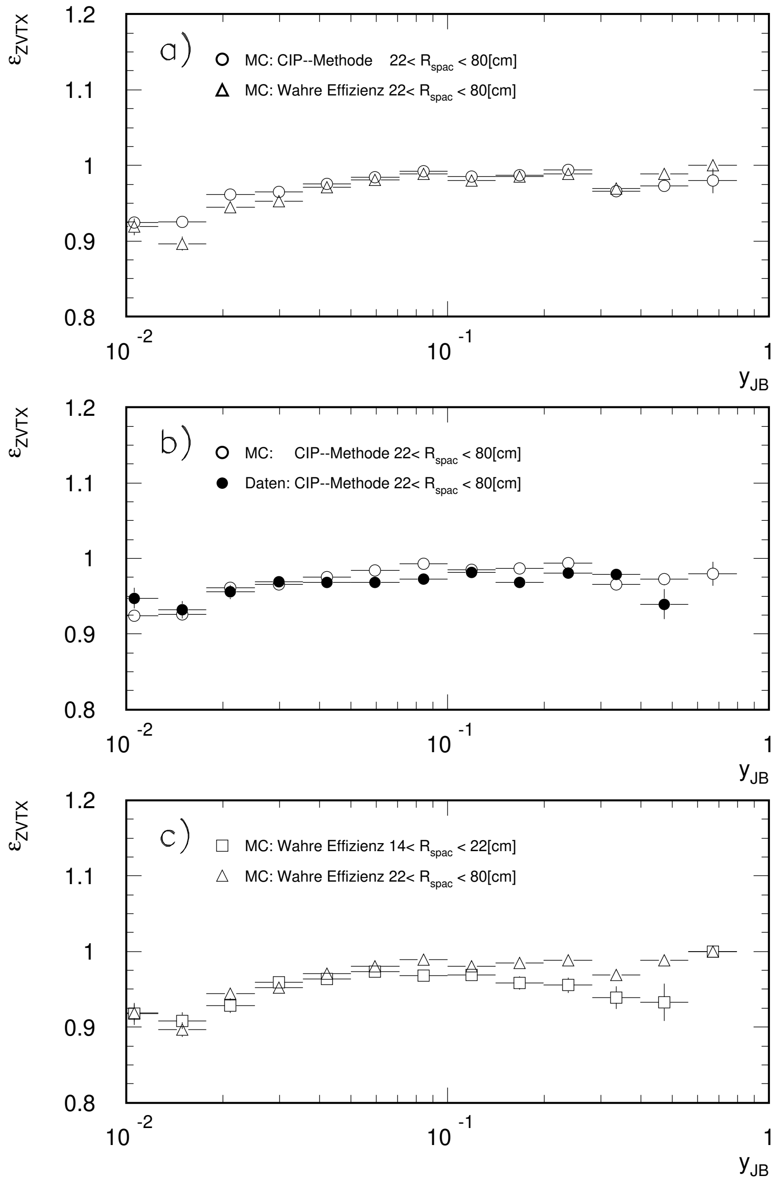

Abbildung 3.21: *Vertexrekonstruktionseffizienz als Funktion von y_{JB}. a) Vergleich zwischen wahrer (offene Dreiecke) und der mit der CIP bestimmten Vertexrekonstruktionseffizienz – auch CIP–Methode genannt –(offene Kreise) im äußeren SpaCal, b) Vergleich zwischen der mit der CIP bestimmten Vertexrekonstruktionseffizienz für MC (offene Kreise) und Daten (gefüllte Kreise) im äußeren SpaCal und c) Vergleich der wahren Vertexrekonstruktionseffizienz im inneren (offene Quadrate) und äußeren SpaCal (offene Dreiecke).*

Verhältnis der Ereignisse mit rekonstruiertem Spurkammervertex zur Gesamtzahl aller MC–Ereignisse im Bereich $|Z_{VTX}^{MC}| < 35\,\mathrm{cm}$ ergibt. Über den betrachteten y_{JB}–Wertebereich findet man eine gute Übereinstimmung mit einer maximalen Abweichung von 3%. Es kann somit geschlossen werden, daß die mit Hilfe der CIP bestimmte Vertexrekonstruktionseffizienz der wahren Rekonstruktionseffizienz der Spurkammern entspricht. Abbildung 3.21b zeigt die mit der CIP bestimmte Vertexrekonstruktionseffizienz, für MC– und Datenereignisse. Die Unterschiede zwischen ihnen sind ebenfalls maximal 3%. Aus diesen Betrachtungen folgt für den systematischen Fehler der Vertexrekonstruktionseffizienz im äußeren SpaCal ein Wert von $3\% \oplus 3\% = 4\%$.

Da für den inneren Bereich des SpaCal die CIP aus Akzeptanzgründen nicht verwendet werden kann, wird in diesem Bereich, unter der Annahme, daß die Effizienz in erster Ordnung von y und nicht von Q^2 abhängt, die aus dem MC bestimmte Vertexrekonstruktionseffizienz (wahre Vertexrekonstruktionseffizienz) verwendet. Abbildung 3.21c zeigt die wahre Vertexrekonstruktionseffizienz im äußeren und inneren SpaCal; die Abweichung beträgt höchstens 3%. Der Fehler auf die Rekonstruktionseffizienz im inneren Bereich des SpaCal ergibt sich somit zu $4\% \oplus 3\% = 5\%$.

3.8.2 Die Positronidentifikation

Cluster mit der höchsten Energie im elektromagnetischen SpaCal werden unter folgenden Bedingungen als Positronkandidaten identifiziert:

- $E_{clu} > 5.0\,\mathrm{GeV}$
  Es ist von großem Interesse für diese Analyse soweit wie möglich mit der Positronenergie herunterzugehen: Zum einen gewährleisten kleine Positronenergien, daß man den kinematischen Bereich der F_2–Messung zu kleinen Q^2 erweitern kann, zum anderen ist eine starke Variation der Photonabstrahlungsenergie und damit der Schwerpunktsenergie für die Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L wichtig. Allerdings kann aufgrund des rapiden Anstiegs des Photoproduktionswirkungsquerschnittes mit abnehmender Positronenergie, der Schnitt auf die Positronenergie nicht beliebig klein gewählt werden. Die oben angegebene Bedingung bildet einen Kompromiß einerseits die notwendige Untergrundunterdrückung, andererseits aber auch genügend kleine Positronenergien zu gewährleisten.

- $R_{clu} < 3.5\,\mathrm{cm}$,
  wobei R_{clu} der energiegewichtete Clusterradius und durch

$$R_{clu} = \frac{\sum_i E_i \sqrt{(x_{clu} - x_i)^2 + (y_{clu} - y_i)^2}}{E_{clu}} \tag{3.49}$$

  gegeben ist. Die Summe läuft dabei über alle Zellen, die zu dem entsprechenden Cluster gehören; x_{clu}, y_{clu} sind die Clusterkoordinaten und x_i, y_i

die Zellkoordinaten in x und y. Dieser Schnitt unterdrückt Photoproduktionsereignisse, in denen ein Hadron im SpaCal ein Positron vortäuscht, da die Ausdehnung elektromagnetischer Schauer kompakter ist als die von hadronischen Schauern. Die Selektionseffizienz dieses Schnittes beträgt 99% [poe00].

- $E_{hadr} < 0.5\,\text{GeV}$
  E_{hadr} ist die Energie im hadronischen SpaCal in einem Zylinder mit 15 cm Radius um den energiereichsten Cluster im elektromagnetischen SpaCal. Auch diese Bedingung unterdrückt Photoproduktionsereignisse, da hadronische Schauer eine größere longitudinalen Ausdehnung als elektromagnetische Schauer aufweisen. Untersuchungen in [schl98] ergeben für dieses Kriterium eine Effizienz von 100%.

- $156° < \theta_{BDC} < 175°$
  Die Messung des Streuwinkels des Positrons erfolgt mit der BDC. Dieser Schnitt gewährleistet, daß die Cluster im SpaCal im Akzeptanzbereich der BDC liegen.

- $NHIT_{BDC} > 3$
  Um eine hohe Spurrekonstruktionseffizienz zu erreichen, wird außerdem gefordert, daß die rekonstruierte Spur in der BDC midestens aus drei Signallagen besteht. Die Effizienz der BDC beträgt 99.35% [wal99].

Erfüllt ein Positronkandidat die obigen Kriterien, dann wird es als das gestreute Positron der tiefinelastischen Streuung betrachtet, mit $E_e = E_{clu}$, $\theta_e = \theta_{BDC}$.

3.8.3 Die Photonidentifikation

Nachdem das Positron der tiefinelastischen Streuung erfaßt ist, wird eine Energiedeposition im Photonarm des Luminositätssystems unter folgenden Bedingungen als ISR–Photon identifiziert:

- $E_{VC+PD} > 8.0\,\text{GeV}$
  Dieses Kriterium stellt sicher, daß die selektierten Ereignisse oberhalb der LUPD–Triggerschwelle von 7.36 GeV liegen (siehe Abbildung 3.9).

- $x_{PD} > -3.0\,\text{cm}$, $|y_{PD}| < 3.0\,\text{cm}$
  Der Schnitt auf die Clusterpositionen x_{PD},y_{PD} im Photondetektor gewährleistet, daß der Cluster im Photondetektor mindestens einen Moliere–Radius von den Detektorrändern entfernt ist, so daß Energieverluste am Detektorrand minimiert werden.

- $E_e + E_{VC+PD} < 33.0\,\mathrm{GeV}$,
  Die Summe der Energien des gestreuten Positrons und Photons können aus Energieerhaltungsgründen nicht größer als die Leptonstrahlenergie sein. Werte größer als 27.56 GeV sind nur aufgrund der endlichen Detektorauflösung möglich.

Erfüllt ein Photonkandidat die obigen Bedingungen, so wird es als das ISR–Photon einer tiefinelastischen Streuung betrachtet, mit $E_\gamma = E_{VC+PD}$.

3.8.4 Schnitte gegen den Untergrund

In dem Ereignissatz, der mit den in vorherigen Abschnitten beschriebenen Kriterien selektiert wird, befinden sich auch Ereignisse, die aufgrund einer Zufallskoinzidenz mit einem BH–Photon (siehe Kapitel 3.1) die Signatur eines ISR–Ereignisses aufweisen – die sogenannten DISBH–, GPBH und ISRBH–Ereignisse. Wie in Kapitel 3.1 schon diskutiert wurde, kann ein Teil dieser Untergrundereignisse durch eine Energiedeposition im Elektrondetektor eindeutig identifiziert werden. Aus diesem Grunde wird verlangt, daß ein zu selektierendes Ereignis keine Energie im Elektrondetektor besitzt:

$$E_{ET} < 2.0\,\mathrm{GeV}\,. \tag{3.50}$$

Neben diesem Kriterium besteht die Möglichkeit mit Hilfe der longitudinalen Impulsbalance (siehe ebenfalls Diskussion in Kapitel 3.1), die eine Erhaltungsgröße ist, Untergrundereignisse zu verwerfen. Entweicht ein Teilchen der tiefinelastischen Streuung in negativer z–Richtung durch das Strahlrohr aus dem Hauptdetektor, so gilt für die longitudinale Impulsbalance des Ereignisses

$$\Sigma_H + 2E_{miss} = 2E_0 \tag{3.51}$$

wobei E_{miss} die Energie des aus dem Hauptdetektor entweichenden Teilchens ist. Dabei wurde aufgrund der zu vernachlässigenden transversalen Impulskomponente dieses Teilchens, sein longitudinaler Impuls mit $p_{z,miss} \sim E_{miss}$ abgeschätzt. Gleichung (3.51) nach E_{miss} umgeformt ergibt

$$E_{miss} = E_0 - \frac{\sum_{Haupt}}{2.0}\,. \tag{3.52}$$

Für nicht–radiative Ereignisse ist $E_{miss} = 0.0$, wohingegen E_{miss} für ISR–Ereignisse der abgestrahlten Photonenergie entspricht. Führt man in diesem Zusammenhang die Größe Δ ein, die über

$$\Delta = \frac{E_\gamma - E_{miss}}{E_\gamma} \tag{3.53}$$

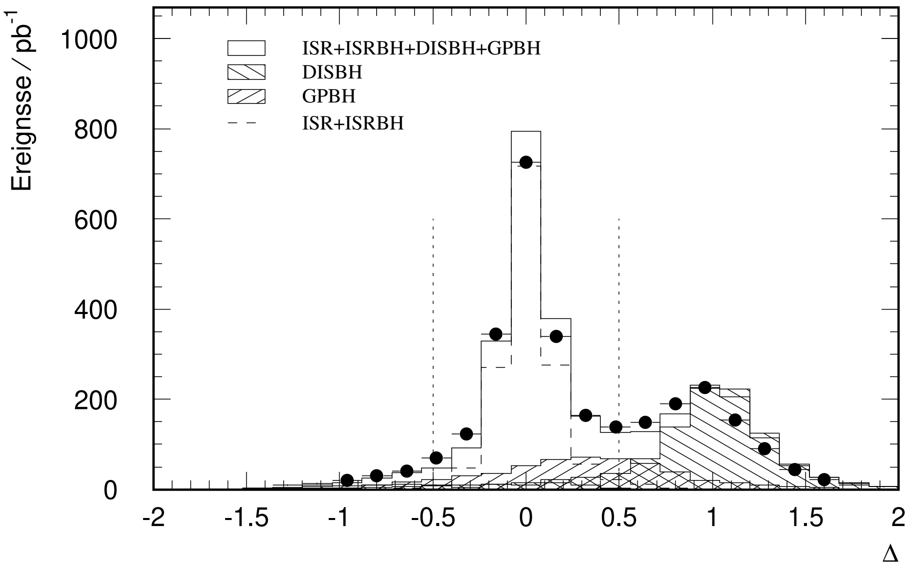

Abbildung 3.22: *Verteilung der Größe Δ für Daten (Punkte) und MC (Histogramme). Das Histogramm mit der durchgezogenen Linie ist die Summe aus den Untergrund– und ISR–Monte–Carlo–Verteilungen. Das gestrichelte Histogramm stellt die radiativen ISR–Ereignisse und ISRBH–Ereignisse dar und die beiden gefüllten Histogramme geben den GPBH– und DISBH–Untergrund an. Die senkrechten Linien kennzeichnen die Schnitte auf die Größe Δ.*

definiert ist, so ist Δ für ISR–Ereignisse gleich Null und für nicht–radiative DIS–Ereignisse gleich Eins. Abbildung 3.22 zeigt die Verteilung der Größe Δ für Daten– und MC–Ereignisse. Wie erwähnt, zeigt sich für ISR–Ereignisse eine Verteilung um den Nullpunkt, während Δ für DISBH–Ereignisse um den Wert Eins verteilt ist.

Zur Unterdrückung des DISBH–Untergrundes wird nun verlangt, daß

$$|\Delta| < 0.5 \text{ und } \sum\nolimits_{\text{tot}} < 61.0\,\text{GeV} \qquad (3.54)$$

gilt. Letztere Bedingung ergibt sich aus der Tatsache, daß Σ_{tot} systematisch um die zusätzliche Impulskomponente des BH–Photons zu hoch ist: $\Sigma_{tot} = 2E_0 + 2E_\gamma^{BH}$. Abbildung 3.23 zeigt die Verteilung der longitudinalen Impulzbalance Σ_{tot} für Daten und MC. Man erkennt deutlich die Häufung bei 55 GeV und eine zweite Anhäufung bei Werten größer als 65 GeV.

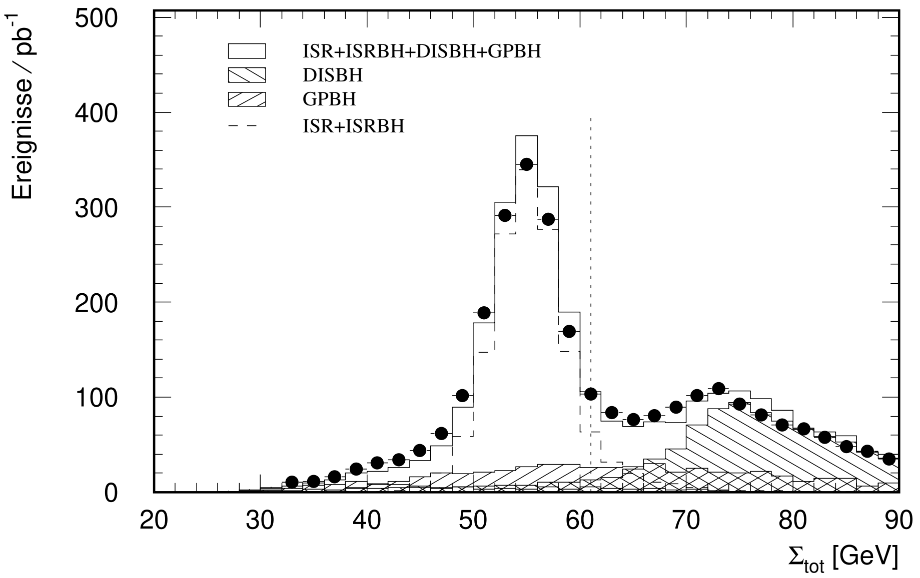

Abbildung 3.23: *Verteilung der Größe $\sum_{tot}$ für Daten (Punkte) und MC (Histogramme). Das Histogramm mit durchgezogener Linie ist die Summe aus Untergrund– und ISR–Monte–Carlo–Verteilungen. Das gestrichelte Histogramm stellt die radiativen ISR–Ereignisse und ISRBH–Ereignisse dar und die beiden gefüllten Histogramme geben den GPBH– und DISBH–Untergrund an. Die senkrechte Linie kennzeichnet den Schnittwert bei $\Sigma_{tot} = 61.0\,GeV$.*

3.9 Der Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Daten

Abschließend werden nun die Vergleiche zwischen den für die Messung der Strukturfunktionen F_2 und F_L selektierten Daten und den MC–Ereignissen gezeigt. Um die bestmögliche Beschreibung der Daten durch das MC zu erreichen, sind die DJANGO–MC–Ereignisse auf die von der H1–Kollaboration bestimmte Protonstrukturfunktion F_2^{H1-Fit} [h1f200] für $Q^2 > 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ und auf die Strukturfunktion $F_2^{ALLM97}(x, Q^2)$ für $Q^2 < 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ umgewichtet worden. Die Datenverteilungen sind auf die Triggereffizienzen korrigiert und wie im Falle der MC–Verteilungen absolut normiert. Der Untergrund verursacht durch Zufallskoinzidenzen mit BH–Ereignissen ist entsprechend der in Kapitel 3.6 beschriebenen Art und Weise simuliert worden. Abbildung 3.24 zeigt gute Übereinstimmung von Daten und MC für die Energieverteilungen des gestreuten Positrons E_e, des Photons E_γ, der Summe aus Positron– und Photonenergie und die longitudinale Impulsbalance des hadronischen Endzustandes $\sum_H$. Abbildung 3.25 zeigt den Azimut– und Polarwinkel des gestreuten Positrons Φ_e und θ_e, den Polarwinkel des hadronischen Endzustandes θ_H und die Ereignisvertexverteilung Z_{VTX}; wie-

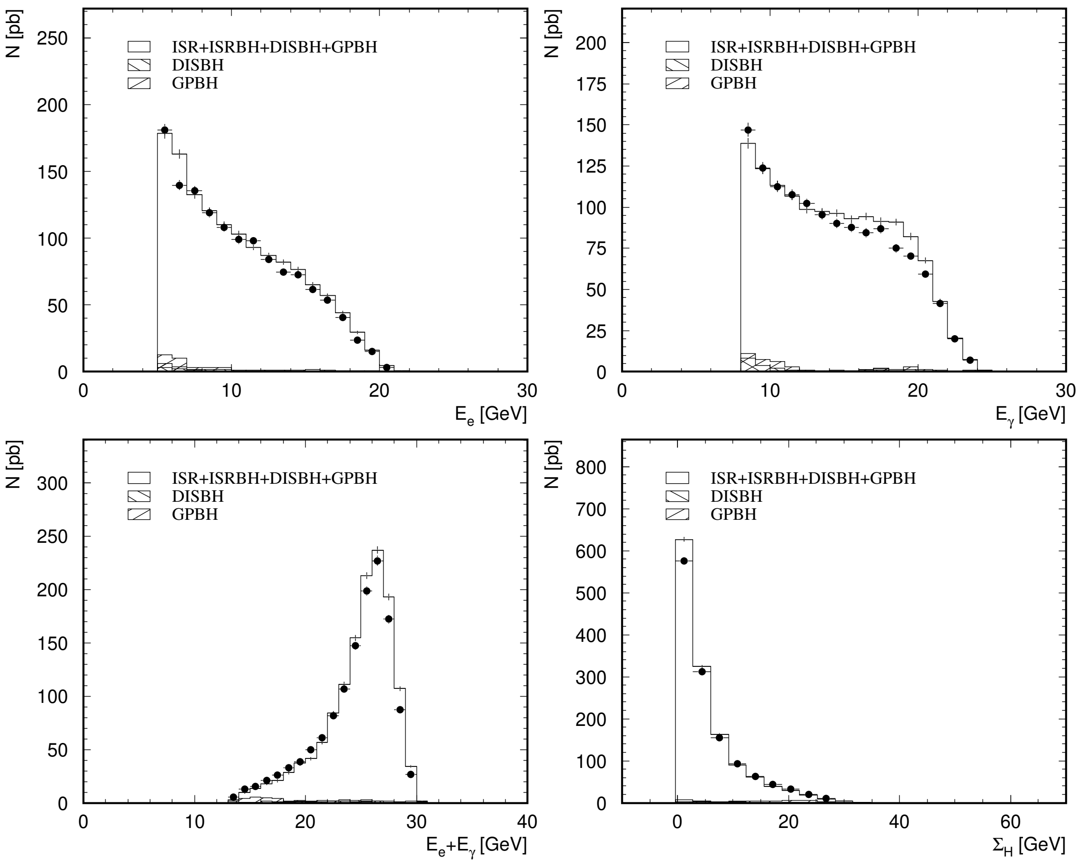

Abbildung 3.24: *Vergleich der Verteilungen zwischen Monte Carlo (Histogramme) und Daten (Punkte) für die Energie des gestreuten Positrons E_e, die Energie des Photons E_γ, die Summe aus Photon– und Positronenergie und die longitudinale Impulsbalance des hadronischen Endzustandes $\sum_H$.*

derum zeigt sich eine gute Beschreibung der Daten durch das Monte Carlo. Die Abweichungen zwischen Daten und MC in Abbildung 3.24 und Abbildung 3.25 können durch die systematischen Fehler auf die Positronenergieskala, die Photonenergieskala und auf die Energieskala des hadronischen Endzustandes erklärt werden (siehe Kapitel 4.3).

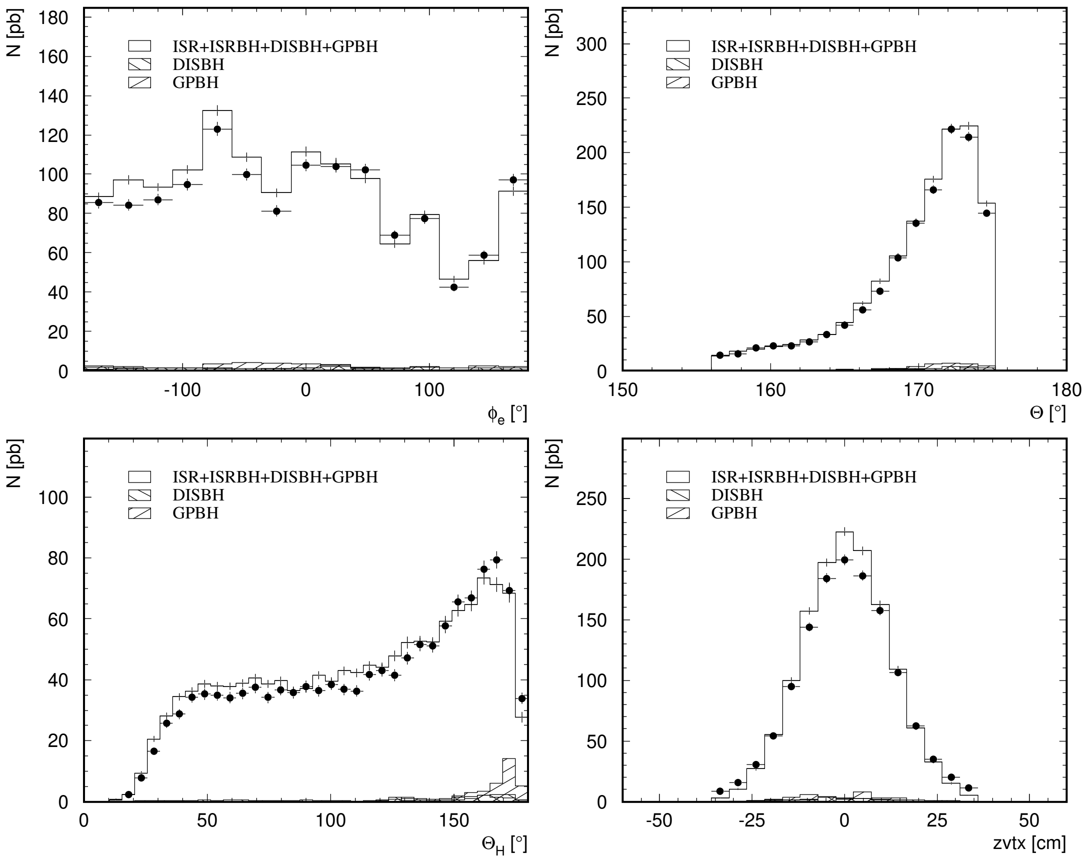

Abbildung 3.25: *Vergleich der Verteilungen zwischen Monte Carlo (Histogramme) und Daten (Punkte) für den Azimutal– und Polarwinkel des gestreuten Positrons Φ_e und Θ_e, für den Polarwinkel des hadronischen Endzustandes Θ_H und für den Ereignisvertex Z_{VTX}.*

Kapitel 4

Die Messung der Strukturfunktion F_2 mit radiativen Ereignissen

Die Analyse der tiefinelastischen ep–Streuereignisse ohne Abstrahlung von Photonen der Datennahmejahre 1994 bis 1997 erlaubte die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in dem kinematischen Bereich $1.5 \leq Q^2 \leq 30000\,\mathrm{GeV}^2$ [h1k00, h1f200]. Die Messung der Strukturfunktion F_2 unter Verwendung von ISR–Ereignissen im Rahmen dieser Arbeit erlaubt es, den kinematischen Bereich bis zu $Q^2 = 0.38\,\mathrm{GeV}^2$ zu erweitern. Des weiteren dient der Vergleich der F_2–Meßwerte dieser Analyse mit den vorherigen Messungen der Überprüfung des Datensatzes, der später zur Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L dienen soll.

Der Beschreibung des Meßprinzips der Protonstrukturfunktion F_2 in diesem Kapitel folgt die Definition der Meßintervalle. Anschließend werden die systematischen Fehler und ihr Einfluß auf die F_2–Messung beschrieben und die Resultate der Messung diskutiert.

4.1 Das Meßprinzip

Für die Messung der Strukturfunktion F_2 ist es notwendig, die Daten auf die Akzeptanz des Detektors und die Selektionseffizienzen der Schnitte zu korrigieren. Das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren bedient sich hierzu der im letzten Kapitel behandelten und eingehend untersuchten MC Simulationen.

Gemäß Kapitel 1.4.1, Gleichung (1.27) und (1.28), ist die Strukturfunktion F_2 proportional zum gemessenen differentiellen ISR–Wirkungsquerschnitt. Nach Integration über den relativen Energieverlust z des einlaufenden Leptons (durch die Abstrahlung des Photons verursacht) erhält man

$$\frac{d^2\sigma_{exp}^{ISR}}{dxdQ^2} = \int_0^{z_{max}} \frac{d^3\sigma_{exp}^{ISR}}{dxdQ^2dz} dz$$

$$
\begin{aligned}
&= \int_0^{z_{max}} \alpha^3 P(z) \frac{1+(1-y)^2}{xQ^4} \left[\frac{1+\epsilon R}{1+R}\right] F_2(x,Q^2)\cdot(1+\delta_{RC}) \\
&= \kappa(x,Q^2,R)\cdot F_2(x,Q^2)\cdot(1+\delta_{RC})\,. \qquad (4.1)
\end{aligned}
$$

Gleichung (4.1) erlaubt unter Kenntnis der Größen $\kappa(x,Q^2,R)$ und $(1+\delta_{RC})$ die Bestimmung von $F_2(x,Q^2)$ aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma_{exp}^{ISR}/dxdQ^2$. Dabei berücksichtigt $(1+\delta_{RC})$ die in die Kapitel 1.4.2 beschriebenen Strahlungskorrekturen höherer Ordnung. Während die Größe $\kappa(x,Q^2,R)$ eine Funktion der kinematischen Größen x und Q^2 sowie dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte longitudinal und transversal polarisierter Photonen $R(x,Q^2)$ ist. Für die Extraktion der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ wird $R=0$ angenommen und der Einfluß von $R(x,Q^2)$ auf $F_2(x,Q^2)$ in den systematischen Fehler der Messung aufgenommen (siehe Abschnitt 4.3).

Für die F_2–Messung wird die kinematische Ebene in x,Q^2–Intervalle eingeteilt und die Anzahl der Ereignisse in diesen Intervallen bestimmt. Letztere entspricht dem Integral des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes über das Intervall $\Delta I = \Delta x \Delta Q^2$:

$$
\tilde{\sigma}_{gem}^{\Delta I} = \int_{\Delta I} \frac{d^2\sigma_{exp}}{dxdQ^2} dxdQ^2 = \frac{N_{rek}-N_{BG}}{L}\frac{1}{\varepsilon_{exp}\,A} \qquad (4.2)
$$

Die Größen in Gleichung (4.2) haben folgende Bedeutungen:

- N_{rek} ist die Anzahl der Ereignisse im Intervall ΔI.
- N_{BG} ist die aus der Simulation abgeschätzte Anzahl der Untergrundereignisse im Intervall ΔI.
- ε_{exp} ist die mittlere Selektionseffizienz der angewendeten Schnitte pro Intervall ΔI.
- L bezeichnet die integrierte Luminosität der zur Verfügung stehenden Daten.
- A entspricht der Detektorakzeptanz des Intervalls ΔI und wird mittels

  $$
  A = \frac{N_{rek}}{N_{gen}} \qquad (4.3)
  $$

  mit Hilfe von MC–Ereignissen bestimmt, wobei N_{gen} die Anzahl der Ereignisse ist, die in dem Intervall ΔI liegen, und N_{rek} die Zahl der in diesem Intervall rekonstruierten Ereignisse angibt.

Die sogenannte Zentralwertkorrektur ermöglicht es, die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bzw. den Wirkungsquerschnitt für jedes Intervall für einen beliebig gewählten (x_c, Q_c^2)–Wert anzugeben. Dieses Verfahren wird der Angabe von F_2 an dem über das Intervall gemittelten Wert vorgezogen, da es den Vergleich mit anderen Messungen ermöglicht. Die Zentralwertkorrektur ist definiert als

$$\mathcal{C} = \frac{\frac{d^2\sigma_{exp}(x_c, Q_c^2)}{dx dQ^2}}{\int_{\Delta I} \frac{d^2\sigma_{exp}(x, Q^2)}{dx dQ^2} dx dQ^2} . \tag{4.4}$$

Damit ergibt sich aus der Messung von $\tilde{\sigma}_{gem}^{\Delta I}$ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei (x_c, Q_c^2):

$$\frac{d^2\sigma_{exp}(x_c, Q_c^2)}{dx dQ^2} = \tilde{\sigma}_{gem}^{\Delta I} \cdot \mathcal{C} . \tag{4.5}$$

Aus Gleichung (4.1) und Gleichung (4.5) folgt nun für die Strukturfunktion F_2 bei (x_c, Q_c^2):

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \tilde{\sigma}_{gem}^{\Delta I} \cdot \frac{\mathcal{C}}{\kappa(x, Q^2, R) \cdot (1 + \delta_{RC})} . \tag{4.6}$$

Ein analoger Zusammenhang gilt auch für die MC–Simulation ohne den Faktor $(1 + \delta_{RC})$, da in den in dieser Analyse verwendeten Simulationen die Strahlungskorrekturen zum ISR–Prozeß nicht implementiert sind. Unter Berücksichtigung von Gleichung (4.2) kann somit folgendes Verhältnis der Strukturfunktion aus den Daten (D) und dem Monte Carlo (MC) gebildet werden:

$$\frac{F_2^D(x_c, Q_c^2)}{F_2^{MC}(x_c, Q_c^2)} = \frac{(N_{rec} - N_{BG})^D}{N_{MC}} \frac{\mathcal{C}^D}{\mathcal{C}^{MC}} \frac{L^{MC}}{L^D} \frac{\kappa^{MC}}{\kappa^D} \frac{\varepsilon^{MC} A^{MC}}{\varepsilon^{exp} A^D} \frac{1}{(1 + \delta_{RC})} \tag{4.7}$$

Unter der Annahme

$$\frac{\mathcal{C}^D}{\mathcal{C}^{MC}} \frac{\kappa^{MC}}{\kappa^D} \frac{\varepsilon^{MC} A^{MC}}{\varepsilon^{exp} A^D} \simeq 1 \tag{4.8}$$

folgt dann

$$F_2^{exp}(x_c, Q_c^2) = \frac{N_{rec} - N_{BG}}{N_{MC}} \frac{L^{MC}}{L^{exp}} F_2^{MC}(x_c, Q_c^2) \cdot \frac{1}{(1 + \delta_{RC})} . \tag{4.9}$$

Die Beziehung 4.9 ist nur gültig, wenn sowohl die Akzeptanz A des Detektors als auch die Schnitteffizienzen *eff* durch die Simulation korrekt beschrieben wird. Dieses ist im Rahmen der sytematischen Fehler aufgrund der in Kapitel 3 durchgeführten Vorarbeiten gewährleistet.

Um den Einfluß der im MC verwendeten Strukturfunktion auf das endgültige Endergebnis zu verhindern, muß das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 im Prinzip iterativ angewendet werden. Die aus dem ersten Iterationsschritt erhaltene Strukturfunktion dient im nachfolgenden Iterationsschritt als Grundlage der MC–Simulation. Es zeigt sich, daß dieses Verfahren nach wenigen (zwei bis drei) Iterationsschritten konvergiert und konsistente Resultate liefert, auch wenn die ursprünglich im MC verwendete Strukturfunktion vom Endergebnis abweicht. In dieser Analyse ist aufgrund der kleinen Abweichungen des Meßergebnisses von der Startparametrisierung vom zweiten Iterationsschritt abgesehen worden. Als Startparametrisierung wurde für $Q^2 > 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ die von der H1–Kollaboration bestimmte Protonstrukturfunktion $F_2^{H1--Fit}$ [h1f200] und für $Q^2 < 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ die Strukturfunktion F_2^{ALLM97} benutzt.

4.2 Die Festlegung der Analyseintervalle

Die Auflösung der kinematischen Variablen x, Q^2 und die zur Verfügung stehende Statistik sind Randbedingungen, die die Wahl der Intervallgrenzen beeinflussen. Die Breite der x, Q^2–Intervalle wurde so gewählt, daß sie größer als die Detektorauflösung ist und zusätzlich eine ausreichende Datenstatistik für jedes einzelne Intervall gewährleistet wird (Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2). Des weiteren wurden nur Intervalle zugelassen, die gewisse Anforderungen an Stabilität S und Reinheit P erfüllen, welche wie folgt definiert sind

$$S(\Delta I) = \frac{\#\,Ereignisse\,generiert\,und\,rekonstruiert\,in\,\Delta I}{\#\,Ereignisse\,generiert\,in\,\Delta I}, \tag{4.10}$$

$$P(\Delta I) = \frac{\#\,Ereignisse\,generiert\,und\,rekonstruiert\,in\,\Delta I}{\#\,Ereignisse\,rekonstruiert\,in\,\Delta I}, \tag{4.11}$$

und mit Hilfe von MC–Ereignissen bestimmt werden. Nach Anwendung der in Kapitel 3 bechriebenen Selektionskriterien muß gelten:

$$S(\Delta I) > 30\% \tag{4.12}$$

und

$$P(\Delta I) > 30\% \tag{4.13}$$

Nur Intervalle, die diese Forderung erfüllen, werden zur Messung der Strukturfunktion F_2 herangezogen. Abbildung 4.1 und 4.2 zeigen in Abhängigkeit von x und Q^2 Stabilität und Reinheit für den Fall, daß die Ereigniskinematik entweder mit der Elektron– oder der Σ–Methode bestimmt wird.

Während die Stabilität für die Elektron–Methode mit anwachsenden x–Werten abnimmt ($x > 10^{-4}$), zeigen die Stabilitätswerte der Σ–Methode keine starke x–Abhängigkeit. Letztere besitzt somit für große x–Werte eine höhere Stabilität als die Elektron–Methode. Dieses ist auf die bessere Auflösung bei großen x bzw.

kleinen y der Σ–Methode im Vergleich zur Elektron–Methode zurückzuführen. (siehe Diskussion in Abschnitt 1.5). Bei Verwendung der Σ–Methode ergibt sich für die meisten Intervalle eine Stabilität von über 40%.

Die Reinheit der Intervalle ist mit der Σ–Methode über den gesamten x–Wertebereich besser als mit der Elektron–Methode. Für beide Methoden nimmt sie allerdings mit anwachsendem x ab.

Q^2[GeV^2]								
0.283	0.510	0.987	1.936	3.54	6.52	13.04	34.64	103.92

Tabelle 4.1: *Intervallgrenzen in Q^2*

Intervallgrenzen in x für $0.283 < Q^2 < 0.510\,\mathrm{GeV}^2$						
6.74E-06	1.48E-05	6.86E-05	3.22E-04	2.04E-03	4.69E-02	0.5724
Intervallgrenzen in x für $Q^2 > 0.510\,\mathrm{GeV}^2$						
6.74E-06	1.00E-05	1.48E-05	3.22E-05	6.86E-05	1.48E-04	
3.22E-04	7.80E-04	2.04E-03	8.39E-03	4.69E-02	0.1788	0.5724

Tabelle 4.2: *Intervallgrenzen in x*

4.3 Systematische Fehler

Die Meßgrößen und Korrekturen zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 sind mit systematischen Fehlern behaftet. Um ihren Einfluß auf die Messung abzuschätzen, werden sie für die Daten im Rahmen ihrer systematischen Unsicherheit um den entsprechenden positiven und negativen Betrag variiert und dann die Strukturfunktion neubestimmt. Der systematische Fehler der Strukturfunktion F_2 ergibt sich aus der Abweichung vom ursprünglichen Wert, wobei zur Bestimmung des Gesamtfehlers die sich aus den einzelnen Fehlerquellen ergebenden Abweichungen quadratisch addiert werden. Die einzelnen Fehlerquellen werden im folgenden kurz diskutiert; ihre Beiträge sind in Tabelle 4.3 und Tabelle 4.4 zusammengefaßt. Der totale systematische Fehler, σ_{syst}, ergibt sich aus der Summe der einzelnen Beiträge zum Quadrat.

1. Für Energien größer als 12 GeV beträgt die Unsicherheit der Positronenergieskala 0.5%; für den Energiebereich zwischen 4 und 12 GeV nimmt sie linear von 4% auf 0.5% ab. Diese Werte ergeben sich aus den Untersuchungen in [len99].

2. Die Unsicherheit der Energiemessung mit dem Photonarm beträgt maximal 1% [ser98].

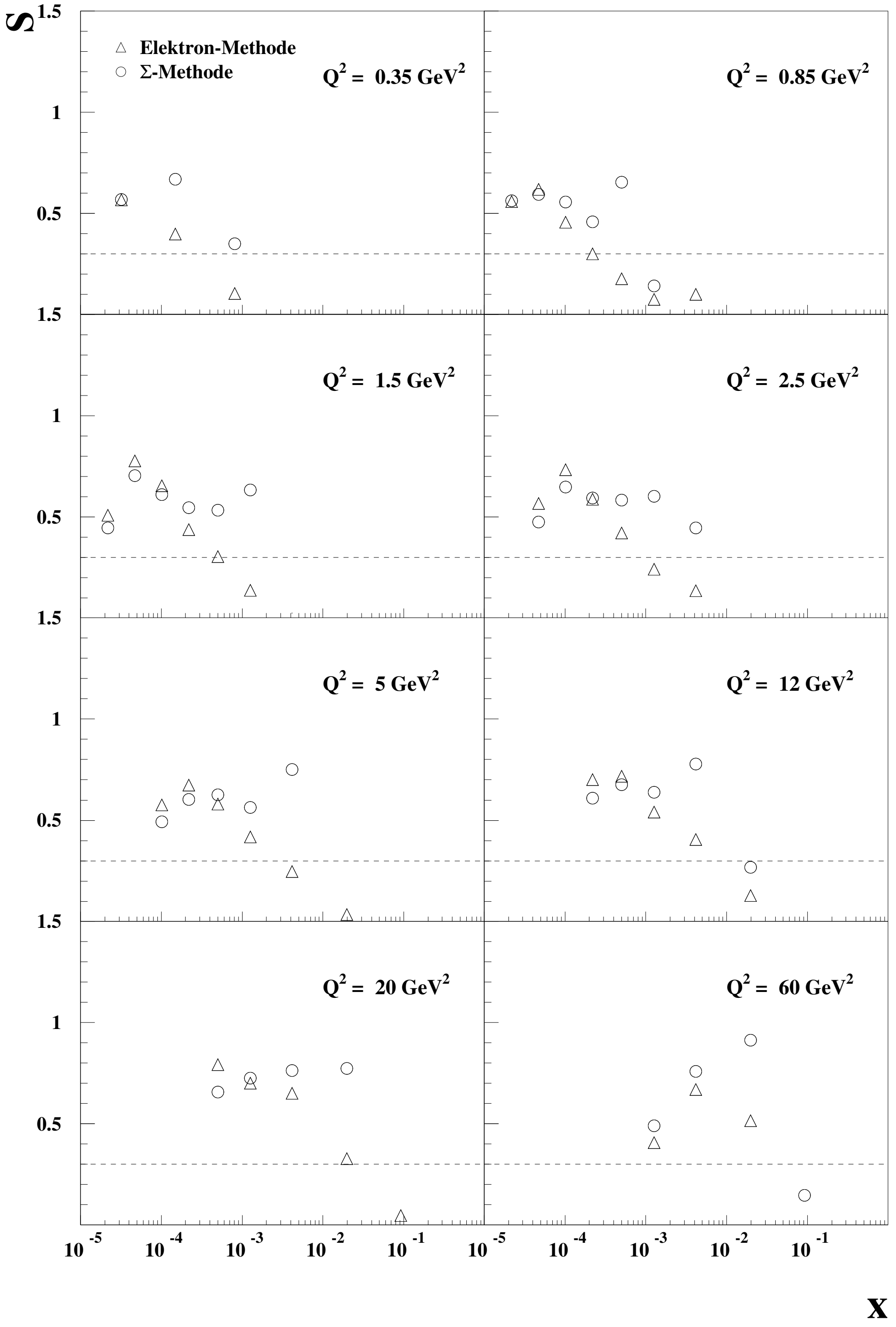

Abbildung 4.1: *Die Stabilität als Funktion von x und Q^2 für die Elektron– und Σ–Methode. Die gestrichelte Linie entspricht dem Selektionsschnitt von 30%.*

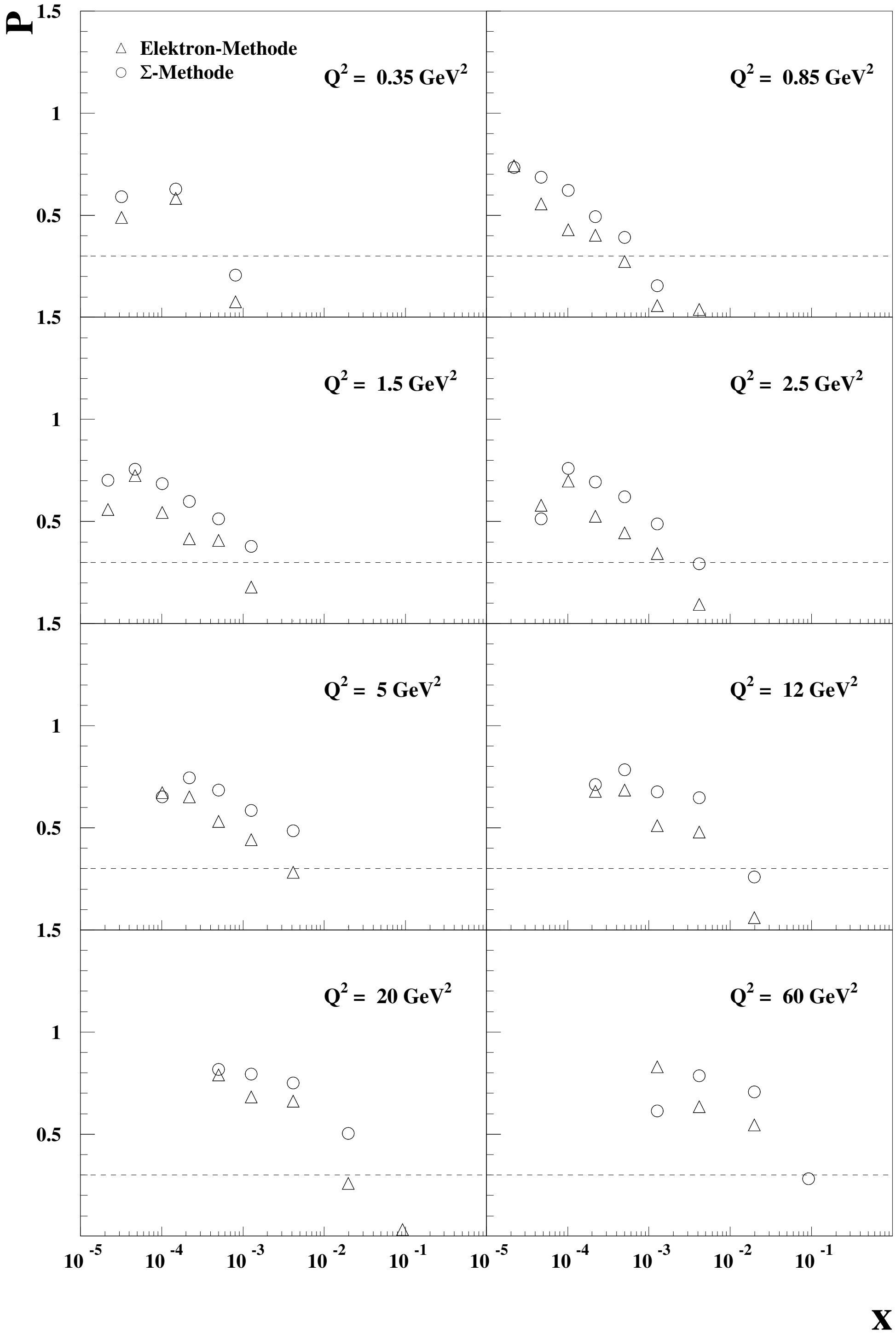

Abbildung 4.2: *Die Reinheit als Funktion von x und Q^2 für die Elektron– und Σ–Methode. Die gestrichelte Linie entspricht dem Selektionsschnitt von 30%.*

3. Der Fehler auf die Energieauflösung des Photonarmes wurde im Rahmen dieser Arbeit auf 12% abgeschätzt(siehe Kapitel 3.3).

4. Die Unsicherheit der hadronischen Energiemessung ist von der verwendeten Detektorkomponente abhängig. Für die hadronische Energiemessung im LAr–Kalorimeter beträgt sie 4%. Die Unsicherheit der hadronischen Energiemessung im SpaCal wird mit 5% und die der Spurkammern mit 2% abgeschätzt [kle99, wal99].

5. Der systematische Fehler auf die Normierung des DISBH–Untergrundes ist 18.5% (siehe Kapitel 3.6.2).

6. Die Unsicherheit auf die Normierung des GPBH–Untergrundes beträgt 16.3% (siehe Kapitel 3.6.2).

7. Die Abschätzung des Fehlers auf den Anteil der zu überlappenden BH–Ereignisse auf das ISR–MC erfolgte mittels der Variation der minimalen Energie (0.15 GeV) der Photonen, die die Bleiabschirmung passieren, um ± 0.02 GeV. Es wurde für beide Variationen der Mittelwert μ der Poissonverteilung des Multi–BH–Überlapps neu berechnet (siehe Kapitel 3.6.3) und dann die Analyse wiederholt. Der Einfluß dieser Systematik auf die Messung der Strukturfunktion F_2 ist - wie aus Tabelle 4.3 und Tabelle 4.4 zu entnehmen - nicht zu vernachlässigen und in dieser Arbeit erstmals untersucht worden.

8. Die Messung des Polarwinkels θ_e erfolgte mit der BDC, die eine Meßunsicherheit von 0.5 mrad auf diese Meßgröße besitzt.

9. Der Fehler der Rekonstruktionseffizienz des Ereignisvertex (siehe Kapitel 3.8.1) beträgt für Ereignisse im äußeren SpaCal ($R_{spac} > 22\,\mathrm{cm}$) 4% und für Ereignisse mit $14\,\mathrm{cm} < \mathrm{R_{spac}} < 22\,\mathrm{cm}$ ist sie 5%.

10. Um den Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion abzuschätzen, ist die Analyse mit $F_L = F_L^{H1-Fit}$ nochmals durchgeführt worden, wobei F_L^{H1-Fit} das Ergebnis einer numerischen Anpassung der DGLAP–Entwicklungsgleichungen in der Next–to–Leading–Order der QCD an die von der H1–Kollaboration gemessenen Wirkungsquerschnitte [h1f200] ist.

Die größten systematischen Fehlerquellen dieser Messung sind die Unsicherheit auf die Vertexrekonstruktionseffizienz (9), Unsicherheiten auf die drei Energieskalen (1),(2),(4), die Unsicherheit der Polarwinkelmessung (8) und des ISRBH–Untergrundes (7). Diesen folgen der Einfluß des DISBH– (5) und des GPBH–Untergrundes (6), der Photondetektorauflösung (3) und der longitudinalen Strukturfunktion (10). Des weiteren ist die Normierung der Messung mit einer Unsicherheit von 1.2% aufgrund des systematischen Fehlers der integrierten Luminosität behaftet.

Beiträge der systematischen Unsicherheiten [%] Elektron–Methode												
$\frac{Q^2}{\mathrm{GeV}^2}$	x	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	σ_{syst}
.38	.319E-04	**15.72**	**25.57**	**1.89**	**7.84**	**.00**	**.00**	**11.60**	**7.99**	**4.59**	**1.36**	**34.46**
.38	.149E-03	9.43	16.32	7.51	22.23	.00	2.38	15.21	12.04	16.05	2.58	39.40
.71	.470E-04	**7.95**	**9.80**	**.63**	**10.90**	**.00**	**2.48**	**16.93**	**10.16**	**5.14**	**.25**	**26.47**
.71	.101E-03	11.93	14.37	2.44	7.29	.23	.47	14.19	4.41	6.52	.32	25.91
.71	.218E-03	8.30	5.31	7.89	5.65	.06	1.07	1.68	13.80	6.66	.64	20.75
1.38	.470E-04	**7.88**	**2.78**	**1.03**	**7.24**	**.46**	**5.27**	**.86**	**2.10**	**6.37**	**.24**	**14.03**
1.38	.101E-03	**6.77**	**10.53**	**4.93**	**6.32**	**.09**	**1.13**	**4.10**	**3.67**	**9.94**	**.25**	**18.74**
1.38	.218E-03	**2.34**	**9.60**	**3.67**	**3.96**	**.18**	**.41**	**5.19**	**2.90**	**4.57**	**.13**	**13.53**
1.38	.501E-03	1.02	2.87	10.54	2.68	.15	.39	4.85	5.37	6.32	.16	14.83
2.62	.101E-03	**4.71**	**.26**	**.64**	**5.74**	**.71**	**1.80**	**3.71**	**6.98**	**9.08**	**1.74**	**14.40**
2.62	.218E-03	2.46	8.63	2.25	1.58	.28	.21	4.05	4.41	1.95	.38	11.32
2.62	.501E-03	6.45	3.80	5.75	4.57	.11	.43	2.67	3.61	6.17	.08	12.98
4.80	.218E-03	1.95	7.54	1.77	12.74	.67	.95	.93	4.93	7.34	1.38	17.56
4.80	.501E-03	3.42	5.94	.69	3.31	.31	.19	1.92	4.20	2.84	.62	9.40
4.80	.126E-02	7.87	4.33	5.18	7.47	.18	.08	1.58	9.56	6.71	.14	17.38
9.22	.218E-03	**19.98**	**19.00**	**3.24**	**21.13**	**1.89**	**6.41**	**12.95**	**15.83**	**23.63**	**3.82**	**47.47**
9.22	.501E-03	**6.26**	**3.69**	**1.87**	**2.61**	**.76**	**.40**	**3.94**	**4.73**	**9.69**	**1.67**	**14.08**
9.22	.126E-02	6.83	8.34	1.61	2.65	.19	.15	7.55	5.74	7.52	.21	16.50
9.22	.414E-02	7.93	2.57	5.66	4.69	.24	.00	6.89	10.84	7.27	.33	18.48
21.25	.501E-03	**11.29**	**8.42**	**2.53**	**2.39**	**.84**	**.61**	**8.95**	**10.83**	**8.01**	**4.51**	**22.21**
21.25	.126E-02	6.73	8.91	3.49	2.90	.60	.12	9.81	5.08	10.57	.98	19.50
21.25	.414E-02	5.13	3.58	5.35	.98	.31	.00	1.18	4.41	9.22	.36	13.22

Tabelle 4.3: *Beiträge der systematischen Fehlerquellen zur F_2–Messung unter Verwendung der Elektron–Methode. Die Numerierung der Fehlerquellen entspricht der im Text beschriebenen. Der totale systematische Fehler, σ_{syst}, ist in der letzten Spalte angegeben. Die hervorgehobenen Intervalle tragen zum Endresultat dieser Analyse bei (siehe Kapitel 4.4).*

Beiträge der systematischen Unsicherheiten [%] Σ–Methode												
$\frac{Q^2}{\mathrm{GeV}^2}$	x	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	σ_{syst}
.38	.149E-03	**6.46**	**13.41**	**1.37**	**6.65**	**1.09**	**.92**	**8.75**	**3.69**	**10.81**	**1.03**	**21.85**
.71	.218E-04	**7.00**	**15.65**	**1.76**	**16.08**	**.00**	**1.84**	**8.84**	**12.41**	**9.87**	**.45**	**29.81**
.71	.470E-04	9.40	4.00	.76	3.99	.00	2.13	13.23	15.52	14.74	.40	27.55
.71	.101E-03	**13.22**	**7.26**	**1.65**	**8.27**	**.28**	**1.53**	**4.27**	**6.30**	**6.62**	**.28**	**20.06**
.71	.218E-03	**9.39**	**5.39**	**1.65**	**3.60**	**.48**	**.33**	**3.25**	**3.59**	**9.07**	**.59**	**15.47**
.71	.501E-03	**3.85**	**2.34**	**1.38**	**4.79**	**.21**	**.00**	**2.91**	**2.94**	**4.86**	**.26**	**9.27**
1.38	.470E-04	11.92	13.53	.95	13.56	.49	7.33	11.75	2.52	11.78	.17	29.10
1.38	.101E-03	7.16	8.08	.86	7.92	.08	1.22	9.22	11.49	12.06	.62	23.34
1.38	.218E-03	6.34	6.60	1.35	6.98	.28	.56	1.02	2.46	9.42	.51	15.20
1.38	.501E-03	**.95**	**2.52**	**.40**	**4.11**	**.10**	**.50**	**1.43**	**1.51**	**5.68**	**.01**	**7.81**
1.38	.126E-02	**2.78**	**2.58**	**1.73**	**6.32**	**.30**	**.00**	**.46**	**3.84**	**1.54**	**.07**	**8.64**
2.62	.101E-03	9.38	1.18	1.61	2.93	.62	2.62	5.31	.42	12.28	1.80	17.04
2.62	.218E-03	**2.92**	**2.99**	**1.08**	**1.20**	**.24**	**.83**	**3.85**	**3.55**	**3.64**	**.37**	**7.85**
2.62	.501E-03	**2.08**	**2.74**	**1.51**	**1.87**	**.14**	**.13**	**1.75**	**1.80**	**1.80**	**.05**	**5.21**
2.62	.126E-02	**4.77**	**3.24**	**.96**	**6.80**	**.28**	**.00**	**1.45**	**1.16**	**8.03**	**.15**	**12.18**
4.80	.218E-03	**6.79**	**5.25**	**1.01**	**5.52**	**.77**	**.89**	**3.69**	**1.80**	**4.77**	**1.75**	**12.22**
4.80	.501E-03	**2.75**	**.14**	**1.63**	**3.57**	**.22**	**.23**	**.82**	**1.63**	**7.46**	**.46**	**9.07**
4.80	.126E-02	**1.83**	**3.43**	**1.15**	**4.02**	**.33**	**.14**	**2.79**	**1.09**	**7.67**	**.32**	**10.03**
4.80	.414E-02	**4.12**	**1.80**	**1.09**	**2.69**	**.29**	**.00**	**2.26**	**3.50**	**5.76**	**.03**	**8.90**
9.22	.501E-03	3.29	3.53	1.57	6.06	.66	.88	10.43	4.42	7.44	1.69	15.82
9.22	.126E-02	**1.92**	**3.16**	**1.11**	**4.56**	**.28**	**.28**	**4.16**	**5.55**	**6.95**	**.49**	**11.51**
9.22	.414E-02	**3.86**	**1.15**	**.94**	**1.33**	**.18**	**.04**	**5.69**	**4.37**	**8.86**	**.08**	**12.20**
21.25	.501E-03	10.04	6.49	1.07	10.42	1.53	.92	2.74	11.89	21.58	5.14	29.94
21.25	.126E-02	**3.66**	**1.71**	**1.82**	**8.94**	**.63**	**.15**	**6.53**	**5.79**	**8.81**	**1.22**	**15.98**
21.25	.414E-02	**4.27**	**4.83**	**1.01**	**4.92**	**.34**	**.00**	**4.13**	**3.73**	**4.15**	**.25**	**10.73**
21.25	.198E-01	**5.50**	**11.33**	**2.56**	**11.77**	**.50**	**.00**	**6.72**	**4.62**	**5.92**	**.33**	**20.14**
60.00	.414E-02	**9.61**	**10.25**	**2.90**	**19.50**	**.60**	**.00**	**23.72**	**3.38**	**6.24**	**.38**	**34.63**
60.00	.198E-01	**9.75**	**20.72**	**.96**	**20.97**	**.71**	**.00**	**16.84**	**27.65**	**9.80**	**.05**	**45.93**

Tabelle 4.4: *Beiträge der systematischer Fehlerquellen zur Messung der Strukturfunktion F_2 unter Verwendung der Σ–Methode. Die Numerierung der Fehlerquellen entspricht der im Text beschriebenen. Der totale systematische Fehler, σ_{syst}, ist in der letzten Spalte angegeben. Die hervorgehobenen Intervalle tragen zum Endresultat dieser Analyse bei (siehe Kapitel 4.4).*

Für die endgültigen Resultate werden F_2–Meßwerte mit einem sytematischen Fehler von mehr 50% ausgeschlossen.

4.4 Resultate

In diesem Abschnitt werden die Resultate der F_2–Messung mit radiativen Ereignissen im kinematischen Bereich von $0.28 < Q^2 < 103\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.15 \cdot 10^{-4} < x < 0.47 \cdot 10^{-1}$ vorgestellt

Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4 zeigen für Verwendung der Elektron– bzw. der Σ–Methode die gemessene Protonstrukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von x für verschiedene Q^2–Intervalle. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen und die äußeren den Gesamtfehler der Messung an, wobei sich letzterer aus der quadratischen Summe des statistischen und des totalen systematischen Fehlers berechnet.

Abbildung 4.5 werden die Ergebnisse beider Rekonstruktionsmethoden verglichen. Die Meßpunkte sind auf die Strahlungskorrekturen der jeweiligen Rekonstruktionsmethode korrigiert worden (siehe 1.4.2). Für die Mehrzahl der Meßpunkte ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen, was ein gutes Verständnis der im MC simulierten Detektoreffekte sowie der Strahlungskorrekturen beweist.

Liegen für ein x–Q^2–Intervall Messungen sowohl mit der Elektron– als auch der Σ–Methode vor, dann wird die F_2–Messung mit dem jeweils kleineren Gesamtfehler in das Endergebnis der Analyse aufgenommen. Tabelle 4.5 gibt für die gemessenen F_2–Werte die statistischen, systematischen und den totalen Fehler sowie die Strahlungskorrekturen an. Die zum Endresultat beitragenden Messungen sind hervorgehoben.

Abbildung 4.6 zeigt das Endresultat der F_2–Messung als Funktion von x für verschiedene Q^2–Intervalle mit jeweils dem statistischen Fehler und dem Gesamtfehler. Eingezeichnet ist stellvertretend für verschiedene DGLAP basierte F2–Parametrisierungen in der Literatur[1] die NLO–QCD Anpassung an die F_2–Messung[2]. der H1–Kollaboration F_2^{H1-Fit} [h1f200] sowie die aus der Regge–Theorie abgeleitete ALLM97–Parametrisierung [all97] der Protonstruktur.

Für $Q^2 \gtrsim 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ ist ein deutlicher Anstieg der Strukturfunktion F_2 mit abnehmendem x zu erkennen, der mit Hilfe des DGLAP–Ansatzes beschrieben werden kann. Im kleinsten Q^2–Intervall ist der Anstieg von F_2 mit abnehmenden x nicht mehr sichtbar und kann nur mit der Regge–basierten phänomenologischen ALLM97—Parametrisierung beschrieben werden; die Meßpunkte stimmen für $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ nicht mehr mit der NLO–QCD Anpassung der H1–Kollaboration überein. Hieraus kann man den Übergang zur Photoproduktion auf den Bereich $Q^2 \lesssim 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ einschränken, in dem ein rein perturbativer Ansatz im Rahmen der QCD nicht mehr ausreicht.

[1] [grv90, grv92, grv95, grv98, mar93]

[2] Die NLO–QCD Anpassung erfolgte an Daten im kinematischen Bereich $Q^2 > 3.5\,\mathrm{GeV}^2$.

$\frac{Q^2}{\mathrm{GeV}^2}$	x	Elektron–Methode F_2	σ_{stat}	σ_{syst}	σ_{tot}	$\frac{1}{1+\delta_{RC}}$	Σ–Methode F_2	σ_{stat}	σ_{syst}	σ_{tot}	$\frac{1}{1+\delta_{RC}}$
.38	.319E-04	**.337**	**.046**	**.116**	**.125**	**.954**	-	-	-	-	-
.38	.149E-03	.270	.044	.106	.115	1.027	**.247**	**.026**	**.054**	**.060**	**.999**
.71	.218E-04	-	-	-	-	-	**.763**	**.140**	**.227**	**.267**	**1.020**
.71	.470E-04	**.515**	**.051**	**.136**	**.146**	**.955**	.591	.062	.163	.174	1.012
.71	.101E-03	.462	.033	.120	.124	.986	**.401**	**.034**	**.080**	**.087**	**1.008**
.71	.218E-03	.392	.035	.081	.089	1.023	**.392**	**.026**	**.061**	**.066**	**1.006**
.71	.501E-03	-	-	-	-	-	**.324**	**.020**	**.030**	**.036**	**1.005**
1.38	.470E-04	**.841**	**.076**	**.118**	**.140**	**.972**	.780	.084	.227	.242	1.021
1.38	.101E-03	**.615**	**.032**	**.115**	**.120**	**.952**	.671	.040	.157	.162	1.018
1.38	.218E-03	**.506**	**.026**	**.068**	**.073**	**.994**	.546	.028	.083	.088	1.017
1.38	.501E-03	.513	.032	.076	.082	1.043	**.452**	**.021**	**.035**	**.041**	**1.016**
1.38	.126E-02	-	-	-	-	-	**.400**	**.022**	**.035**	**.041**	**1.015**
2.62	.101E-03	**.986**	**.058**	**.142**	**.153**	**.952**	.959	.066	.163	.176	1.024
2.62	.218E-03	.721	.030	.082	.087	.955	**.743**	**.037**	**.058**	**.069**	**1.021**
2.62	.501E-03	.631	.028	.082	.087	1.006	**.628**	**.026**	**.033**	**.042**	**1.020**
2.62	.126E-02	-	-	-	-	-	**.488**	**.021**	**.059**	**.063**	**1.019**
4.80	.218E-03	1.070	.062	.188	.198	.930	**1.013**	**.069**	**.124**	**.142**	**1.026**
4.80	.501E-03	.811	.034	.076	.084	.968	**.787**	**.037**	**.071**	**.080**	**1.024**
4.80	.126E-02	.581	.031	.101	.105	1.030	**.644**	**.028**	**.065**	**.070**	**1.023**
4.80	.414E-02	-	-	-	-	-	**.464**	**.022**	**.041**	**.047**	**1.022**
9.22	.218E-03	**1.165**	**.173**	**.553**	**.579**	**1.007**	-	-	-	-	-
9.22	.501E-03	**.954**	**.056**	**.134**	**.145**	**.926**	.884	.060	.140	.152	1.028
9.22	.126E-02	.868	.044	.143	.150	.985	**.790**	**.043**	**.091**	**.101**	**1.027**
9.22	.414E-02	.574	.040	.106	.113	1.082	**.596**	**.027**	**.073**	**.078**	**1.026**
21.25	.501E-03	**1.452**	**.193**	**.323**	**.376**	**1.007**	1.269	.201	.380	.430	1.038
21.25	.126E-02	1.224	.091	.239	.255	.916	**1.059**	**.088**	**.169**	**.191**	**1.032**
21.25	.414E-02	.771	.051	.102	.114	1.013	**.697**	**.042**	**.075**	**.086**	**1.031**
21.25	.198E-01	-	-	-	-	-	**.465**	**.041**	**.094**	**.102**	**1.029**
60.00	.414E-02	-	-	-	-	-	**.841**	**.165**	**.291**	**.335**	**1.037**
60.00	.198E-01	-	-	-	-	-	**.522**	**.090**	**.240**	**.256**	**1.036**

Tabelle 4.5: *Gemessene Werte für die Protonstrukturfunktion F_2 ohne Anwendung der Strahlungskorrekturen höherer Ordnung, sowie für den statistischen, systematischen, totalen Fehler und die Strahlungskorrekturen höherer Ordnung bei Verwendung der Elektron– und Σ–Methode. Die hervorgehobenen Werte tragen zum Endresultat dieser Analyse bei.*

4.5 Vergleiche der Resultate mit anderen Messungen

Abschließend soll die mit Hilfe von ISR–Ereignissen bestimmte Protonstukturfunktion F_2 zunächst mit früheren ISR–Resultaten und danach mit Ergebnissen nicht–radiativer Ereignisse verglichen werden. Aufgrund der unterschiedlichen Systematik, die sich aus der reduzierten Schwerpunktsenergie ergibt, und der unterschiedlichen Methodik durch die Verwendung von ISR–Ereignissen ist der Vergleich der Resultate dieser Arbeit mit Ergebnissen von Analysen nicht–radiativer Streuereignisse eine wichtige Überprüfung der Güte sowohl dieser Analyse als auch der nicht–radiativen Resultate.

Ein Vergleich mit der auf derselben Methodik beruhenden ISR–Analyse [schl98] der 1996 aufgenommenen Daten ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Übereinstimmung der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Analyse (ISR97) und der des Jahres 1996 (ISR96) ist sehr gut. Die ISR96–Analyse erreicht allerdings Q^2–Werte bis zu $0.1\,\mathrm{GeV}^2$ und deckt einen größeren Wertebereich in x ab. Dies resultiert aus der Tatsache, daß für die ISR96–Analyse der innere Bereich des SpaCal für die Messung benutzt werden konnte, da die Triggerbedingungen zur Aufzeichnung radiativer Ereignisse im inneren SpaCal–Bereich 1996 im Vergleich zum Jahr 1997 mit wesentlich kleineren Untersetzungsfaktoren belegt waren. Die Einschränkung des x–Wertebereiches für die ISR97–Analyse ist auf die Forderung nach einer Mindestenergie im Photon–Proton–System (siehe Gleichung (3.47)) zurückzuführen. Zusätzlich führt, trotz der höheren Statistik des 97ger Datensatzes, der Ausschluß der inneren Region zu größeren statistischen Fehlern im Intervall $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ im Vergleich zu den Messungen von 1996. Für den Bereich $Q^2 \geq 0.85\,\mathrm{GeV}^2$, die durch Ereignisse mit Positronen im äußeren SpaCal dominiert werden, ergibt sich für die ISR97–Analyse allerdings ein deutlich geringerer statistischer Fehler (um 10% bis 200% kleiner) und für $x > 10^{-4}$ sogar ein im Vergleich zur 96er ISR–Analyse deutlich kleinerer Gesamtfehler.

Der Vergleich der radiativen F_2–Meßwerte mit F_2–Werten aus der Analyse nicht–radiativer Streuereignisse ist in Abbildung 4.8 in Abhängigkeit von x für verschiedene Q^2–Werte gezeigt. Mit Hilfe der ISR–F_2–Messung ist die H1–Kollaboration in der Lage, die Protonstrukturfunktionsmessung zu kleinen Q^2–Werten in den Bereich der ZEUS BPT–Messung [zeu00] zu erweitern. Die drei Messungen ergänzen sich jeweils. Zwar sind für kleine Q^2 die BPT–Daten und bei großen Q^2 die Ergebnisse der nicht–radiativen H1–Messung (H1–9697), aufgrund der höheren Statistik und kleineren Systematik maßgebend, doch stellt die ISR–Messung eine unabhängige Überprüfung dieser F2-Messungen dar und erweitert die H1–Messungen für $Q^2 = 0.35, 0.85$ und $1.5\,\mathrm{GeV}^2$.

Weiterhin decken die ISR–Daten als einziger Datensatz den Übergangsbereich vollständig ab. Dies folgt aus Abbildung 4.9, die die vorgestellten Messungen von ZEUS und H1 als Funktion von Q^2 für feste Werte von y darstellt. Während die nicht–radiativen H1–Messungen [h1f200] nur Resultate oberhalb von $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ liefern, wo NLO–QCD–Vorhersagen greifen, decken die BPT–Daten nur den Bereich $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ ab, der durch eine Regge–basierte Anpassung [zeu00] gut beschrieben wird. Einzig die ISR–Messung liefert Resultate in beiden Bereichen zwischen $0.3 \lesssim Q^2 \lesssim 30\,\mathrm{GeV}^2$.

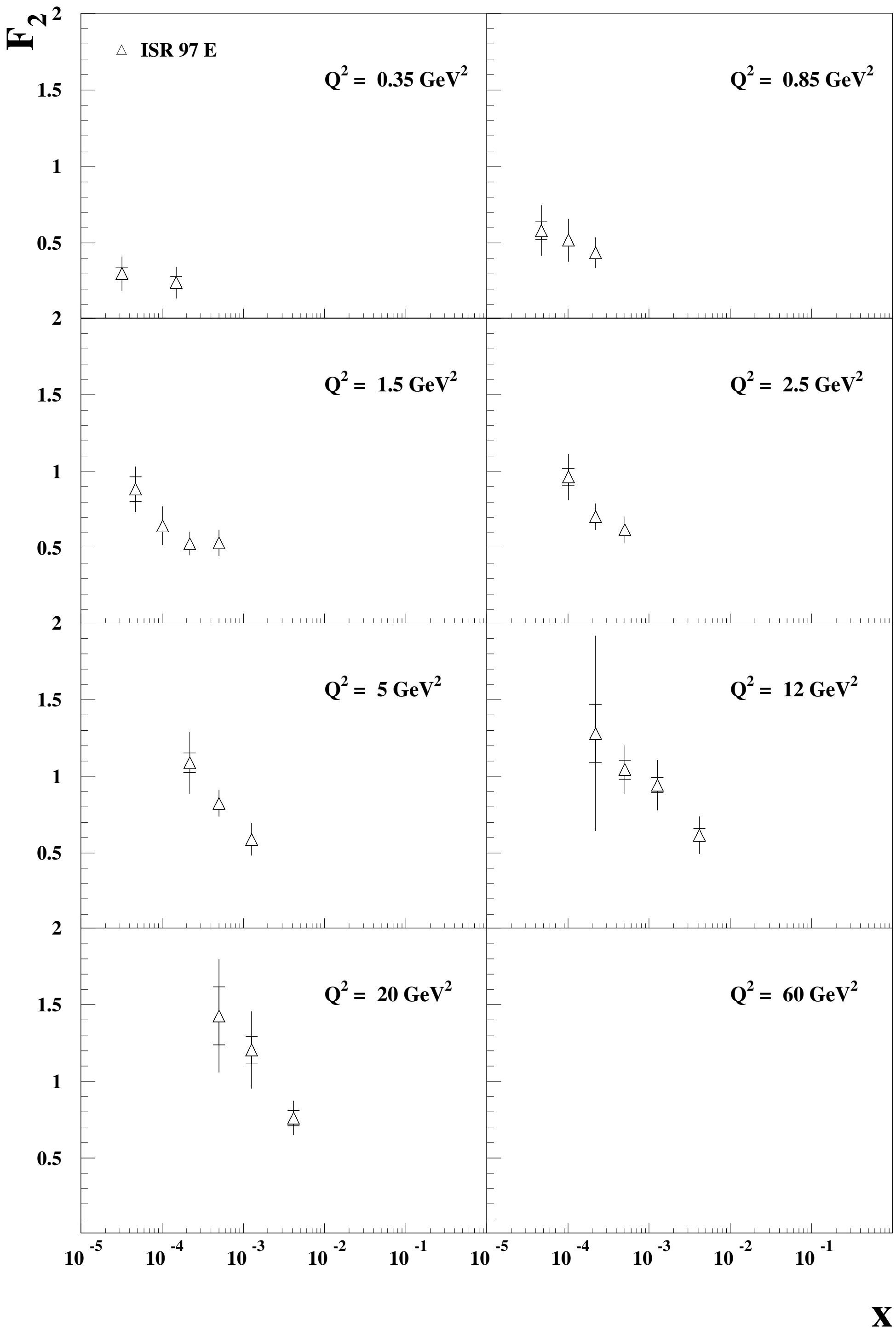

Abbildung 4.3: *Protonstrukturfunktion F_2 unter Verwendung der Elektron–Methode als Funktion von x für verschiedene Q^2–Werte. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen und die äußeren dem totalen Fehler.*

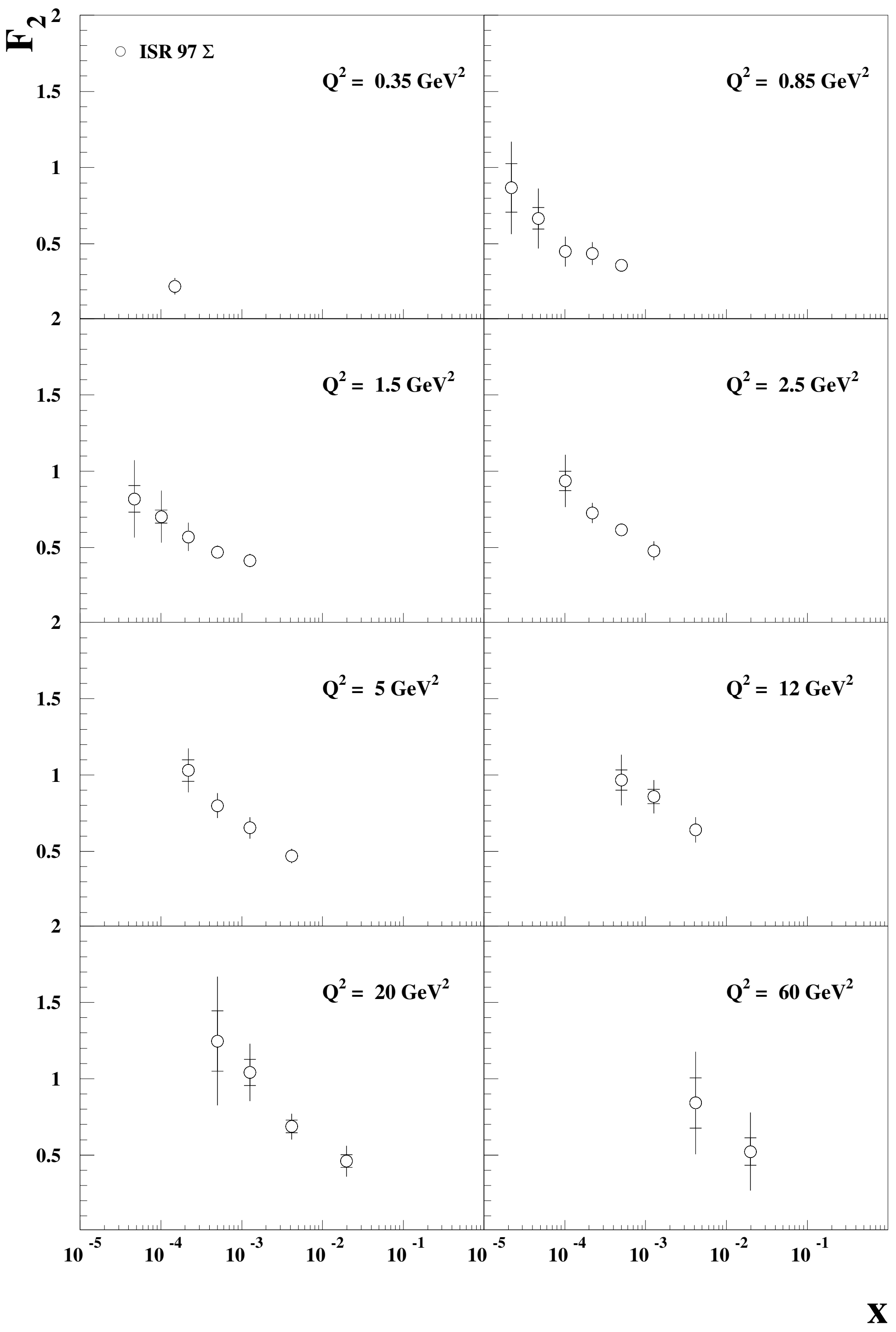

Abbildung 4.4: *Protonstrukturfunktion F_2 unter Verwendung der Σ–Methode als Funktion von x für verschiedene Q^2–Werte. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen und die äußeren dem totalen Fehler.*

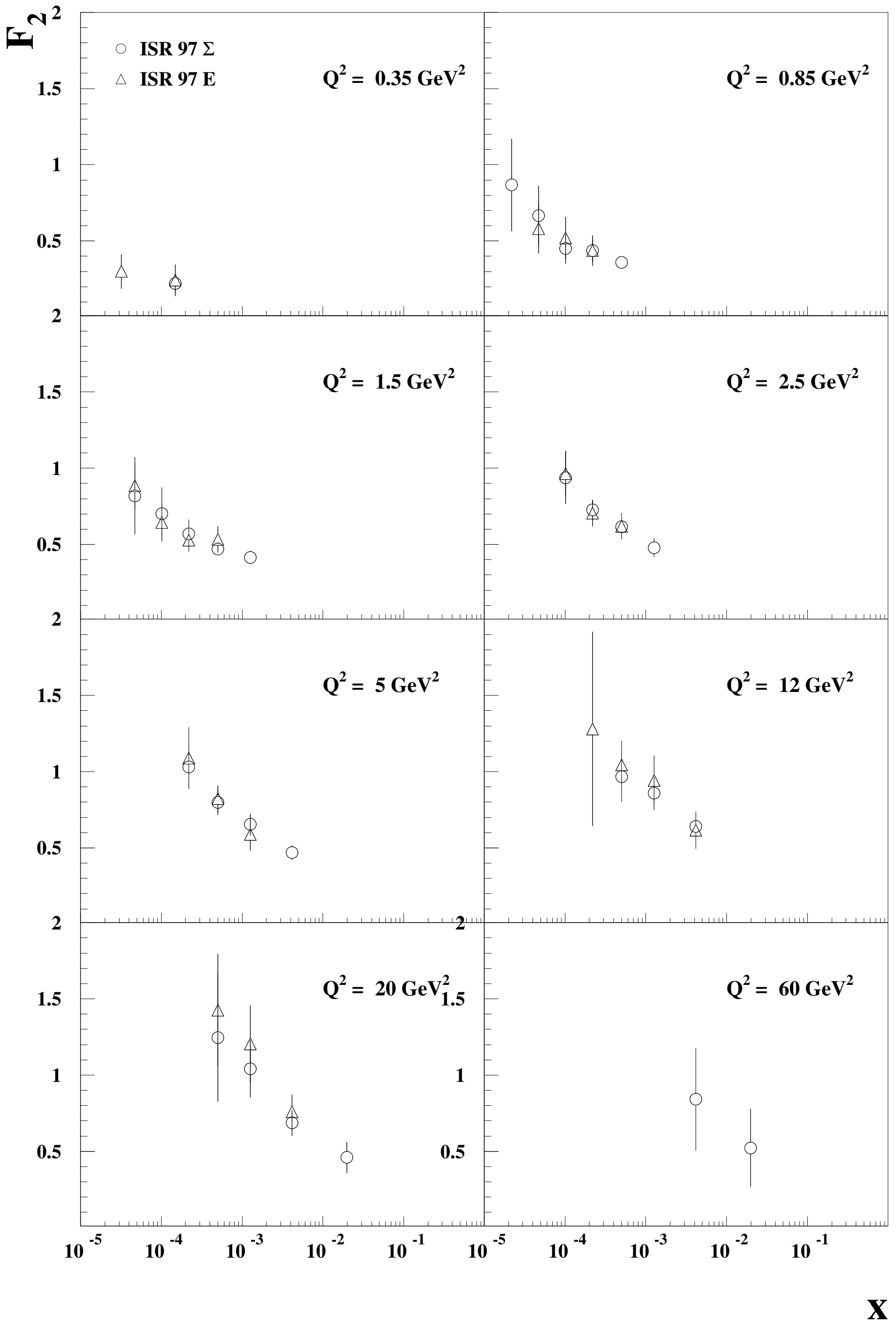

Abbildung 4.5: *Vergleich der F_2–Messungen mit der Elektron– und Σ–Methode. Die gezeigten Fehler entsprechen dem totalen Fehler.*

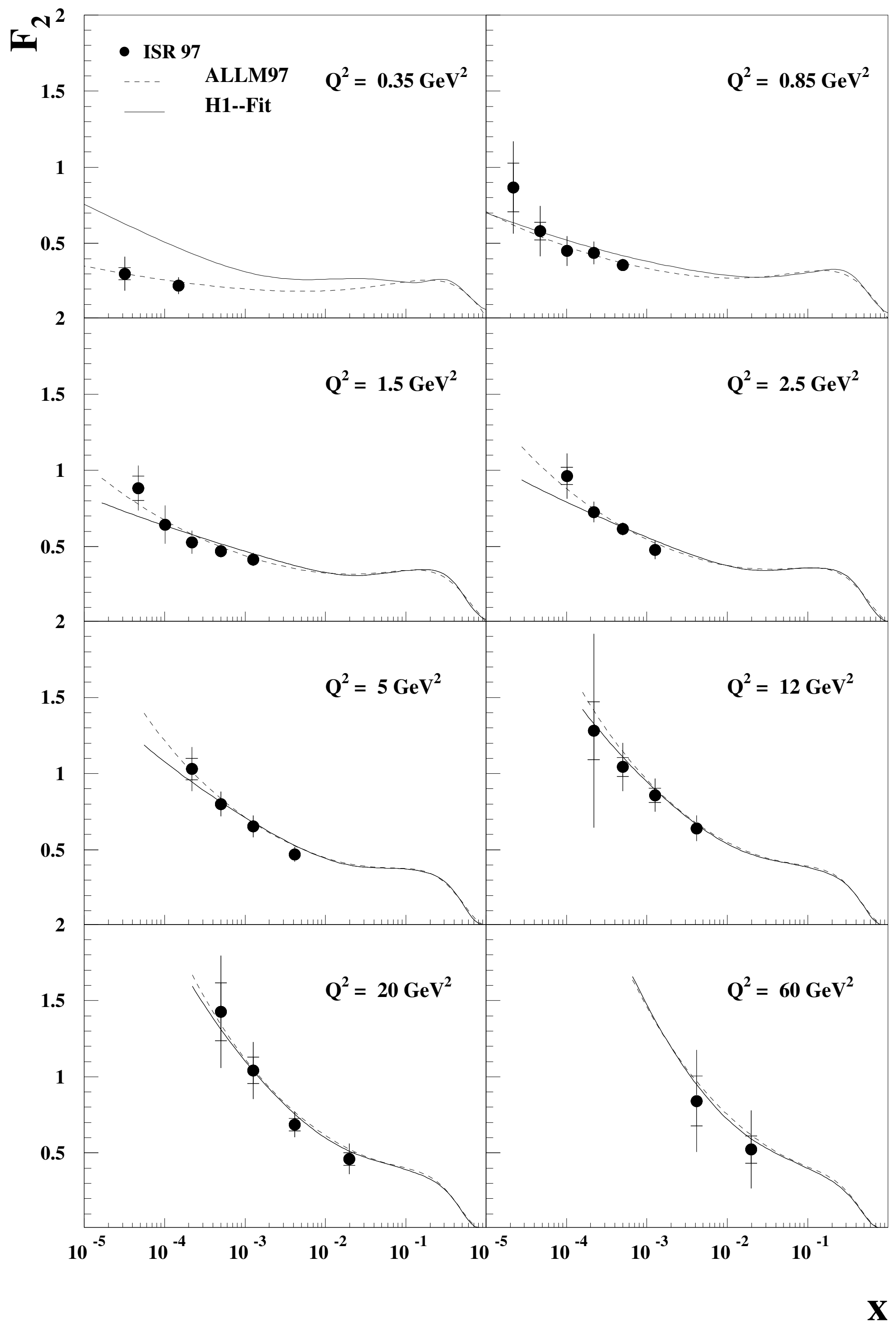

Abbildung 4.6: *Endresultat der F_2–Messung dieser Analyse (ISR 97) in Abhängigkeit von x für verschiedene Q^2–Intervalle. Die inneren Fehlerbalken entsprechen den statistischen und die äußeren den totalen Fehler der Messung. Des weiteren ist die NLO–QCD Anpassung an die F_2–Messung der H1–Kollaboration, $H1--Fit$, (durchgezogene Linie) und die Vorhersage des Modells ALLM97 (gestrichelte Linie) eingezeichnet.*

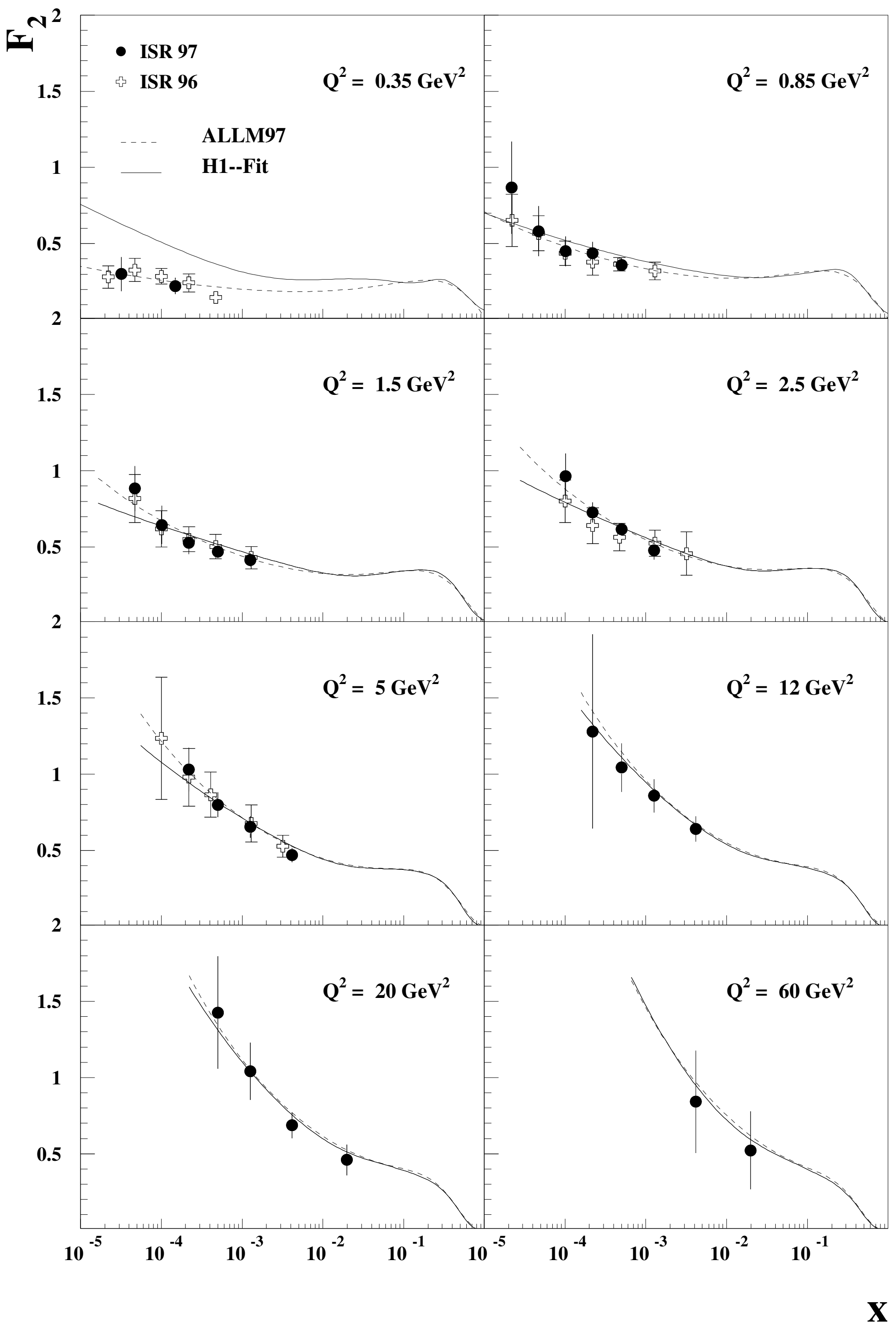

Abbildung 4.7: *Vergleich der ISR97 F_2–Messung mit der ISR96 F_2–Messung als Funktion von x für verschiedene Q^2–Intervalle. Die geschlossenen Kreise entsprechen der ISR97– und die offenen Kreuze der ISR96–Analyse. Gezeigt sind die totalen Fehler für beide Messungen, wobei die Fehlerbalken der ISR96–Meßpunkte mit einem Querbalken abgeschlossen sind (der besseren Unterscheidbarkeit wegen). Zu sehen sind ebenfalls die ALLM97–Parametrisierung und die H1–NLO–QCD-Anpassung.*

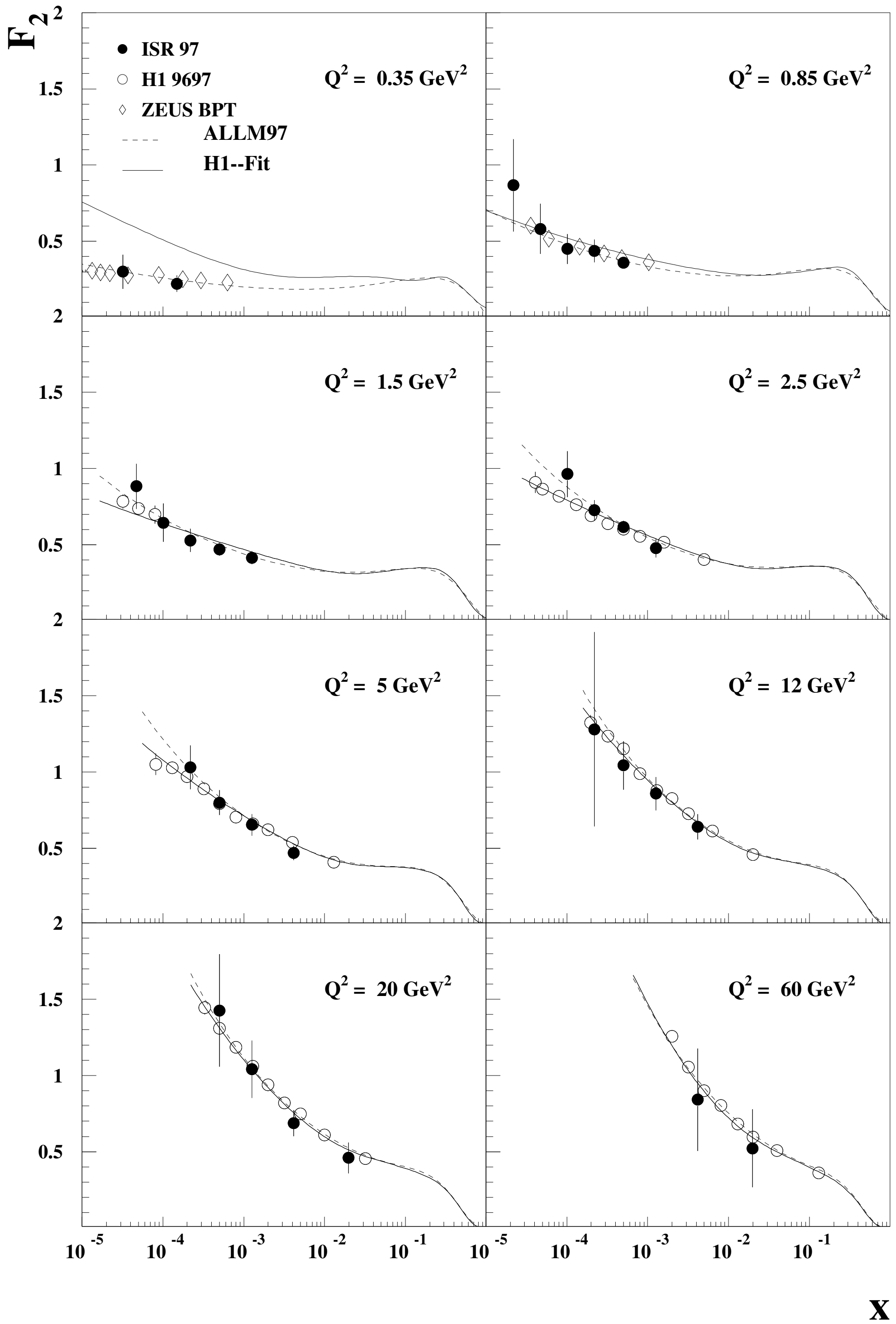

Abbildung 4.8: *Vergleich des Endresultates (geschlossene Kreise) dieser Analyse mit den ZEUS–BPT– (offene Rauten) und H1–9697–Meßpunkten (offene Kreise) in Abhängigkeit von x für verschiedene Q^2–Intervalle. Es sind die totalen Fehler der jeweiligen Messungen gezeigt. Die eingezeichneten Funktionen entsprechen der ALLM97–Parametrisierung und der H1–NLO–QCD–Anpassung.*

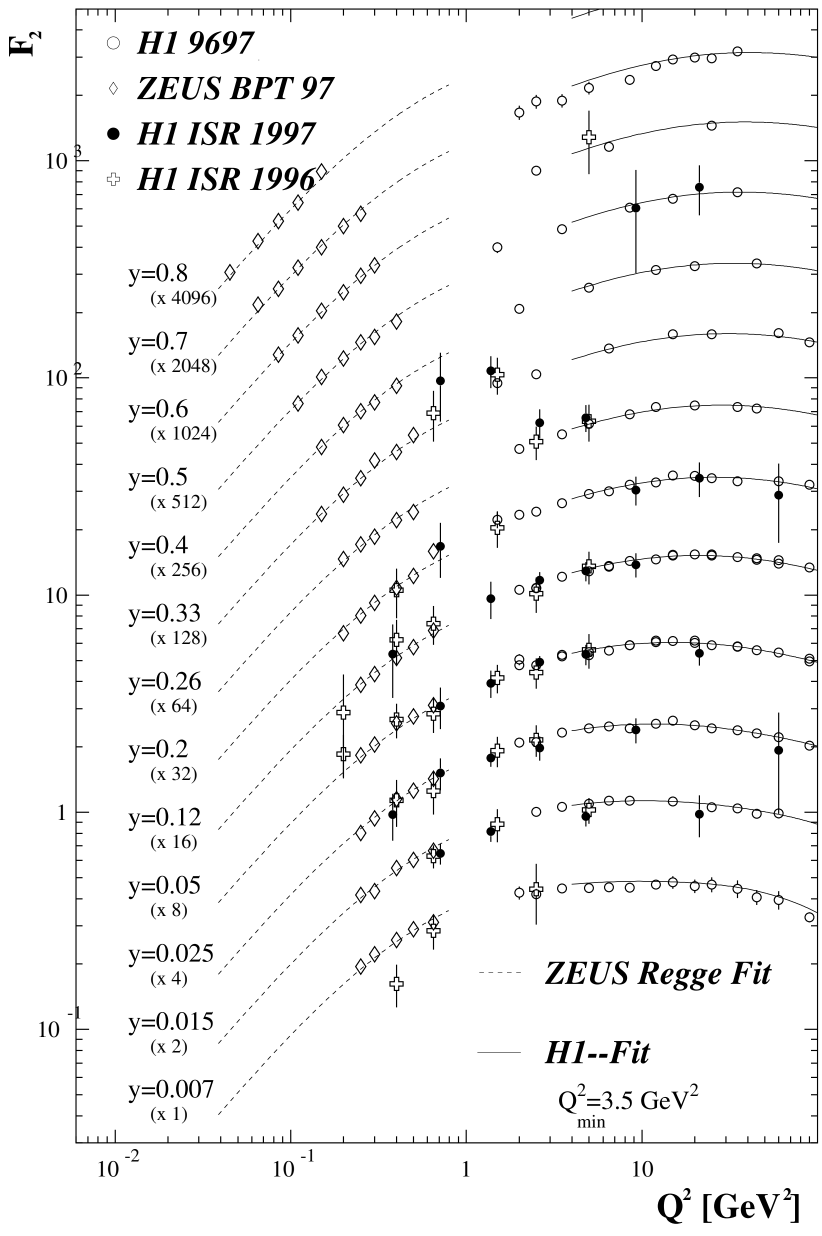

Abbildung 4.9: *Darstellung der Protonstrukturfunktion F_2 als Funktion von Q^2 bei festen Werten von y. Gezeigt sind die Messungen der H1–Kollaboration (radiative und nicht radiative) und die ZEUS–BPT–Meßpunkte. Des weiteren sind die NLO–QCD Anpassung der H1–Kollaboration und die Regge–Anpassung der ZEUS–Kollaboration eingezeichnet.*

Kapitel 5

Die Messung der Strukturfunktion $\mathbf{F_L}$ mit radiativen Ereignissen

Die Strukturfunktionsmessungen in HERA bleiben ohne eine direkte Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L unvollständig. Mit Ausnahme der F_L–Messung mit radiativen Ereignissen der ZEUS–Kollaboration [born99] liegen bisherige direkte Messungen für Elektron–Proton–Streuungen nur an ruhendem Targets vor [bcd87, bcd89, cdh91, e140a, e140b, e143, whi90, nmc97]. Die Experimente am ruhenden Target erschließen den Bereich relativ großer x–Werte ($x \gtrsim 0.01$), in denen der Einluß der Gluonverteilung noch gering ist. HERA bietet die Möglichkeit die F_L–Messung im physikalisch interessanten Bereich kleiner x–Werte ($x \sim 10^{-4}$) durchzuführen, die das Studium nicht–perturbativer QCD–Effekte, das Wachstum der Gluonverteilungen und die Unterscheidung zwischen verschiedenen Modellen zur Beschreibung der Entwicklung der QCD bei kleinen x–Werten ermöglicht.

Radiative Ereignisse bieten eine elegante Möglichkeit, die longitudinale Strukturfunktion in HERA ohne eine Reduktion der Strahlenergien zu messen. Des weiteren umgehen sie das Problem der Unsicherheit der relativen Normierung der bei unterschiedlichen Strahlenergien gemessenen Datensätze. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte erstmals die experimentelle Durchführung der in [fav96] vorgeschlagenen Methode zur Messung der longitudinalen Strukturfunkion mit Hilfe radiativer Ereignisse. Sie stellt die erste direkte Messung von F_L in der H1–Kollaboration dar und dient als unabhängige Überprüfung der Ergebnisse der ZEUS–Kollaboration und der Resultate der indirekten Bestimmung von F_L mit Hilfe von nicht–radiativen Ereignissen der H1–Kollaboration [h1f200].

Der Beschreibung des Meßprizips folgt die Festlegung der Analyseintervalle. Anschließend werden die systematischen Untersuchungen, die Ergebnisse und die Diskussion der F_L–Resultate beschrieben.

5.1 Das Meßprinzip

Für die Erläuterung des Meßprinzips der longitudinalen Strukturfunktion F_L ist es sinnvoll, den Wirkungsquerschnitt in Gleichung (1.11) in folgende Form zu bringen:

$$\frac{d\sigma^2}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}(1+(1-y)^2)\left[\frac{1+\epsilon R(x,Q^2)}{1+R(x,Q^2)}\right] F_2(x,Q^2) \qquad (5.1)$$

Diese Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnittes zeigt, daß für einen gegebenen x, Q^2–Wert der differentielle Wirkungsquerschnitt eine Funktion von ϵ ist. Es sei an dieser Stelle nochmals an den Zusammenhang zwischen der Inelasitizität y und dem Polarisationsparameter ϵ (siehe Gleichung (1.30)) erinnert:

$$\epsilon = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}$$

mit

$$\epsilon = 1 \text{ für y} = 0 \quad \text{und} \quad \epsilon = 0 \text{ für y} = 1\,. \qquad (5.2)$$

Die Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnittes als Funktion von ϵ wird durch die Größe $R(x,Q^2) = \frac{F_L(x,Q^2)}{F_2(x,Q^2)-F_L(x,Q^2)}$ bestimmt, aus der man unter Kenntnis der Strukturfunktion F_2 die longitudinale Strukturfunktion F_L extrahieren kann. Für die Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L ist in der vorliegenden Analyse ein kinematischer Bereich ausgewählt worden, in dem die Protonstrukturfunktion F_2 sehr gut bekannt ist, so daß für die Extraktion von F_L auf diese Kenntnisse zurückgegriffen werden kann.

Aus Gleichung (5.1) folgt, daß der Wirkungsquerschnitt bei großen ϵ–Werten (d.h. kleinen Inelasitizitäten y) nicht sensitiv auf R ist, wohingegen der Einfluß von R auf den Wirkungsquerschnitt mit abnehmenden ϵ–Werten (also für große Inelastizitäten) stärker wird:

$$\begin{aligned} \lim_{\epsilon\to 1}\frac{1+\epsilon R}{1+R} &= 1 \\ \lim_{\epsilon\to 0}\frac{1+\epsilon R}{1+R} &= \tfrac{1}{1+R}\,. \end{aligned} \qquad (5.3)$$

Der Vergleich der bei hohen und kleinen ϵ–Werten gemessenen Wirkungsquerschnitte erlaubt es somit R zu bestimmen. Dabei stellt die Messung bei großen ϵ–Werten ohne sichtbaren Einfluß von R eine Referenz zur Messung bei kleinen ϵ–Werten mit einem Einfluß von R dar.

Abbildung 5.1 zeigt den Einfluß der Größe R (für MC–Ereignisse) auf die ϵ–Verteilung. Zu sehen sind die Fälle für $R = 0$ und $R = \infty$. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich die Form der Verteilungen voneinander insbesondere für kleine

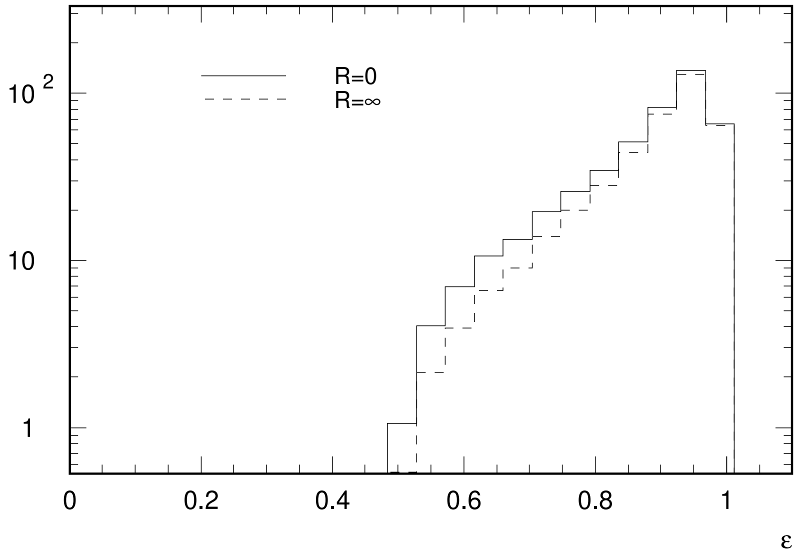

Abbildung 5.1: *ϵ–Verteilung für $R = 0$ (durchgezogene Linie) und für $R = \infty$ (gestrichelte Linie).*

ϵ–Werte unterscheiden und im Bereich großer ϵ–Werte der Einfluß von R nicht mehr sichtbar ist. Um den Wirkungsquerschnitt für einen festen (x, Q^2)–Wert in Abhängigkeit von ϵ messen zu können, muß ϵ und somit y variiert werden. Die Variation in y bei kontanten x, Q^2–Werten wird aufgrund der Beziehung $Q^2 = xsy$ nur durch eine Variation der Schwerpunktsenergie s erreicht. ISR–Ereignisse eignen sich wegen der Erniedrigung ihrer Schwerpunktsenergie durch das abgestrahlte Photon von der einlaufenden Leptonlinie somit zur Messung der Größe R.

Nach [fav96] läßt sich der Einfluß von R auf die Form der ϵ–Verteilung für ein festes (x, Q^2)–Intervall mit Hilfe des Verhältnisses

$$\rho(R;\epsilon_0) = \frac{N_{(R;\epsilon<\epsilon_0)}}{N_{(R;\epsilon>\epsilon_0)}} = \frac{N_1}{N_2} \tag{5.4}$$

studieren. Dabei ist mit $N_1 = N_{(R;\epsilon<\epsilon_0)}$ und $N_2 = N_{(R;\epsilon>\epsilon_0)}$ die Anzahl der Ereignisse unterhalb und oberhalb einer gewählten Schwelle ϵ_0 bezeichnet. Zur Festlegung der Intervallgrenze ϵ_0 wird die sogenannte Signifikanz Σ_ρ benutzt. Sie ist definiert als

$$\Sigma_\rho(\epsilon_0) = \frac{|\rho(R=0;\epsilon_0) - \rho(R=\infty;\epsilon_0)|}{\sqrt{\sigma^2_{\rho,R=0} + \sigma^2_{\rho,R=\infty}}} \tag{5.5}$$

und wird mit Hilfe der Simulation bestimmt, wobei $\sigma_{\rho,R=0}$ und $\sigma_{\rho,R=\infty}$ die statistischen Fehler der Größen $\rho(R=0;\epsilon_0)$ bzw. $\rho(R=\infty;\epsilon_0)$ sind. Der für das betrachtete Intervall optimale ϵ_0–Wert wird durch das Maximum der Signifikanz für diesen Wert festgelegt, das heißt dem größtmöglichem Unterschied der ρ–Werte der beiden Extremfälle $R = 0$ und $R = \infty$. Dabei fließt in die Optimierung der Intervallgrenze ϵ_0 der statistische Fehler ebenfalls ein.

Nachdem ϵ_0 bestimmt ist, werden unter Verwendung desselben ϵ_0–Wertes die Größe ρ_{dat} aus den Daten und die $\rho(R)$–Abhängigkeit aus der Simulation bestimmt. Zur Berechnung der $\rho(R)$–Abhängigkeit werden die MC–Ereignisse auf einen festen R–Wert, der nicht von x und Q^2 abhängt, umgewichtet und das Verhältnis ρ neu bestimmt. Der Schnittpunkt des gemessenen Verhältnisses ρ_{dat} mit der $\rho(R)$–Kurve legt den R–Wert fest. Die Simulation dient in diesem Verfahren dazu, den Einfluß der Selektionsschnitte und der Detektorakzeptanzen auf ρ zu simulieren und über die beiden x, Q^2, ϵ–Intervalle zu integrieren. Das Verhalten der Größe ρ in Abhängigkeit von R hängt nur sehr schwach von der verwendeten Parametrisierung der Strukturfunktion F_2 in der Simulation ab (siehe [fav96]).

5.2 Die Festlegung der Analyseintervalle

Für die Messung der Strukturfunktion F_L ist die Variation der Schwerpunktsenergie bei festen x, Q^2–Werten Voraussetzung. Dabei ist es wichtig, daß man im betrachteten x, Q^2–Intervall einen möglichst großen Bereich in der Schwerpunktsenergie, d.h. in ϵ abdeckt. Insbesondere müssen kleine ϵ–Werte erreicht werden, damit der Einfluß von R auf den Wirkungsquerschnitt groß ist (siehe Abbildung 5.1). Die kleinsten ϵ–Werte, die erreicht werden können, sind durch die minimale Positronenergieschwelle $E_e^{\min}$ festgelegt. Abbildung 5.2 zeigt den ϵ–E_γ–Phasenraum. Die durchgezogene Linie entspricht dem kleinsten erreichbaren ϵ–Wert bei der in dieser Analyse verwendeten Mindestenergie des gestreuten Positronkandidaten von $E_e^{min} = 5\,\mathrm{GeV}$. Die gepunktete Linie zeigt, daß der Phasenraum der Messung durch eine weitere Erniedrigung dieser Schwelle zu kleineren ϵ–Werten erweitert wird. Die gestrichelten Linien zeigen ϵ als Funktion von der abgestrahlten Photonenergie E_γ für feste $Q^2/x = sy$.

Die Intervalle $9020 < sy < 20746\,\mathrm{GeV}^2$ (Bin1) und $20746 < sy < 27060\,\mathrm{GeV}^2$ (Bin2) besitzen eine große Variation in E_γ. Wobei zu erwarten ist, daß das zweite Intervall eine größere Sensitivität auf R zeigen sollte, da kleinere ϵ–Werte erreicht werden. Die Intervallgrenzen in Q^2 wurden zu $1 < Q^2 < 30.0\,\mathrm{GeV}^2$ festgelegt. Eine stärkere Unterteilung in Q^2 ist aufgrund der limitierten Statistik nicht möglich.

Für diese zwei ausgewählten Intervalle in (Q^2, sy) wurde zunächst der optimale Schnittwert ϵ_0 jeweils für die Σ– und Elektron–Methode bestimmt und anschließend der ρ_{dat}–Wert in den Daten und die $\rho(R)$–Abhängigkeit mit Hilfe der Simulation ermittelt. Abbildung 5.3 zeigt für beide Intervalle die gemessenen ρ_{dat}–Werte und den $\rho(R)$–Zusammenhang aus der Simulation mit ihren statistischen Fehlern. Die gezeigten ρ_{dat}–Werte sind nicht auf Strahlungskorrekturen höherer Ordnung korrigiert. Der statistische Fehler sowohl der Messung als auch

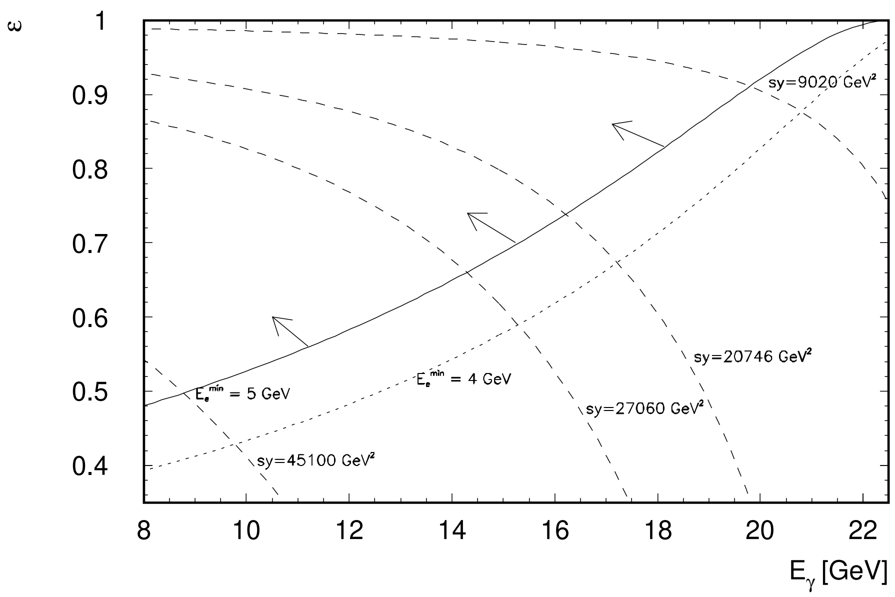

Abbildung 5.2: *ϵ–E_γ–Phasenraum, der für die Messung zur Verfügung steht. Der kleinste erreichbare Wert von ϵ für die in dieser Analyse verwendete minimale Positronenergie von $E_e^{min} = 5\,\mathrm{GeV}$ ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Die gepunktete Linie entspricht einem minimalen Positronenergieschnitt von 4 GeV. Die gestrichelten Linien zeigen ϵ als Funktion von E_γ für konstantes $\frac{Q^2}{x} = sy$.*

der Simulation ist in diesen Intervallen in der Größenordnung des Variationsbereiches der $\rho(R)$–Kurve, so daß eine Bestimmung der Größe R in Bin1 und Bin2 allein schon wegen der nicht ausreichenden Statistik nicht möglich ist. Aus diesem Grunde wurde die Intervallgrenze in sy weiter geöffnet und die Analyse schließlich für das Intervall $1 < Q^2 < 30\,\mathrm{GeV}^2$, $9020 < sy < 45100\,\mathrm{GeV}^2$ (Bin3) durchgeführt. Dieses Intervall bietet eine höhere Statistik und größere Sensitivität auf R (siehe Abbildung 5.4). Für die Intervalle Bin1 und Bin2 variiert der ρ–Wert höchstens um 10%, wohingegen das Intervall Bin3 für beide Rekonstruktionsmethoden eine Variation von ca. 20% zeigt. Das Intervall Bin3 ist aufgrund der limitierten Statistik im Rahmen dieser Arbeit für die Extraktion der Größe R ausgewählt worden, obwohl es nahezu den kompletten Phasenraum überspannt und man daher nur bedingt von einem Intervall mit festen x, Q^2–Werten sprechen kann. Der über das Intervall gemittelte (x, Q^2)–Wert beträgt $(x = 0.25 \cdot 10^{-3}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2)$.

Zur Bestimmung des optimalen Schnittwertes ϵ_0 für Bin3 wurde, wie in Kapitel (5.1) erwähnt, das aus der Simulation bestimmte Σ_ρ verwendet. Abbildung 5.5 zeigt die Signifikanzen Σ_ρ für das Intervall Bin3 jeweils für die Elektron– und Σ–Methode.

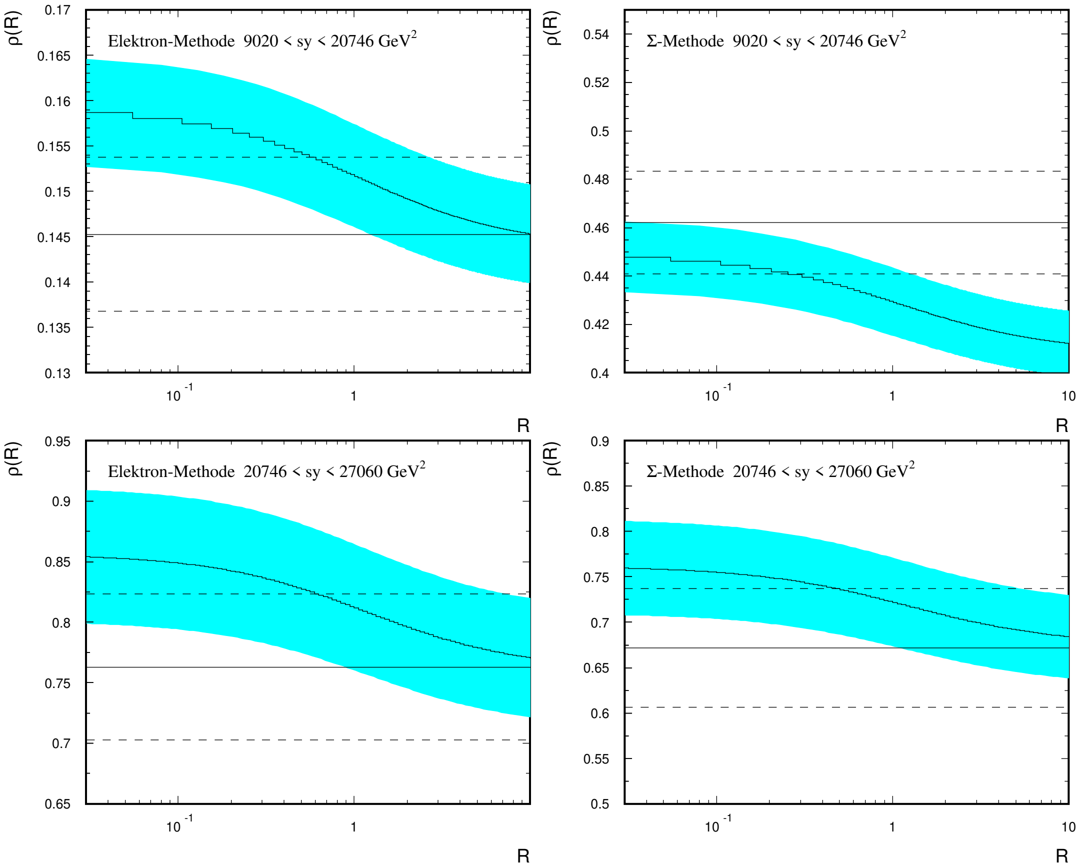

Abbildung 5.3: *Vergleich der ρ_{dat}–Werte (durchgezogene Linie) für das Intervall* $9020 < sy < 20746\,\mathrm{GeV}^2$ *(obere Abbildungen) und für* $20746 < sy < 27060\,\mathrm{GeV}^2$ *(untere Abbildungen) jeweils mit der Elektron– und Σ–Methode mit der $\rho(R)$–Abhängigkeit aus der Simulation. Die gepunktete Linie und das Band entsprechen dem statistischen Fehler von ρ_{dat} bzw. von $\rho(R)$.*

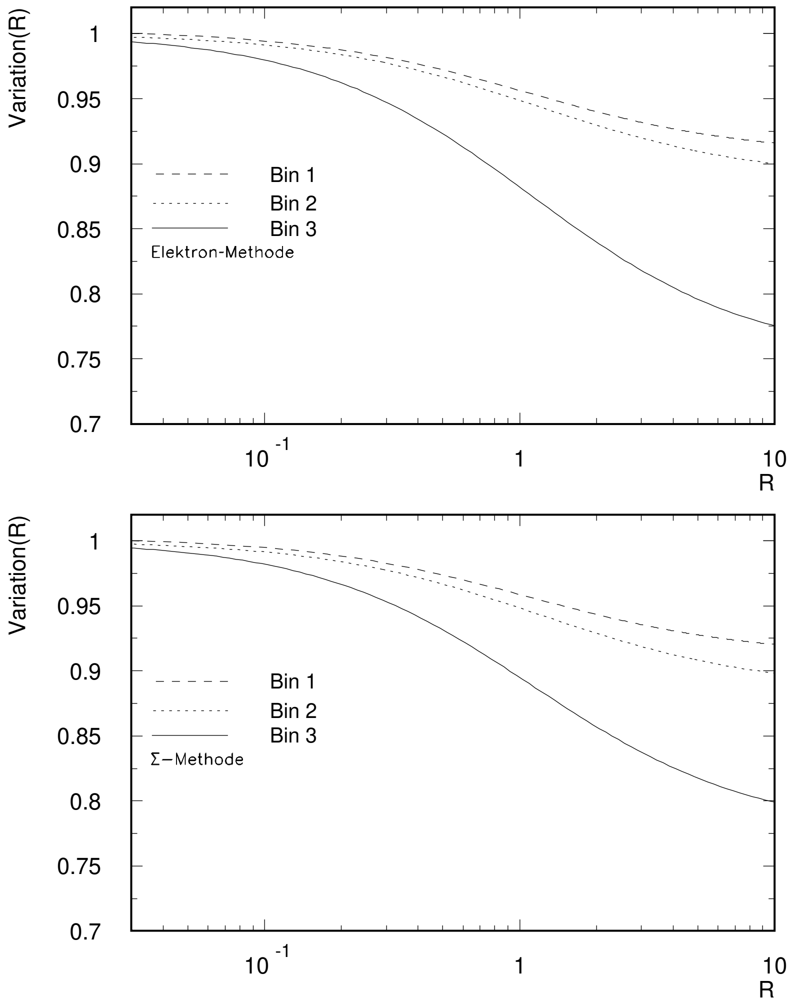

Abbildung 5.4: *Relative Variation,* $\frac{\rho(R)}{\rho(R=0)}$*, als Funktion von R für die Intervalle* $9020 < sy < 20746\,\mathrm{GeV}^2$ *(Bin1),* $20746 < sy < 27060\,\mathrm{GeV}^2$ *(Bin2) und* $27060 < sy < 45100\,\mathrm{GeV}^2$ *(Bin3).*

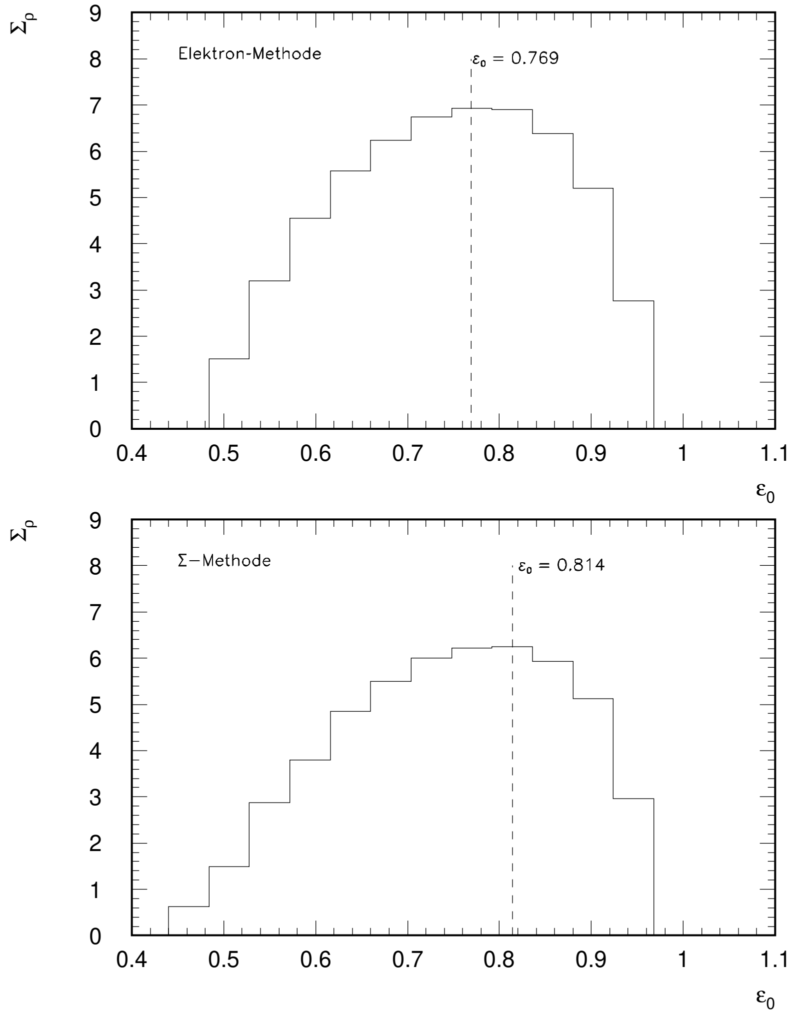

Abbildung 5.5: *Signifikanz Σ_ρ in Abhängigkeit von ϵ_0 im Intervall Bin3 für die Rekonstruktion mit der Elektron– und Σ–Methode. Die gestrichelten Linien zeigen jeweils das Maximum der Verteilung.*

Die ermittelten optimalen Schnittschwellen sind

$$\epsilon_{0,E} = 0.769 \text{ bzw. } \epsilon_{0,\Sigma} = 0.814\,, \tag{5.6}$$

die Inelastizitäten von

$$y_e = 0.439 \text{ und } \mathrm{y}_\Sigma = 0.360 \tag{5.7}$$

entsprechen.

5.3 Die Systematik

Nachdem die Intervallgrenzen in sy, Q^2 und ϵ festgelegt sind, folgt in diesem Abschnitt die Darstellung der Ergebnisse der systematischen Untersuchung auf die R–Messung. Dabei wurden die systematischen Fehlerquellen (1) bis (9), die in Kapitel 4.3 für die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 erläutert wurden, entsprechend ihrer Unsicherheiten in den Daten variiert und die ρ_{dat}–Messung wiederholt. Zusätzlich wurde die in der Simulation verwendete F_2–Parametrisierung um ±6% varriert, wobei kein Einfluß auf die $\rho(R)$–Abhängigkeit festzustellen war. Der relative Einfluß der einzelnen Fehlerquellen auf die ρ_{dat}–Messung ist in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Beiträge der systematischen Unsicherheiten [%]										[%]
1	2	3	4	5	6	7	8	9	σ_{syst}	σ_{stat}
Elektron–Methode										
1.40	1.85	.18	3.44	.48	4.85	.68	2.57	1.70	7.14	5.67
Σ–Methode										
4.85	1.69	.08	6.72	.49	5.25	2.88	1.99	1.92	10.73	5.8

Tabelle 5.1: *Beiträge der systematischen Fehlerquellen zur ρ_{dat}–Messung unter Verwendung der Elektron– und Σ–Methode. Die Numerierung der Fehlerquellen entspricht der in Kapitel 4.3 beschriebenen. In der letzten Spalte ist der statistische Fehler angegeben.*

Der Gesamtfehler der ρ_{dat}–Messung mit der Elektron–Methode beträgt 9.1% mit einem statistischen Fehler von 5.7%. Für die Σ–Methode ergibt sich ein Gesamtfehler von 12.2% mit einem statistischen Fehler von 5.8%. Der Gesamtfehler beider Methoden wird durch den sytematischen Fehler dominiert, wobei aber der statistische Fehler nicht zu vernachlässigen ist. Die größte systematische Fehlerquelle für beide Methoden ist der Photoproduktionsuntergrund (6) gefolgt von der hadronischen Energieskala (4). Die Unsicherheit auf die Winkelmessung (8), die Photonenergieskala (2), die Vertexrekonstruktionseffizienz (9) und die Positronenergieskala (1) haben einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf den systematischen Fehler der Größe ρ_{dat}. Der Beitrag des DISBH–Untergrundes (5) und der Unsicherheit auf die Photondetektorauflösung (3) sind klein. Im Falle der Σ–Methode ist der Einfluß der Unsicherheit auf den ISRBH–Untergrund (7) nicht vernachlässigbar.

5.4 Resultate

In diesem Abschnitt werden die Resultate der R–Messung im Intervall $1 < Q^2 < 30\,\mathrm{GeV}^2$, $9020 < sy < 45100\,\mathrm{GeV}^2$ für die Elektron– und Σ–Methode beschrieben.

Abbildung 5.6a zeigt den gemessenen ρ_{dat}–Wert für die Elektron–Methode, dessen Wert in der Abbildung durch die durchgezogene Linie angegeben wird. Die gepunktete Linie und die gestrichelte Linie geben den statistischen und den Gesamtfehler auf die Größe ρ_{dat} an. Der gezeigte ρ_{dat}–Wert ist auf die Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$ (siehe Kapitel (1.4.2)) korrigiert. Für $\epsilon < \epsilon_0$ betragen die Strahlungskorrekturen 0.885 und für $\epsilon > \epsilon_0$ belaufen sie sich auf 0.937, so daß sich für die Größe ρ_{dat} eine Korrektur von $\frac{0.885}{0.937} = 0.945$ ergibt. Die $\rho(R)$–Kurve ist für $0.03 < R < 100$ mit ihrem statistischen Fehler (Band) gezeigt. Der gemessene ρ_{dat}–Wert und die Kurve schneiden sich nicht. Der ρ_{dat}–Wert liegt oberhalb der Kurve und überlappt im Rahmen seines Gesamtfehlers mit der Kurve, so daß eine obere Grenze für R angegeben werden kann. Hierfür wird das Verhältnis aus ρ_{dat} und $\rho(R)$ gebildet, das in Abbildung 5.6b gezeigt ist. Das Band entspricht dem totalen Fehler, der sich aus der quadratischen Addition des Gesamtfehler von ρ_{dat} und des statistischen Fehlers von $\rho(R)$ berechnet, wobei das helle Band einer Standardabweichung (1σ: 68.3%) und das dunkle Band zwei Standardabweichungen (2σ: 95.4%) entsprechen.

Mit einer Wahrscheinlichkeit von 95.4% ist mit der Elektron–Methode

$$R(x = 0.25 \cdot 10^{-3}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 1.059 \tag{5.8}$$

$$F_L(x = 0.25 \cdot 10^{-3}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 0.433 \tag{5.9}$$

wobei für die Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L der F_2–Wert der NLO Anpassung der H1–Kollaboration $F_2^{H1-Fit}(0.25 \cdot 10^{-3}, 3.72\,\mathrm{GeV}^2) = 0.817 \pm 0.025$ verwendet worden ist.

Abbildung 5.7a zeigt den gemessenen ρ_{dat}–Wert für die Σ–Methode und die $\rho(R)$–Kurve. Der gemessene ρ_{dat}–Wert ist auf die Strahlungskorrekturen höherer Ordnung in α des ISR–Prozesses korrigiert. Für $\epsilon < \epsilon_0$ belaufen sich die Korrekturen auf 1.015 und für $\epsilon > \epsilon_0$ betragen sie 1.019, so daß sich für ρ_{dat} eine Korrektur von $\frac{1.015}{1.019} = 0.996$ ergibt. Abbildung 5.7b zeigt das Verhältnis aus beiden Größen. Der Fehler der Σ–Methode ist verglichen zur Elektron–Methode größer. Mit dieser Methode ist es möglich mit einer Wahrscheinlichkeit von 95.43% den

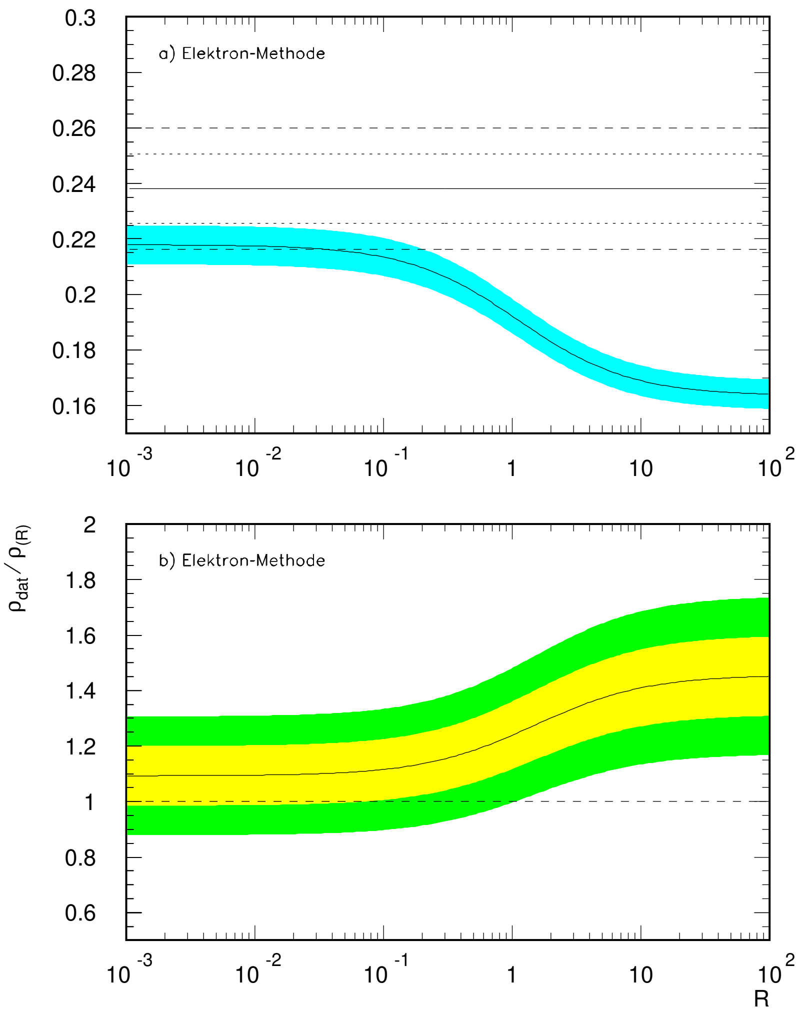

Abbildung 5.6: *a) Zu sehen ist der gemessene ρ_{dat}–Wert (durchgezogene Linie) mit statistischen (gepunktete Linie) und totalen Fehler (gestrichelte Linie) im Intevall Bin3 für die Elektron–Methode. Des weiteren ist die $\rho(R)$–Abhängigkeit mit statistischem Fehlerband gezeigt. b) Verhältnis aus ρ_{dat} und Funktion $\rho(R)$. Das Band entspricht dem totalen Fehler (hell 1σ, dunkel 2σ).*

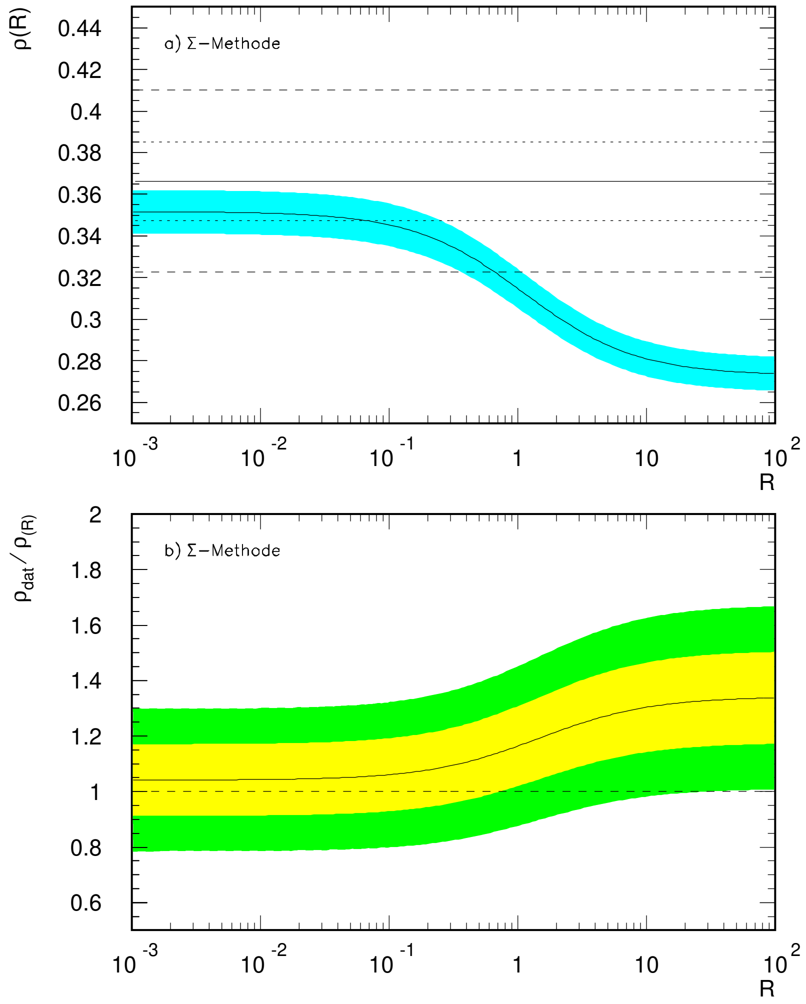

Abbildung 5.7: *a) Zu sehen ist der gemessene ρ_{dat}–Wert (durchgezogene Linie) mit statistischen (gepunktete Linie) und totalen Fehler (gestrichelte Linie) im Intevall Bin3 für die Σ–Methode. Des weiteren ist die $\rho(R)$–Abhängigkeit mit ihrem statistischen Fehlerband gezeigt. b) Verhältnis aus ρ_{dat} und Funktion $\rho(R)$. Das Band entspricht dem totalen Fehler (hell 1σ, dunkel 2σ).*

Wertebereich von R bzw. von F_L auf

$$R(x = 0.25 \cdot 10^{-3}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 28.18$$
$$F_L(x = 0.25 \cdot 10^{-3}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 0.813$$

einzuschränken, wobei $F_2^{H1-Fit}(0.25 \cdot 10^{-3}, 3.72\,\mathrm{GeV}^2) = 0.817 \pm 0.025$ ist.

5.5 Vergleich und Diskussion der Resultate

In diesem Abschnitt werden die Resultate mit früheren Messungen verglichen und abschließende Bemerkungen für zukünftige Messungen der longitudinalen Strukturfunktion mit radiativen Ereignissen gemacht.

Abbildung 5.8 zeigt den Vergleich zwischen den im äquivalenten Q^2–Bereich durchgeführten Messungen der lognitudinalen Strukturfunktion und der in der vorliegenden Arbeit mit der Elektron– bzw. Σ–Methode ermittelten Wertebereiche für F_L in Abhängigkeit von x. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind konsistent mit den Ergebnissen der ZEUS ISR–Analyse [born99] und der F_L–Extraktion [h1f200] der H1–Kollaboration.

Die Messung unter Verwendung der Elektron–Methode ist im Vergleich zur Σ–Methode aufgrund des kleineren Gesamtfehlers von höherer Güte, wobei im Falle der Σ–Methode bedingt von einem Resultat mit Aussagekraft gesprochen werden kann.

Das Resultat der F_L–Analyse im Rahmen dieser Arbeit macht deutlich, daß die Messung der longitudinalen Strukturfunktion mit radiativen Ereignissen mit dem H1–Detektor möglich ist. Jedoch stellt sie hohe Anforderungen an die Experimentiertechnik. Für eine adäquate Messung von F_L mit radiativen Ereignissen ist es notwendig, die statistischen und systematischen Fehler deutlich zu verringern. Hierbei müssen insbesondere die Unsicherheit auf den Photoproduktionsuntergrund und auch auf die Energieskala des hadronischen Endzustandes verkleinert werden. Gleichzeitig ist es sinnvoll, die minimale Positronenergie im SpaCal kontrolliert zu verringern, um eine stärkere Sensitivität auf R zu erhalten. Zusätzlich sollte der Variationsbereich in ϵ durch eine weitere Erniedrigung der minimalen Photonenergie vergrößert werden.

Eine Analyse der Daten der Jahre 1998-2000, die einer intergrierten Luminosität von $99.56\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen, kann zu einer Verkleinerung des statistischen Fehlers um mindestens den Faktor zwei führen. Des weiteren kann der Photoproduktionsuntergrund mit Hilfe der Ladungsmessung in den Spurkammern und in der BDC identifiziert und weiter unterdrückt werden. Außerdem kann bei ausreichender Statistik die obere sy–Intervallgrenze kleiner gewählt werden, so daß der Anteil der Photoproduktionsereignisse verringert wird. Die derzeitigen intensiven Untersuchungen der H1–Kollaboration auf dem Gebiet der Kalibration der Energie des

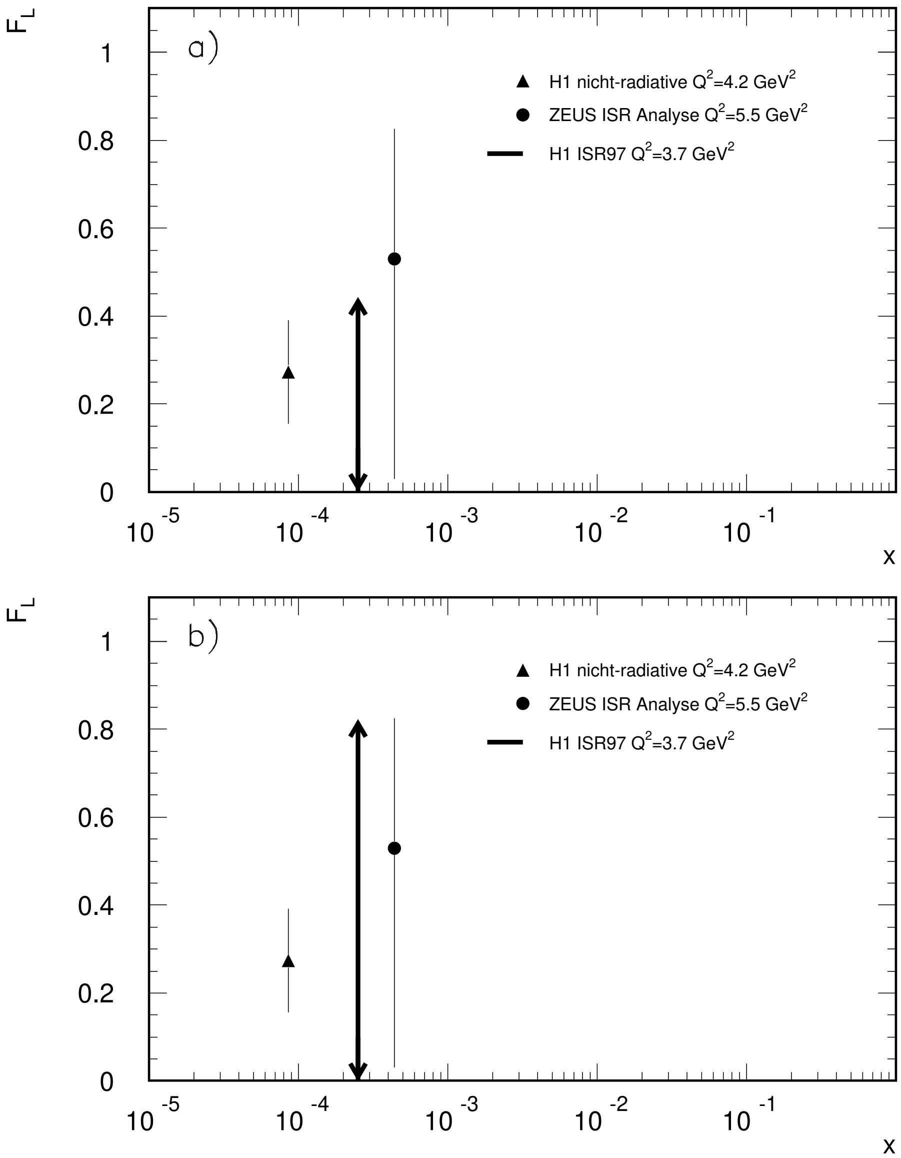

Abbildung 5.8: *Vergleich des in der vorliegenden Arbeit ermittelten Wertebereiches für die F_L a) mit der Elektron–Methode b) mit der Σ–Methode mit den Ergebnissen der ZEUS–ISR–Analyse und der F_L–Extraktion aus nicht–radiativen Ereignissen der H1–Kollaboration.*

hadronischen Endzustandens werden für zukünftige Messung der Strukturfunktion F_L in einer deutlich kleineren Unsicherheit der hadronischen Energieskala münden [iss00, jac00]. Des weiteren wird die höhere Statistik es erlauben, die Schnittschwelle ϵ_0 in den Bereich stärkerer Sensitivität auf die Größe R zu verschieben. Erste Untersuchungen zeigen, daß bei einer weiteren Erniedrigung von

ϵ_0 die Sensitivität auf R stärker wird, jedoch der statistische Fehler so groß wird, daß derzeit keine Messung durchzuführen ist.

Für den Fall, daß die Analyseintervalle nicht verkleinert werden können, ist es notwendig, den systematischen Einfluß der Umgewichtung der Simulation auf einen konstanten R–Wert zur Berechnung der $\rho(R)$–Abhängigkeit zu untersuchen. Des weiteren zeigt sich, daß die hier angewendete Methode für R–Werte kleiner als 0.2 keine geeignete Technik zur Messung der longitudinalen Strukturfunktion ist, da $\rho(R)$ fast überhaupt keine Variation in R für diesen Wertebereich zeigt. In diesem Zusammenhang ist es sinnvoll, das Verfahren zur Ermittlung des optimalen Schnittwertes ϵ_0 weiterzuentwickeln. Zum Beispiel zeigen erste Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit, daß der Schnittwert ϵ_0 für die Σ–Methode weiter optimiert werden kann, falls in Gleichung (5.5) anstelle von $\rho(R = \infty; \epsilon_0)$ zum Beispiel der Wert $\rho(R = 10; \epsilon_0)$ verwendet wird.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß in dieser Arbeit erstmals die von [fav96] vorgeschlagene Methode zur Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L mit radiativen Ereignissen - basierend auf einer integrierten Luminosität von $11.16\,\mathrm{pb}^{-1}$ - experimentell durchgeführt worden ist und ein Wertebereich für F_L angegeben werden kann.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Messungen der Protonstrukturfunktionen F_2 und F_L bei kleinen x und kleinen Q^2 aus ep-Wechselwirkungen mit kollinearer Abstrahlung eines Photons in Richtung des einlaufenden Leptons beschrieben. Die Messungen beruhen auf Daten, die im Jahre 1997 mit dem H1–Detektor aufgezeichnet worden sind und einer integrierten Luminosität von $11.16\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen.

Die Untersuchung des Luminositätssystem und der durch die Zufallskoinzidenzen mit BH–Ereignissen verursachten Untergrundsquellen bilden den experimentellen Schwerpunkt zur Messung der Strukturfunktionen im Rahmen dieser Analyse. In diesem Zusammenhang wurde die Simulation der wichtigsten Eigenschaften des Luminositätssystems, die Simulation des aus Zufallskoinzidenzen mit BH–Ereignissen verursachten Untergrundes und ein BH–Ereignisgenerator zur Simulation der Überlagerung von ein, zwei und drei BH–Prozessen mit Signal–Ereignissen entwickelt. Diese Vorarbeiten führen zu einer deutlichen Verbesserung der systematischen Unsicherheiten des Untergrundbeitrages aufgrund der Überlagerung nicht–radiativer ep–Streuereignisse mit BH–Ereignissen. Des weiteren ist der systematische Einfluß der Zufallskoinzidenz von ISR–Photonen mit Photonen aus dem BH–Prozeß erstmals untersucht worden. Es stellt sich heraus, daß die resultierenden Unsicherheiten von 6% für die Messung der Strukturfunktion F_2 und 2% im Falle der F_L–Messung nicht zu vernachlässigen sind.

Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{em}^3)$ sind für die Elektron–Methode und erstmals für die Σ–Methode angewendet worden.

Die ISR–Analyse, deren F_2–Resultate im Bereich $0.283 < Q^2 < 104\,\mathrm{GeV}^2$ und $1.48 \cdot 10^{-5} < x < 4.69 \cdot 10^{-2}$ liegen, erweitert den kinematischen Bereich der Strukturfunktionsmessungen der H1–Kollaboration in den theoretisch interessanten Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung. Verglichen mit früheren ISR–Analysen erreicht sie eine deutliche Verbesserung der Meßfehler für $0.510 < Q^2 < 2.0\,\mathrm{GeV}^2$. Die Datenpunkte dieser Analyse decken den gesamten Übergangsbereich um $Q^2 \sim 1\,\mathrm{GeV}^2$ ab und stimmen sowohl mit vorangegangenen ISR–Messungen als auch mit den Ergebnissen nicht–radiativer Analysen überein. Letzteres gilt sowohl für die H1–Daten die im Bereich $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ als auch für die ZEUS–BPT Daten bei kleinen Impulsüberträgen.

Die Daten zeigen oberhalb von $Q^2 \gtrsim 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ gemäß den Ergebnissen früherer Messungen einen deutlichen Anstieg von F_2 für kleine x–Werte, der vollständig mit Hilfe des DGLAP–Ansatzes beschrieben werden kann. Unterhalb von $Q^2 \approx 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ ist eine Beschreibung der Daten mittels perturbativer QCD allerdings nicht mehr möglich. Der in diesem Regime erwartete Übergang zur Photoproduktion wird gut von der Regge–basierten ALLM97–Parametrisierung modelliert.

Abschließend wurde in dieser Arbeit eine erste Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion F_L nach der in [fav96] beschriebenen Methode durchgeführt. Das Verfahren wurde im Intervall $1 < Q^2 < 30\,\mathrm{GeV}^2$, $9020 < sy < 45100\,\mathrm{GeV}^2$, das einem über Intervall gemittelten (x, Q^2)–Wert von $(x = 2.5 \cdot 10^{-4}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2)$ entspricht, angewandt. Der Wertebereich der longitudinalen Strukturfunktion bzw. der Größe R kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 95.3% für die Elektron–Methode auf $F_L(x = 2.5 \cdot 10^{-4}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 0.433$ bzw. $R(x = 2.5 \cdot 10^{-4}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 1.059$ und für die Σ–Methode auf $F_L(x = 2.5 \cdot 10^{-4}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 0.813$ bzw. $R(x = 2.5 \cdot 10^{-4}, Q^2 = 3.72\,\mathrm{GeV}^2) < 28.18$ eingeschränkt werden. Das Resultat dieser Arbeit ist konsistent mit der vorherigen ISR–Analyse der ZEUS–Kollaboration und mit den Ergebnissen der F_L–Extraktion mit nicht–radiativen Ereignissen der H1–Kollaboration. Es zeigt sich im Rahmen dieser Analyse, daß neben dem statistischen Fehler die Unsicherheit auf den Photoproduktionsuntergrund und die hadronische Energieskala den Meßfehler der Strukturfunktion F_L dominieren. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Messung der Strukturfunktion F_L mit dem H1–Detektor möglich ist. Jedoch wird eine bloße Erhöhung der Statistik ohne die Reduktion der systematischen Fehler des Photoproduktionsuntergrundes und der hadronischen Energieskala keine adäquate Messung der longitudinalen Strukturfunktion mit radiativen Ereignissen zulassen.

Literaturverzeichnis

[all91] H. Abramowicz, E.M. Levin, A. Levy, U. Maor, Phys. Lett. B 269 (1991) 465

[all97] H. Abramowicz, E.M. Levin, A. Levy, U. Maor, DESY–Preprint 97–251 (1997), [hep-ph/9712415]

[anl97] H. Anlauf, A.B. Arbuzov, E.A. Kuraev, N.P.Merenkov, Phys. Rev. D59, 014003 (1999), [hep-ph/9711333]

[anl98] H. Anlauf, A.B. Arbuzov, E.A. Kuraev, N.P.Merenkov, JHEP 10 (1998) 013, [hep-ph/9805384]

[anl99] H. Anlauf, Eur. Phys. J. C9 (1999) 69, [hep-ph/9901258]

[alt77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B 126 (1977) 298

[bab94] A. Babaev, H1 Interner Bericht, H1-12/94-413 (1994)

[bar97] R. Barschke, Dissertation, Universität Hamburg (1997)

[bas95] U. Bassler, G. Bernardi, Nucl. Instr. and Meth., A 361 (1995) 197, [hep-ex/9412004]

[bcd87] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B 195 (1987) 91

[bcd89] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B 223 (1989) 485, ibid 237 (1990) 592

[beg98] A. Beglarian, P. Biddulph, M. Fleischer, C. Wissing, H1 Interner Bericht, H1-01/98-533

[ben87] H.-U. Bengtsson, T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 46 (1987) 43

[bes96] G. Best, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996)

[bet34] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83

[biz92] J.C. Bizot et al., H1 Interner Bericht, H1-03/92-212 (1992)

[biz92] J.C. Bizot et al., H1 Interner Bericht, H1-09/92-240 (1992)

[bjo66] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 148 (1966) 1467

[bjo69] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547

[bjo69] J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[born99] A. Bornheim, Dissertation, Rheinisch Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn (1999)

[bor92] K. Borras, Dissertation, Universität Dortmund (1992)

[bru87] R. Brun et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930

[cal69] C.G. Callan, D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156

[cdh91] CDHSW Kollaboration, P. Berge et al, Z. Phys. C 49 (1991) 187

[col77] P.D.B. Collins, *An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics*, Cambridge University Press (1977)

[coo91] A. M. Cooper-Sarker et al.,
Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Hamburg 1991, eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol.1, (1991) 1

[coo98] A.M. Cooper-Sarkar, R.C.E. Denenish, A. De Roeck, Int. J. Mod. Phys. A13 (1998) 3385-3586,
DESY 97–226 (1997), [hep–ph/9712301]

[dir98] M. Dirkmann, Dissertation, Universität Dortmund (1998)

[dok77] Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641

[don92] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Phys. Lett. B 296 (1992) 227

[don94] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Z. Phys. C 61 (1994) 139

[e140a] S. Dasu et al., Rev. Lett. 61 (1988) 1061

[e140b] S. Dasu et al., Phys. Rev. D 49 (1994) 5641

[e143] E143 Kollaboration, K. Abe et al., Report SLAC–PUB–7927, SLAC (1998) [hep-ex/9808028]

[eng96] R. Engler, J. Ranft, Phys. Rev. D54 (1996) 4244

[fav96] L. Favart, M. Gruwe, P. Marage, Z. Zhang, Z.Phys., C72 (1996) 425, [hep-ph/9606465]

[feyn72] R.P. Feynman, Photon–Hadron–Interactions, W.A. Benjamin, Inc., Advance Book Programm, Reading Massachusetts (1972)

[fla92] K. Flamm, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992).

[gar00] F. Garczarek, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2000)

[gel64] M. Gell–Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214

[gla98] A. Glazov, Doktorarbeit, Humboldt-Universität Berlin (1998)

[gog96] N. Gogitidze, S. Levonian, H1 internal note, H1-02/96-471

[grv90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Zeitschrift für Physik C 48 (1990) 471

[grv92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Zeitschrift für Physik C 53 (1992) 127

[grv95] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Zeitschrift für Physik C 67 (1995) 433

[grv98] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Eur. Phys. J. C5 (1998) 461-470, [hep-ph/9806404]

[gri72] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438

[hah90] K. Hahn, J. Ranft, Phys. Rev. D41 (1990) 1463

[hei99] B. Heinemann, Doktorarbeit, Universität Hamburg (1999)

[h1c93] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460

[h1k93] The H1 Kollaboration, DESY 93-103 (1993)

[h1k96] H1 Kollaboration, DESY preprint, DESY 96-160, DESY (1996)

[h1k00] H1 Kollaboration, Eur.Phys.J. C 13 (2000) 609, [hep-ex/9908059]

[h1cc00] H1 Kollaboration, DESY-00-187 (2000) [hep-ex/0012052], wird in Eur. Phys. J.C. erscheinen

[h1f200] H1 Kollaboration, DESY-00-181 (2000) [hep-ex/0012053], wird in Eur. Phys. J.C. erscheinen

[h1d97] H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 310 and Nucl. Instr. and Meth. A386 (1197) 348

[ing92] G. Ingelman, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.3, Eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 1366

[iss96] C. Issever, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996)

[iss00] C. Issever, The Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter, IX. Int. Conf. on Calorimetry in Part. Phys. – Annecy (2000), wird in Frascati Physics Series erscheinen

[jac79] F. Jacquet, A. Blondel, Proceedings of the study of an *ep* facility for Europe, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 393

[jac00] M.-C. Jacquet, Measurement of Absolute Jet Energies in the H1 Liquid Argon Calorimeter,I X. Int. Conf. on Calorimetry in Part. Phys. – Annecy (2000),
wird in Frascati Physics Series erscheinen

[kat97] J. Katzy, Dissertation, Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg (1997)

[kel98] N. Keller et al., H1 Internal Note, H1-08/98-550 (1998)

[ker94] S. Kermiche, Dissertation, Université de Paris-sud, Centré d'Orsay (1994)

[kie91] C. Kiesling, P. Ribarics, H1 Interner Bericht, H1-04/91-172 (1991)

[kle99] Max Klein, private Mitteilung (2000)

[kot88] G.L. Kotkin, S.I. Polityko, A. Schiller, V.G. Serbo, Z. Phys. C 39 (1988) 61

[kra98] T. Krämerkämper, Dissertation, Universität Dortmund (1998)

[kra92] M.W. Krasny, W. Placzek, H. Spiesberger, Z. Phys., C53 (1992) 687

[kwi91] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.J. Möhring, Zeitschrift für Physik C 50 (1991) 165

[kwi92] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Moehring, Comp. Phys. Comm. 69 (1992) 155

[len99] V. Lenderman, H1 Internal note, H1-08/99-575 (1999)

[lon92] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. 71 (1992) 15

[lum97] QPECTAC, Programm der H1–Luminositätsgruppe

[mar98] R. Maracek, Dissertation, Kosice (1998)

[mar93] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts, Phys. Lett. B306 (1993) 145; B309 (1993) 492

[mo69] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205

[nac86] O. Nachtmann, Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Friedr. Vieweg&Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig (1986)

[nau98] J. Naumann, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998)

[nmc95] NMC Kollaboration, M. Arneodo et al., Phys. Lett. B 364 (1995) 107

[nmc97] NMC Kollaboration, M. Arneodo et al., Nucl. Phys. B 483 (1997) 3

[ols97] Data Quality Check Meeting Minutes, Editor J. Olsson
H1 Data Quality Check Meeting 18.02.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 21.02.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 11.03.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 25.03.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 15.04.97, Bericht von M. Fleischer
H1 Data Quality Check Meeting 22.04.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 06.05.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 27.05.97, Bericht von R. Stamen
H1 Data Quality Check Meeting 22.07.97, Bericht von C. Issever
H1 Data Quality Check Meeting 19.08.97, Bericht von C. Issever

[pam68] W.K.H. Pamofsky, Proceedings of the 14th Int. Conf. on High–Energy Physics, Vienna (1968) 23

[pan93] A. Panitch, P. Marage, H1 Interner Bericht, H1-05/93-297 (1993)

[pan94] A. Panitch, H1 Interner Bericht, H1-08/94-373 (1994)

[poe96] R. Pöschl, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996)

[poe00] R. Pöschl, Dissertation, Universität Dortmund (2000)

[pro95] R. Prosi, H1 Interner Bericht, H1-03/95-433

[rey69] E. Reya, Phys.Rept.69 (1981) 195

[schl98] S. Schleif, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1998);
H1–Kollaboration, 29. ICHEP 1998, Vancouver, Abstract 534, Parallelsession 4, Plenarytalk 6 (1998)

[sch92] G. A. Schuler, H. Spiesberger, Prooceedings of the Workshop Physics at HERA, vol 3., Eds. W. Buchmueller und G. Ingelman, DESY (1992) 1419

[sch96] B. Schwab, Dissertation, Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg (1996)

[ser98] S. Levonian, private Mitteilungen (1998-2000)

[sjo87] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367

[sjo92] T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992)

[sjo94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[spa96a] H1 SpaCal-Group, Nucl. Instr. Meth A382 (1996) 395

[spa96b] H1 SpaCal-Group, Nucl. Instr. Meth. A374 (1996) 149

[spa97] H1 SpaCal-Group, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 397

[sta98] R. Stamen, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998)

[tay69] R.E. Taylor, Proceedings of the 4^{th} Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Liverpool (1969) 251

[wal99] R. Wallny, private Mitteilung (1999)

[web94] B.R. Webber, Cavendish–HEP–94/17 (1994) [hep-ph/9411384]

[weg91] A. Wegner, interner H1 Bereicht, H1–01/91–160 (1991)

[wel94] H.P. Wellisch et al., interner H1 Bericht, H1–02/94–346 (1994)

[whi90] L.W. Whitlow et al., Phys. Lett. B 250 (1990) 193

[whi92] L.W. Whitlow et al., Phys. Lett. B 282 (1992) 475

[wis98] C. Wissing, Diplomarbeit, Universität Dortmund, (1998).

[zeu00] ZEUS Kollaboration, Phys. Lett. B 487 (2000) 53

[zwe64] G. Zweig, Cern Preprint 8182/TH 401 (1964)