Messung inklusiver Jet-Wirkungsquerschnitte in tiefunelastischer ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
THOMAS SCHÖRNER-SADENIUS
aus Hamburg

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik
– Werner-Heisenberg-Institut –

München
Januar 2001

1. Gutachter:	Prof. Dr. C. Kiesling
2. Gutachter:	Prof. Dr. W. Dünnweber
Tag der mündlichen Prüfung:	7. Mai 2001

Abstract

Inclusive jet cross-sections were studied in deep-inelastic ep scattering with the H1 detector at HERA. The data analysed correspond to an integrated luminosity of approximately 21 pb^{-1} and were collected in the years 1996 and 1997 at a center-of-mass energy of about 300 GeV. The phase space for the analysis is mainly defined by $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 and $0.2 < y < 0.6$, where Q^2 and y are the photon virtuality and the inelasticity, respectively. Jet events were selected by applying the inclusive $k_\perp$ jet algorithm in the Breit reference frame and requiring a minimum transverse energy $E_T > 5$ GeV and a pseudorapidity η_{lab} well within the H1 detector acceptance, $-1 < \eta_{lab} < 2.8$. The jet cross-sections were studied multi-differentially and compared to QCD calculations in next-to-leading order of DIS processes as implemented in the `DISENT` program. The result of these comparisons depends strongly on the choice of the renormalization scale μ_R^2. Whereas for $\mu_R^2 = Q^2$ the data can be described in most of the analysed intervals, significant problems in the description of the data arise for $\mu_R^2 = E_T^2$ for jets in the forward direction at low values of $E_T \lesssim 20$ GeV and $Q^2 \lesssim 20$ GeV^2 or at low values of the Bjorken scaling variable $x_{Bj} \lesssim 0.001$.

Kurzfassung

Mit dem H1-Detektor bei HERA wurden inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte in tief-unelastischer ep-Streuung gemessen. Die verwendeten Daten, die einer integrierten Luminosität von ca. 21 pb^{-1} entsprechen, wurden in den Jahren 1996 und 1997 bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 300 GeV aufgezeichnet. Der Phasenraum der Analyse ist im Wesentlichen durch $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 und $0.2 < y < 0.6$ gegeben, wobei Q^2 bzw. y die Photonvirtualität bzw. die Inelastizität sind. Jet-Ereignisse wurden unter Verwendung des inklusiven $k_\perp$-Jet-Algorithmus im Breit-Bezugssystem selektiert. Dabei wurden eine minimale Transversalenergie E_T von 5 GeV und eine Pseudorapidität η_{lab} innerhalb der Akzeptanz des H1-Detektors ($-1 < \eta_{lab} < 2.8$) verlangt. Die Jet-Wirkungsquerschnitte wurden differentiell in mehreren Variablen studiert und mit QCD-Rechnungen der nächstführenden Ordnung verglichen, wie sie im Programm `DISENT` implementiert sind. Das Ergebnis dieser Vergleiche zwischen Theorie und Daten hängt stark von der Wahl der Renormierungsskala μ_R^2 ab. Während für $\mu_R^2 = Q^2$ die Theorie die Daten in den meisten Messintervallen beschreiben kann, ergeben sich für eine Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ signifikante Probleme. Dies gilt vor allem für Jets in der Vorwärtsrichtung des Detektors bei kleinen Werten von $E_T \lesssim 20$ GeV und $Q^2 \lesssim 20$ GeV^2 oder bei kleinen Werten der Bjorken-Skalenvariablen $x_{Bj} \lesssim 0.001$.

Die Arbeit wurde gemäß den Regeln der neuen Rechtschreibung abgefasst.

Hochschulreform und Bildungspolitik sind nach Jahren öffentlichen Desinteresses wieder in die Schlagzeilen geraten. [...] Fast über Nacht scheint überall eine Reformbereitschaft ausgebrochen zu sein, wie wir sie in den letzten zehn Jahren nicht mehr erlebt haben. [...] Doch anders als in den 60er und 70er Jahren ist die sich abzeichnende neue Reformrunde nicht getragen von einer allgemeinen gesellschaftlichen Aufbruchstimmung und vorangetrieben vom Protest der Studentinnen und Studenten.

Motor der Reform sind die leeren Kassen des Staates, Einsparungen und Effizienzsteigerungen ihr Telos. [...] So ist es nicht verwunderlich, dass Reformkonzepte bisher fast ausschließlich von der Wissenschaftsadministration formuliert werden - die leeren Kassen fest im Blick. [...] In der Krise wird wieder einmal die traditionelle Idee der deutschen Universität in Frage gestellt, obwohl ihr längst keine Realität mehr entspricht.

Das Blickfeld erweitert sich erst dann, wenn die aktuelle Krise der [...] Universitäten in einem weiteren gesellschaftstheoretischen und wissenschaftssoziologischen Kontext gesehen wird: Wir versuchen, sie als Moment und Ausdruck einer tiefgreifenden Krise des wissenschaftlichen Wissens im Prozess gesellschaftlicher Modernisierung zu begreifen. Angesichts globaler Gefährdung der natürlichen Lebensgrundlagen erweisen sich Wissenschaft und Technik selbst als ein immer größeres ökologisches Risiko.

Unsere Überlegungen zielen daher zunächst auf eine Veränderung des öffentlichen Krisendiskurses der Universitäten; so lange deren Selbstwahrnehmung fixiert bleibt auf 'Unterfinanzierung' und 'Studentenberge', haben ökologisch orientierte Reformansätze keine Chance.

E. Becker und P. Wehling, *Risiko Wissenschaft*, Campus (1993).

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik hat das Verständnis des Aufbaus der Materie zum Ziel. In diesem Bemühen nahmen Streuexperimente schon immer eine herausragende Stellung ein. So beschoss im Jahre 1911 E. Rutherford eine dünne Goldfolie mit α-Teilchen und konnte durch die dabei beobachteten, unerwartet großen Ablenkungen der gestreuten Teilchen auf die Existenz positiv geladener Atomkerne schließen. Damit veränderte er die damaligen Vorstellungen vom Mikrokosmos.

Um tiefer in die Materie vorzudringen, wurden immer größere Energien der zu streuenden Teilchen bereitgestellt. Im Laufe der Zeit konnten so wesentliche Fortschritte erzielt werden: Im Proton wurden Strukturen entdeckt, die mit den von theoretischer Seite postulierten Quarks identifiziert werden konnten; das Gluon und viele andere Elementarteilchen wurden entdeckt; die fundamentalen Grundlagen der heute anerkannten Beschreibung des Aufbaus der Materie in Form des so genannten Standardmodells wurden geschaffen.

Viele dieser Erkenntnisse, insbesondere in Bezug auf den Aufbau des Protons, wurden in Lepton-Proton-Streuexperimenten gewonnen oder doch zumindest bestätigt. In diesen Experimenten dient ein vom Lepton abgestrahltes virtuelles Photon als Sonde, die in das Proton eindringt und seine Struktur erforscht. Dieser 'tiefunelastischen' Streuung wurden mit dem Beschleuniger HERA[1] in Hamburg neue Möglichkeiten eröffnet, da dort erstmals nicht nur die Elektronen[2], sondern auch die Protonen beschleunigt werden und somit eine bisher unerreichte Schwerpunktsenergie von bis zu ca. 300 GeV erzielt werden kann. Dadurch erschließt HERA neue kinematische Bereiche, die sich von kleinsten Werten der Skalenvariablen $x_{Bj} \approx 10^{-5}$ bis zu größten Impulsüberträgen $Q^2 \approx 10^5$ GeV^2 erstrecken.

Neben den total inklusiven Analysen, bei denen nur das gestreute Elektron nachgewiesen und so z. B. die Protonstrukturfunktion F_2 gemessen wird, gilt das spezielle Interesse bei HERA auch dem Studium des gesamten hadronischen Endzustands. Mit ihm können zum Beispiel die starke Kopplungskonstante α_S und die Gluondichte vermessen oder die Dynamik der Partonen im Proton untersucht werden. Dabei kann

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage.

[2] HERA kann mit Elektronen oder mit Positronen betrieben werden. Im Folgenden wird generell das Wort 'Elektron' verwendet, falls nicht der Kontext eine Unterscheidung notwendig macht.

der Zugang zum hadronischen Endzustand entweder über einzelne Teilchen oder aber (erstmals in tiefunelastischer Streuung) über klar ausgeprägte Jets - Bündel nahezu kollinearer Hadronen - erfolgen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, anhand der Messung von Jet-Observablen den folgenden Fragen auf den Grund zu gehen:

- Können Rechnungen auf der Grundlage der Theorie der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik, QCD) und phänomenologische Modelle für Jet-Produktion die Verteilungen einfacher Observablen reproduzieren?
- Welchen Einfluss auf die Vorhersagekraft der QCD-Rechnungen haben die Unsicherheiten bzgl. der Wahl der Renormierungsskala für niedrige Impulsüberträge Q^2?
- Lassen sich mit den vorliegenden Daten und den verfügbaren Rechnungen Erkenntnisse über den Einfluss der hadronischen Struktur des Photons auf die Messungen bei niedrigen Q^2 gewinnen?
- Welche Aussagen lassen sich für Jets, die einen kleinen Winkel mit dem Protonenstrahl bilden ('forward jets'), über die Dynamik der Partonen im Proton machen? Hier wird der Zusammenbruch einer bestimmten Näherung erwartet, der so genannten DGLAP-Evolution. Ist dieser Zusammenbruch zu beobachten?

Die Untersuchung dieser Fragen stellt eine wichtige Ergänzung der Messungen von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen dar, die bei HERA bereits durchgeführt wurden.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Kapitel 1 widmet sich den theoretischen Grundlagen der tiefunelastischen ep-Streuung und der Jet-Physik. Die Kapitel 2 und 3 beschreiben den H1-Detektor und sein Triggersystem. Kapitel 4 gibt einen Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten QCD-Rechnungen und Ereignis-Generatoren. Kapitel 5 stellt die Selektion des tiefunelastischen Datensatzes bei niedrigen Impulsüberträgen vor. Dieser Datensatz ist die Grundlage der Jet-Analyse, auf die Kapitel 6 eingeht. Kapitel 7 dokumentiert das Studium systematischer Unsicherheiten. Kapitel 8 studiert die Effekte einer Variation der Renormierungsskala, diskutiert die Korrekturen zwischen QCD-Rechnungen in verschiedenen Ordnungen der Störungsreihe und untersucht die Vorhersagen des `JetViP`-Programms zur Berechnung von Beiträgen der hadronischen Substruktur des Photons. Kapitel 9 schließlich stellt die Ergebnisse der Jet-Analyse vor.

Kapitel 1

Tiefunelastische Streuung und Jets bei HERA

In den 50er Jahren untersuchte R. Hofstadter am SLAC[1] die Streuung von Elektronen mit einigen hundert MeV an Atomkernen, z. B. Helium. Neben der elastischen Streuung und der unelastischen Anregung von Resonanzen wurde bei hohen Impulsüberträgen auch ein kinematischer Bereich gefunden, in dem sich das Streuverhalten durch die quasi-elastische Streuung von Elektronen an einzelnen Bestandteilen des Kerns - den Nukleonen - erklären ließ [1]. Im Laufe dieser Experimente konnten bei der Streuung an Wasserstofftargets auch die elektrischen und magnetischen Formfaktoren des Protons gemessen werden [2].
In den 60er Jahren wurde in Streuexperimenten mit Elektronen (e) und Protonen (p) bei erhöhter Schwerpunktsenergie (Elektronenergie ca. 4.9 GeV) und damit höherem Impulsübertrag das Anregungsverhalten des Protons untersucht [3], analog zu den in Stößen zwischen Elektronen und Atomkernen gefundenen Resonanzen.

1967 stellte J.D. Bjorken, gestützt auf Überlegungen von M. Gell-Mann, die Hypothese auf, dass für den Grenzfall großer Impulsüberträge und großer Energieverluste des gestreuten Elektrons die Struktur des Protons nur noch von einer dimensionslosen Variablen, der Bjorken-Skalenvariablen x_{Bj}, abhängen sollte - ein Verhalten, das den Namen 'Skaleninvarianz' oder 'Scaling' erhielt [4].
Dieses Verhalten konnte zu Beginn der 70er Jahre tatsächlich in ep-Streuexperimenten am SLAC nachgewiesen werden [5, 6, 7]. R. Feynman [8] schlug zur Erklärung dieses Phänomens in Analogie zu der quasi-elastischen Region in Hofstadters Elektron-Nukleus-Streuexperimenten punktförmige Konstituenten des Nukleons ('Partonen') vor, an denen das Elektron quasi-elastisch gestreut würde. Der kinematische Bereich dieser Streuprozesse wurde 'tiefunelastisch' ('deep-inelastic scattering', 'DIS') genannt.

Gell-Mann [9] und G. Zweig [10] versuchten 1964 unabhängig voneinander, Ordnung

[1] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter.

in den 'Zoo' der in den Streuexperimenten gefundenen Teilchen zu bringen. Sie gingen dabei von der Annahme aus, dass sich die Anregungen der Nukleonen ähnlich beschreiben lassen wie die Anregungen eines Nukleus - nämlich im Sinne von internen Anregungen von Konstituenten. Diese Konstituenten, die den Namen 'Quarks' erhielten, konnten schließlich mit den Partonen Feynmans identifiziert werden [11]. Aus dieser Zeit rührt auch das Quark-Parton-Modell her, mit dem die tiefunelastische ep-Streuung im Sinne Feynmans erklärt werden kann (siehe Abschnitt 1.2).

1.1 Ereigniskinematik bei HERA

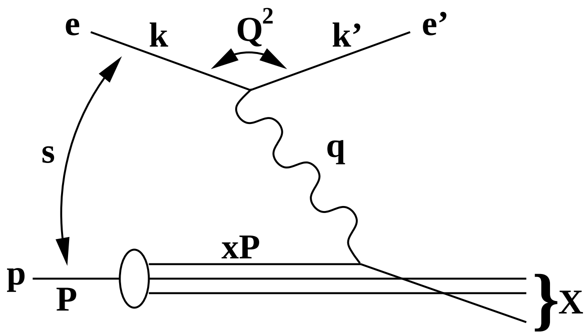


Abbildung 1.1: Diagramm zur Kinematik der tiefunelastischen ep-Streuung.

Ordnet man dem ein- bzw. auslaufenden Elektron den Viererimpuls $k = (E_{el}, \vec{p_{el}})$ bzw. $k' = (E'_{el}, \vec{p'_{el}})$ und dem Proton den Viererimpuls $P = (E_p, \vec{p_p})$ zu (siehe Abbildung 1.1), so können lorentz-invariante Variablen gebildet werden, die den Streuprozess

$$\mathrm{e}(k) + \mathrm{p}(P) \rightarrow \mathrm{e'}(k') + X$$

vollständig charakterisieren. X bezeichnet den gesamten hadronischen Endzustand. Die Virtualität Q^2 des den Streuprozess vermittelnden Photons[2], also das negative Quadrat des Impulsübertrags, wird berechnet gemäß

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

Für $Q^2 \approx 0$ GeV^2, also reelle Photonen, spricht man von Photoproduktion; $Q^2 \gg 0$ GeV^2 gilt für den Bereich der tiefunelastischen Streuung und bedeutet virtuelle Photonen. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s erhält man über

$$s \equiv (P + k)^2 = m_p^2 + m_e^2 + 2Pk \approx 4E_{el}E_p, \tag{1.2}$$

[2]In dieser Arbeit wird nur das Photon als Austauschteilchen in Betracht gezogen, da die Bosonen der schwachen Wechselwirkung aufgrund ihrer großen Masse im hier betrachteten kinematischen Bereich stark unterdrückt sind. Daher wird im Weiteren auch nur auf Ereignisse des neutralen Stroms eingegangen, in denen das Austauschteilchen keine elektrische Ladung trägt. Außerdem wird nur der Ein-Photon-Austausch beachtet.

wobei die Näherung unter Vernachlässigung der Massen von Proton und Elektron gültig ist. Bei HERA ergibt sich eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von ca. 300 GeV.
Die Bjorken-Skalenvariable x_{Bj} (oder auch nur x) ist definiert als

$$x_{Bj} \equiv \frac{Q^2}{2Pq}. \tag{1.3}$$

Im Quark-Parton-Modell (Abschnitt 1.2) wird dieser Ausdruck als longitudinaler Impulsanteil des gestreuten Partons am Protonimpuls interpretiert. Schließlich findet noch die Skalenvariable y, die Inelastizität, häufige Verwendung. Sie entspricht im Ruhesystem des Protons dem Energieübertrag des Elektrons auf das ausgetauschte Photon:

$$y \equiv \frac{Pq}{Pk} = 1 - \frac{E'_{el}}{E_{el}}. \tag{1.4}$$

Zwischen den bisher eingeführten Variablen besteht der einfache Zusammenhang

$$Q^2 = x_{Bj} y s, \tag{1.5}$$

so dass für gegebene Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ nur zwei Variablen unabhängig sind; der Streuprozess ist also durch nur zwei Variablen vollständig beschrieben. Schließlich wird noch eine weitere Variable häufig benutzt: das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems X, W^2:

$$W^2 \equiv (P+q)^2 = Q^2 \frac{1-x_{Bj}}{x_{Bj}} + m_p^2 \approx sy - Q^2, \tag{1.6}$$

wobei die Näherung wiederum unter Vernachlässigung der Protonmasse gilt.

1.2 Das Quark-Parton-Modell

Eine anschauliche Deutung des bereits erwähnten Skalenverhaltens der tiefunelastischen ep-Streuung ist im Quark-Parton-Modell (QPM, [12]) möglich. In diesem Modell wird angenommen, dass das Proton aus punktförmigen Konstituenten mit Spin 1/2, den Partonen i, aufgebaut ist. Diese Partonen tragen Anteile x des Protonimpulses ($p_i = xP$) und werden als frei betrachtet, wechselwirken also innerhalb des Protons nicht miteinander[3].

Bei großen Energieüberträgen $\nu = E_{el} - E'_{el}$ (entsprechend einer kurzen Zeitdauer der Wechselwirkung und kleinen Abständen der an der Streuung beteiligten Teilchen) erfolgt die Streuung des Elektrons inkohärent an einem einzelnen Parton. Der

[3]Diese Näherung ist z. B. im 'Infinite Momentum Frame' möglich, in dem das Proton einen unendlichen Impuls besitzt und der Transversalimpuls der Partonen, also ihr Impulsanteil senkrecht zur Bewegungsrichtung des Protons, vernachlässigt werden kann. Das Laborsystem bei HERA entspricht näherungsweise diesem Bezugssystem.

Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma^{elastisch}/\mathrm{d}Q^2$ für die elastische Streuung zweier punktförmiger Spin-1/2-Teilchen ist wohl bekannt [13]; er ist unter anderem proportional zum Produkt der Quadrate der Teilchenladungen. Da die Streuung inkohärent stattfindet, können die Beiträge einzelner Partonen zum Gesamtwirkungsquerschnitt addiert werden, ohne Rücksicht auf Interferenzterme nehmen zu müssen. Führt man so genannte Partondichtefunktionen $f_i(x)$ ein, die die Wahrscheinlichkeit angeben, im Proton auf ein Parton i mit relativem Impulsanteil x zu treffen, so lässt sich schreiben:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{QPM}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \sum_i f_i(x)\frac{\mathrm{d}\sigma^{elastisch}}{\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left[1+(1-y)^2\right]\sum_i f_i(x)q_i^2. \tag{1.7}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische ep-Streuung in den dafür gebräuchlichen Variablen, die bereits eingeführt sind, lautet [14]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 M}\cdot\frac{E'_{el}}{E_{el}}\cdot\Big[W_2(Q^2,\nu)\cos^2(\theta/2) + 2W_1(Q^2,\nu)\sin^2(\theta/2)\Big]. \tag{1.8}$$

M ist die Protonmasse; W_1 und W_2 sind die Formfaktoren des Protons, beschreiben also die Verteilung der elektrischen Ladung und des magnetischen Moments im Proton. Dieser Ausdruck lässt sich auf die in Gl. 1.7 verwendeten Variablen umschreiben:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\Big[(1-y)F_2(x) + xy^2F_1(x)\Big]; \tag{1.9}$$

in dieser Gleichung übernehmen die Funktionen $F_{1,2}$ die Rolle der Formfaktoren $W_{1,2}$. Aus dem Vergleich der Gleichungen 1.7 und 1.9 erhält man zum einen eine Definition für die so genannten Strukturfunktionen $F_{1,2}$, z. B.

$$F_2(x) \equiv x\sum_i f_i(x)q_i^2. \tag{1.10}$$

Zum anderen ergibt sich ein Zusammenhang von F_1 und F_2, der als Callan-Gross-Relation [15] bekannt ist:

$$2xF_1(x) = F_2(x). \tag{1.11}$$

Diese Relation, die eine direkte Konsequenz der Annahme von Spin-1/2-Partonen ist[4], konnte 1969 experimentell bestätigt werden [16]. Die Definition 1.10 zeigt das gewünschte Skalenverhalten, das - mit einfachen Worten gesagt - zum Ausdruck bringt, dass im Rahmen des QPM die Wahrscheinlichkeit, im Proton ein Parton mit einem bestimmten x zu finden, unabhängig von der verfügbaren Auflösungskraft Q^2 ist.

Ein Beispiel für die Prozesse, die im Rahmen des Quark-Parton-Modells möglich sind, ist im Diagramm in Abb. 1.1 dargestellt. Prozesse dieser Art involvieren keine starken Kopplungen α_S.

[4]Für Spin-0-Partonen wäre $F_1(x) = 0$, da die Streuung am magnetischen Moment des Protons fehlte, das von F_1 beschrieben wird.

1.3 Quantenchromodynamik und der inklusive Wirkungsquerschnitt

Aus der Grundannahme des QPM, dass sich die Partonen den Protonimpuls teilen, folgt, dass die Summe über die relativen Impulsanteile aller Partonen den Wert 1 ergeben sollte:

$$\sum_i \int x f_i(x) \mathrm{d}x = 1. \tag{1.12}$$

In Experimenten am SLAC konnte dagegen festgestellt werden, dass die beobachtbaren Partonen nur etwa die Hälfte des Protonimpulses tragen [17]. Aus dieser Beobachtung wurde auf die Existenz weiterer Teilchen im Proton geschlossen, die nicht direkt mit dem Elektron wechselwirken - die Gluonen.

Die Gluonen, die erstmals 1979 am Speicherring PETRA in Elektron-Positron-Annihilation direkt nachgewiesen werden konnten [18, 19], machten eine neue Betrachtung der Struktur des Protons notwendig. Den theoretischen Rahmen dafür liefert die Quantenchromodynamik (QCD), die Theorie der starken Wechselwirkung [12]. Die QCD ist eine nicht-abelsche Eichtheorie mit der so genannten Farbe ('Color') als Freiheitsgrad. Die wesentlichen Eigenschaften der QCD sind (die Übersicht folgt [13]):

- Das Proton besteht aus drei so genannten Valenzquarks und den zwischen ihnen ausgetauschten Gluonen. Diese Gluonen wiederum können sich in Quark-Antiquark-Paare aufspalten ('Gluonsplitting'), so dass neben den Valenzquarks noch weitere Quarks, die 'Seequarks', im Proton gefunden werden können.

- Quarks tragen sowohl elektrische als auch Farbladung. Letztere tritt in drei Typen - 'rot', 'blau' und 'grün' - auf. Farbe wird durch acht verschiedene zweifarbige Gluonen übertragen.

- Die abelschen Diagramme der QCD können analog zu elektromagnetischen Wechselwirkungen mit den Regeln der QED berechnet werden, wenn an jedem Vertex die Ersetzung $\sqrt{\alpha} \rightarrow \sqrt{\alpha_S}$ durchgeführt wird und bestimmte, berechenbare Farbfaktoren eingeführt werden. Die Gluonen sind masselos und haben Spin 1. Da sie selber Farbladungen tragen, können sie mit anderen Gluonen wechselwirken. Das führt zu neuen Vertizes in der Theorie, zum Beispiel der Kopplung von drei oder vier Gluonen aneinander.

- Für kurze Abstände (ausreichend große Impulsüberträge Q^2) ist α_S hinreichend klein, um analog zur QED auch in der QCD Störungsrechnungen zur Ermittlung von Wirkungsquerschnitten anzuwenden.

Die QCD führt gegenüber dem QPM zu vielen neuen Effekten: Zunächst skalieren die Strukturfunktionen F_1 und F_2 nicht mehr [20]: Sie werden nun auch Funktionen der Photonvirtualität Q^2, da bei höherem Auflösungsvermögen Q^2 zusätzliche Strukturen im Proton zugänglich werden - die Gluonen und aus Gluonsplittings entstehende

Quark-Antiquark-Paare (siehe auch Abschnitt 1.4.4). Des Weiteren stimmt auch die Callan-Gross-Relation 1.11 nicht mehr - die Differenz zwischen $2xF_1$ und F_2 wird longitudinale Strukturfunktion F_L genannt. Mit ihr und der Definition $Y_+ \equiv 2(1-y)+y^2$ kann der Wirkungsquerschnitt Gl. 1.9 auch geschrieben werden als

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[F_2(x,Q^2) - \frac{y^2}{Y_+}F_L(x,Q^2)\right]. \tag{1.13}$$

Die Strukturfunktionen F_1, F_2 und F_L bzw. die ihnen zugrunde liegenden Partonverteilungsfunktionen sind im Rahmen der perturbativen QCD nicht aus ersten Prinzipien berechenbar. Für die konkrete Ermittlung von Wirkungsquerschnitten müssen sie daher durch so genannte Evolutionsverfahren aus Anfangswerten bestimmt werden, die wiederum in anderen Experimenten gewonnen werden müssen (Abschnitt 1.4.4).

1.4 Der hadronische Endzustand

1.4.1 Gluonabstrahlung

Die für das Studium des hadronischen Endzustands bei HERA entscheidende Veränderung der QCD gegenüber dem QPM ist aber, dass neben dem bereits in Abb. 1.1 gezeigten Prozess aufgrund der Möglichkeit von Gluonabstrahlung durch die Quarks oder von Gluonsplittings weitere Prozesse auftreten können, und zwar in verschiedensten Ordnungen der Kopplungskonstante α_S.

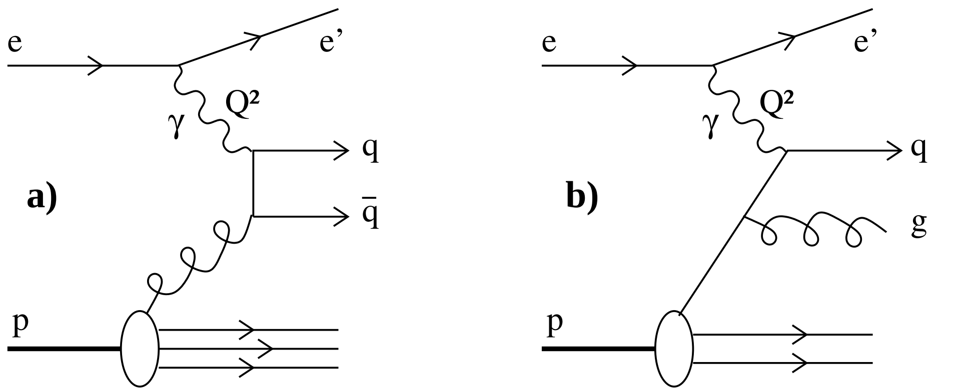


Abbildung 1.2: Beispiele für Diagramme von Prozessen in Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$. a) Boson-Gluon-Fusions-Prozess, b) QCD-Compton-Prozess.

Abbildung 1.2 zeigt beispielhaft zwei Diagramme von Prozessen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$, also der niedrigsten Ordnung, in der QCD-Wechselwirkungen eine Rolle spielen: einmal für einen Prozess, in dem das gestreute Quark vor der Kollision mit dem Photon ein Gluon abstrahlt (QCD-Compton-Prozess, QCDC; das Gluon könnte auch nach dem Quark-Photon-Streuprozess abgestrahlt werden), und einmal für einen Prozess, in dem von einem der Partonen im Proton ein Gluon abgestrahlt wird, das sich in ein Quark-Antiquark-Paar aufspaltet, welches dann mit dem Photon wechselwirkt (Boson-Gluon-Fusions-Prozess, BGF).

Bei beiden Prozesse (QCDC und BGF) zählt man neben dem Protonrest zwei Partonen im Endzustand. Allerdings ist nicht *a priori* klar, ob solche Prozesse tatsächlich zu zwei getrennt im Detektor nachweisbaren Objekten führen: Im Falle des QCDC-Prozesses kann es geschehen, dass das Gluon unter einem zu kleinen Winkel zum Quark abgestrahlt wird, also mit einer zu geringen Transversalenergie relativ zum Quark, um im Rahmen der vom Detektor vorgegebenen Auflösung als eigenständiges Objekt wahrgenommen zu werden. Oder aber die Energie des Gluons kann zu gering sein (das Gluon zu 'weich'), um überhaupt gemessen zu werden. In beiden Fällen treten bei der Berechnung dieser Prozesse im Rahmen der QCD Singularitäten auf, die so genannten kollinearen und infraroten Divergenzen (Abschnitt 1.4.3). Um ein Kriterium dafür zu haben, welche der Partonen zu wie vielen nachweisbaren Objekten führen, werden Jet-Algorithmen eingesetzt (Abschnitt 1.5). Die aus den Divergenzen entstehenden Probleme werden hier vermieden, indem über die kritischen Bereiche integriert wird, also indem unter kleinem Winkel oder mit geringer Energie abgestrahlte Partonen ihrem Mutterparton zugeordnet werden, wodurch sie nicht als divergente Terme auftreten. Die durch solche Jet-Algorithmen definierten Größen werden daher als 'kollinear- und infrarotsicher' bezeichnet - der Wert der Jet-Observable ändert sich nicht, wenn ein Parton mit verschwindend geringer Energie abgestrahlt wird oder ein Parton sich in zwei Partonen unter sehr kleinem Winkel aufspaltet.

Die Analyse des hadronischen Endzustands wird typischerweise in einem Bezugssystem durchgeführt, in dem das Photon und das zu streuende Parton kollinear sind, zum Beispiel dem Breit-System[5]. In diesem System (Abbildung 1.3) überträgt das Photon keine Energie, sondern nur Impuls auf das Parton. Dieses wird also im Bild des QPM, indem es das Photon absorbiert, wie an einer Mauer reflektiert (daher auch der Name 'brick-wall system'). Der Sinn einer solchen Wahl des Bezugssystems ist, dass im Gegensatz zum Laborsystem die gesamte hadronische transversale Energie eine Folge des harten Streuprozesses zwischen Photon und Quark ist und damit direkt Aufschluss über die Natur dieses Prozesses erlaubt. Mit anderen Worten: Alle transversale Energie des hadronischen Endzustandes kommt im Breit-System durch QCD-Effekte zustande[6] und nicht durch das gestreute Elektron.

[5]Das Breit-System ist definiert durch $\vec{q} + 2x_{Bj}\vec{P} = 0$, wobei $\vec{q}$ der Impuls des virtuellen Photons und $\vec{P}$ der Impuls des Protons ist.

[6]Oder aber durch die Effekte der Hadronisierung, siehe Abschnitt 4.2.4. Allerdings werden hier meist nur Transversalenergien unter 1 GeV erzeugt.

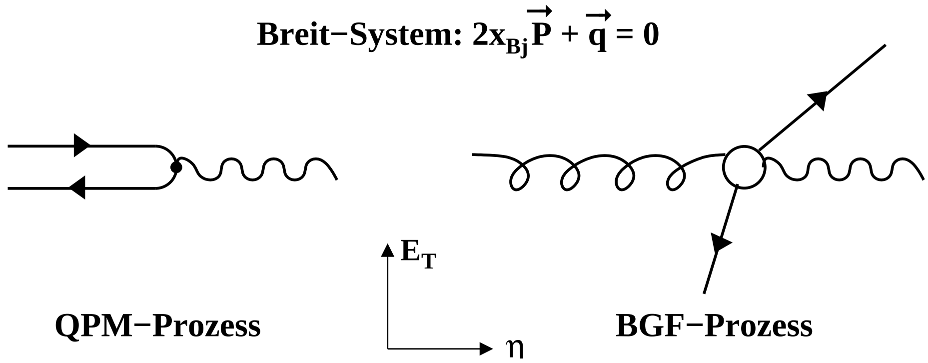


Abbildung 1.3: Tiefunelastische Streuung im Breit-Bezugssystem. Links ist der QPM-Prozess (Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S^0)$) dargestellt, rechts der BGF-Prozess ($\mathcal{O}(\alpha_S)$). Angedeutet ist auch die Bedeutung der Größen E_T und η (siehe Abschnitt 1.5).

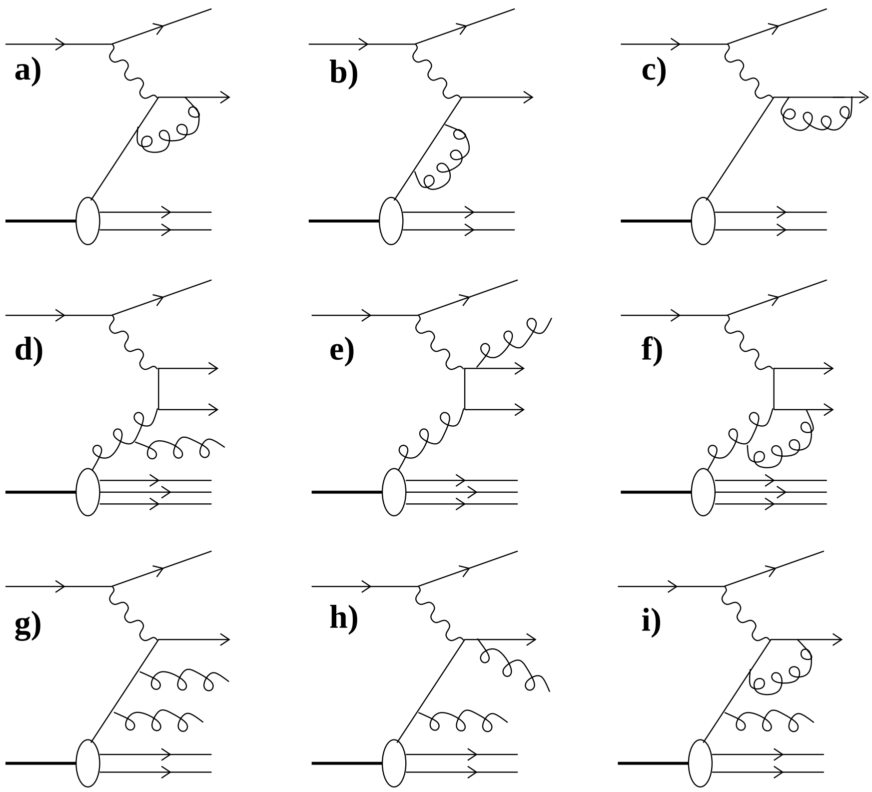


Abbildung 1.4: Beispiele für Diagramme von Jet-Prozessen in den Ordnungen $\mathcal{O}(\alpha_S)$ und $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$. a)-c): virtuelle Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha_S)$ zum QPM-Prozess; d)-f): reelle und virtuelle Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ zum BGF-Prozess; g)-j): reelle und virtuelle Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ zum QCDC-Prozess.

Im Breit-System erzeugen also Ereignisse des QPM, wie sie in Abbildung 1.1 symbolisch dargestellt sind, keine signifikanten transversalen Energien der Objekte des hadronischen Endzustandes, da sie keine QCD-Wechselwirkungen involvieren. Ein Schnitt auf die Transversalenergien zum Beispiel der hadronischen Jets trennt daher QPM-Ereignisse von QCD-Ereignissen, so dass im Breit-System QCDC- und BGF-Ereignisse die niedrigste (auch: führende) Ordnung darstellen. Gemäß der englischen Ausdrucksweise wird diese Ordnung als 'LO' (engl. '**l**eading **o**rder' = führende Ordnung) bezeichnet; sie entspricht der ersten Ordnung der starken Kopplungskonstante $\mathcal{O}(\alpha_S)$. Wird vor oder nach dem Streuprozess zwischen dem Photon und dem Parton ein weiteres Gluon abgestrahlt, ergeben sich Ereignisse der 'nächstführenden' Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ oder 'NLO' ('**n**ext-to-**l**eading **o**rder'), die zu bis zu drei Objekten im Endzustand führen können. Abbildung 1.4 zeigt Diagramme von Prozessen der Ordnungen $\mathcal{O}(\alpha_S)$ und $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$, darunter auch so genannte virtuelle oder Schleifenkorrekturen zu Prozessen der Ordnungen $\mathcal{O}(\alpha_S^0)$ und $\mathcal{O}(\alpha_S)$, in denen virtuelle Gluonen abgestrahlt und wieder absorbiert werden.

1.4.2 Beiträge der hadronischen Photonstruktur

In den bisher besprochenen Ereignistypen (QPM, QCDC, BGF) wurde das Photon stets als punktförmiges Teilchen betrachtet, das elektromagnetisch mit einem Quark wechselwirkt. Allerdings können Photonen, bevor sie mit dem Proton wechselwirken, auch Quark-Antiquark-Paare bilden, $\gamma \to \mathrm{q\overline{q}}$. Unter bestimmten Umständen kann dieses $\mathrm{q\overline{q}}$-Paar sich durch Gluonabstrahlung und weitere $\mathrm{q\overline{q}}$-Paarbildungen in einen komplizierten hadronischen Zustand entwickeln, der sich nicht mehr alleine mit störungstheoretischen Methoden beschreiben lässt [21, 22]. Diese hadronische Substruktur des Photons kann den hadronischen Endzustand eines Ereignisses verändern und somit z. B. auch die Messung von Jet-Verteilungen beeinflussen.

Die hadronische Substruktur des Photons kann in verschiedenen Experimenten gemessen und aufgrund der angenommenen Universalität der Strukturfunktionen dann in anderen Experimenten angewandt werden. Eine sehr genaue Möglichkeit der Bestimmung besteht z. B. in tiefunelastischen $\mathrm{e}\gamma$-Streuexperimenten [23]: $\mathrm{e} + \gamma \to \mathrm{e'} + X$. In diesen Experimenten dringt ein vom Elektron abgestrahltes virtuelles Photon in die hadronische Struktur eines reellen Photons ein, in vollkommener Analogie zu ep-Streuungen bei HERA, in denen das virtuelle Photon die Struktur des Protons untersucht. Ebenfalls in Analogie zur ep-Streuung lässt sich der Wirkungsquerschnitt der $\mathrm{e}\gamma$-Streuung schreiben als

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{e}\gamma}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[F_2^\gamma(x,Q^2) - \frac{y^2}{Y_+}F_L^\gamma(x,Q^2)\right] \tag{1.14}$$

(vergleiche Gleichung 1.13). Wie auch im Falle der Strukturfunktionen F_1 und F_2 des Protons sind die Strukturfunktionen bzw. die Partonverteilungsfunktionen des Photons nicht perturbativ berechenbar, so dass andere Wege gefunden werden müssen, um sie für alle x und Q^2 zu ermitteln (siehe Abschnitt 1.4.4). Dementsprechend gibt es auch für virtuelle Photonen das Konzept einer hadronischen Substruktur [24, 25].

Es konnte bereits gezeigt werden, dass die Beiträge der hadronischen Photonstruktur für Photoproduktionsereignisse bei HERA ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) von großer Bedeutung sind [26]. Allerdings ist noch ungeklärt, bis zu welchen Photonvirtualitäten Q^2 diese Beiträge relevant sind. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, dieser Frage nachzugehen (siehe auch Abschnitte 4.1.2 und 8.3).

1.4.3 Renormierung, Störungstheorie und asymptotische Freiheit

Die bereits erwähnten Divergenzen in den Berechnungen von Wirkungsquerschnitten im Rahmen der QCD entstehen mathematisch gesehen durch Integrale der Form $\int \mathrm{d}^4p/p^n$. Im Rahmen des Verfahrens der 'dimensionalen Regularisierung' werden diese vierdimensionalen Integrale überführt in Integrale in $4+\epsilon$ Dimensionen, $\int \mathrm{d}^4p \rightarrow \int \mathrm{d}^{4+\epsilon}p$, wobei ϵ ein kleiner Parameter ist. Diese modifizierten Integrale ergeben im Laufe der Rechnung Polstellen $1/\epsilon^n$. Man beobachtet, dass die so entstehenden Pole der virtuellen Korrekturen sich teilweise gegen die infraroten und kollinearen Pole der reellen Korrekturen aufheben. Übrig bleiben nur einige Pole der virtuellen Korrekturen - nämlich die, die für $p \rightarrow \infty$ im Integral $\int \mathrm{d}^4p/p^n$ mit $n < 4$ entstehen ('ultraviolette' Divergenzen). Diese Pole können aber 'renormiert' werden, indem eine von einem Parameter μ_R abhängige Kopplungskonstante $\alpha_S = \alpha_S(\mu_R)$ eingeführt wird, die der so genannten Renormierungsgruppengleichung gehorcht [27]:

$$\mu_R \frac{\mathrm{d}\alpha_S(\mu_R)}{\mathrm{d}\mu_R} = \alpha_S \cdot \beta(\alpha_S) = -\frac{\beta_0}{2\pi}\alpha_S^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2}\alpha_S^3 - \frac{\beta_2}{64\pi^3}\alpha_S^4 - \dots \tag{1.15}$$

Die hier angeführte Renormierungsgruppengleichung 1.15 wurde mithilfe einer bestimmten Rechenvorschrift, dem $\overline{MS}$-Schema ('Modified Minimal Subtraction Scheme', [28]), abgeleitet. Die Werte der Koeffizienten β_0 und β_1 sind universell, also unabhängig von der verwendeten Rechenvorschrift. Die weiteren Koeffizienten können jedoch in anderen Renormierungsschemata abweichende Werte annehmen.

Die Wahl von μ_R sollte mit der relevanten Skala des betrachteten Prozesses zusammenhängen, zum Beispiel mit der Virtualität Q^2 im Falle der inklusiven tiefunelastischen Streuung oder mit dem Transversalimpuls eines Partons im Falle der Jet-Physik [29]. Über diese einleuchtende Anweisung hinaus wurden mehrere Vorschläge unterbreitet, wie eine korrekte Wahl der Skala zu treffen sei. So wurden etwa die Prinzipien der 'schnellsten Konvergenz' [30] und der 'minimalen Sensitivität' [31] aufgestellt. Abbildung 1.5 verdeutlicht diese beiden Prinzipien.
Gemäß dem Prinzip der schnellsten Konvergenz sollte derjenige Wert als Renormierungsskala gewählt werden, bei der der LO- mit dem NLO-Wirkungsquerschnitt identisch ist, bei dem also der so genannte K-Faktor $\equiv \sigma(NLO)/\sigma(LO)$ den Wert 1

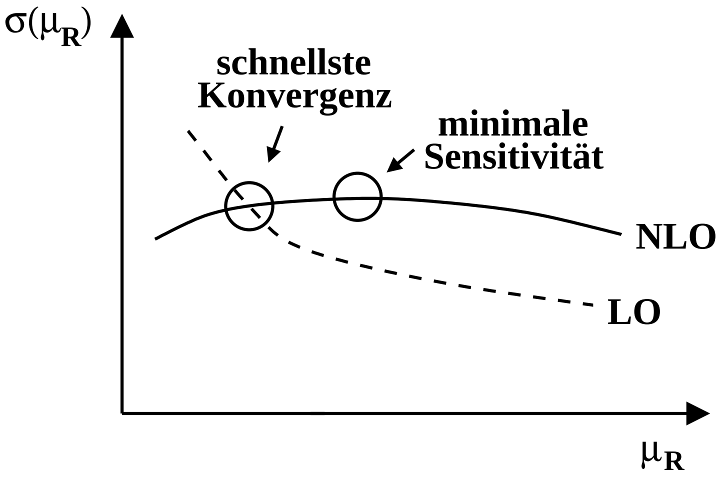


Abbildung 1.5: Verdeutlichung der Wahl der Renormierungsskala für das Prinzip der schnellsten Konvergenz und der minimalen Sensitivität.

annimmt (siehe auch Abschnitt 8.1). An dieser Stelle sei die NLO-Korrektur so gering, dass auch keine signifikante NNLO-Korrektur zu erwarten sei und damit die Störungsreihe bis einschließlich NLO eine hinreichende Näherung an eine alle Ordnungen umfassende QCD-Rechnung darstelle. Das Prinzip der minimalen Sensitivität hingegen fordert, denjenigen Wert als Renormierungsskala zu wählen, bei dem die Ableitung des NLO-Wirkungsquerschnittes nach der Skala verschwindet, da hier das Ergebnis der Rechnung nicht mehr von dem unphysikalischen Parameter μ_R abhängt. Es gibt allerdings auch Meinungen, denen zufolge beide Ansätze zu äquivalenten Ergebnissen führen sollten [32]. Darüber hinaus sind noch andere Vorschläge unterbreitet worden, z. B. [33]; doch wurde bis jetzt noch kein allgemeines Kriterium angegeben, welche konkrete Skala in QCD-Rechnungen vom Benutzer zu wählen sei. Daher kann die Interpretation von Messungen von der Wahl der Skala abhängen (siehe auch Abschnitt 8.2 und Kapitel 9).

Betrachtet man nur die niedrigste Ordnung der Gleichung 1.15, so ergibt sich für α_S

$$\alpha_S(\mu_R) = \frac{4\pi}{\beta_0 ln(\mu_R^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \qquad \beta_0 = (11 - \frac{2}{3}N_f). \tag{1.16}$$

N_f bezeichnet hier die Anzahl der Quark-Flavours mit einer Masse $m^2 < \mu_R^2$. Λ_{QCD} definiert die Stärke der Kopplung - der Wert dieses Parameters muss experimentell bestimmt werden; er liegt in der Größenordnung von 200 MeV. Im Gegensatz zur QED fällt in der QCD die Kopplungsstärke mit anwachsender Skala μ_R ab; dies lässt sich auf die nicht-abelsche Struktur der QCD zurückführen. Die derzeit präziseste Angabe der starken Kopplungskonstante erfolgt in [34] mit $\alpha_S(M_Z) = 0.1184 \pm 0.0031$.

Für $\mu_R^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ ist die Kopplungskonstante α_S klein genug, um eine störungstheoretische Entwicklung der zu berechnenden Wirkungsquerschnitte durchzuführen; für $\mu_R^2 \to \infty$ geht sogar $\alpha_S \to 0$ - man redet von der 'asymptotischen Freiheit' der QCD. Diese Einsicht rechtfertigt nachträglich die Annahme des QPM, dass die Partonen bei hohen Q^2 als freie, nicht-wechselwirkende Teilchen betrachtet werden können. Für zu kleine $\mu_R^2 \to \Lambda_{QCD}^2$ wird α_S hingegen groß - hier müssen nicht-perturbative Methoden zur Beschreibung der starken Wechselwirkung angewendet werden.

Es ist wichtig anzumerken, dass physikalische Größen wie z. B. Wirkungsquerschnitte unabhängig von dem willkürlich eingeführten Parameter μ_R sein müssen. Da allerdings in der Praxis alle QCD-Rechnungen nur bis zu einer bestimmten Ordnung der Störungsreihe ausgeführt werden können, kann oft eine Abhängigkeit der berechneten Wirkungsquerschnitte von μ_R beobachtet werden (siehe Abschnitt 8.2). Ist diese Abhängigkeit groß, ist das ein Hinweis darauf, dass höhere Ordnungen der Störungsreihe in die Rechnung einbezogen werden sollten.

1.4.4 Faktorisierung und Partonevolution

Bei kurzen Abständen (entsprechend hohen Energien und kleinen Werten $\alpha_S \ll 1$) können die Wechselwirkungen einzelner Partonen störungstheoretisch berechnet werden. Über makroskopische Distanzen hinweg jedoch treten Partonen nur in gebundenen Zuständen farbloser Hadronen auf, in denen sie bei derart kleinen Energien miteinander wechselwirken, dass die Störungstheorie nicht mehr anwendbar ist. Daher sind die für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten benötigten Strukturfunktionen bzw. die ihnen zugrunde liegenden Partonverteilungen des Protons nicht von ersten Prinzipien ausgehend zu berechnen; somit entzieht sich auch der Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung der Berechnung.

Aufgrund des Faktorisierungstheorems der QCD [35] kann das Problem allerdings aufgespalten werden: Man erhält den ep-Wirkungsquerschnitt aus der Faltung des Wirkungsquerschnitts des Elektron-Parton-Stosses (des 'harten' Streuprozesses), der im Rahmen der perturbativen QCD berechnet werden kann, mit den Partonverteilungen des Protons. Diese müssen in Streuexperimenten bestimmt werden, werden dabei aber in dem Sinne als universell angesehen, dass sie, einmal bestimmt, für die Berechnung jedes beliebigen Streuprozesses benutzt werden können, in dem Protonen involviert sind.

Bei der entsprechenden Rechnung treten allerdings Divergenzen auf, zum Beispiel aufgrund der Emission von kollinearen Gluonen vom einlaufenden Parton. Diese können in die Partonverteilungen absorbiert werden, indem ähnlich wie beim Verfahren der Renormierung eine Abhängigkeit der Partonverteilungen von einer neuen Skala μ_F eingeführt wird. Diese 'Faktorisierungsskala' entspricht der transversalen Energie, unterhalb derer Partonemissionen in die Partonverteilungen 'faktorisiert' werden. Anteile, die bei größeren Skalen als μ_F auftreten, werden dem harten Streuprozess zugeschlagen und störungstheoretisch behandelt.

In Analogie zur Renormierungsgruppengleichung 1.15 gibt es Gleichungen, die die

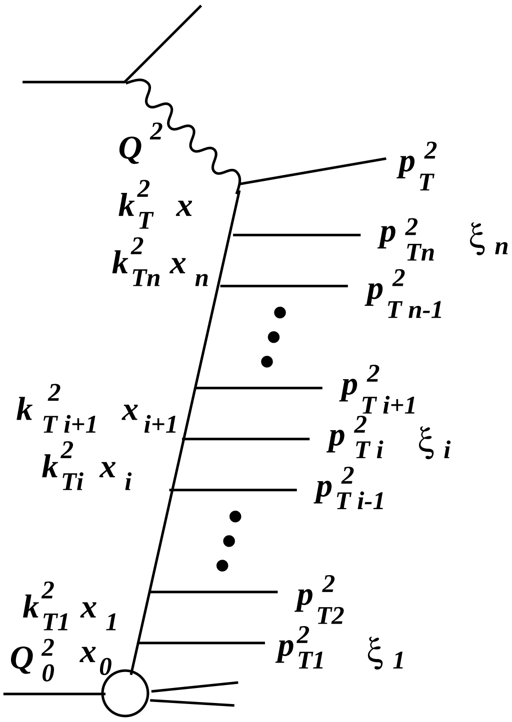


Abbildung 1.6: Ein Leiterdiagramm, wie es in die Herleitung der Evolutionsgleichungen einfließt.

Abhängigkeit der Verteilungen der Quarks q_i und der Gluonen g des Protons von dem Parameter μ_F beschreiben. Aus praktischen Gründen können in Streuexperimenten die Partonverteilungen nicht für alle Werte von x und μ_F bestimmt werden. Daher werden diese 'Evolutionsgleichungen' benutzt, um ausgehend von einer bestimmten Startskala μ_{F0}, bei der die Verteilungen für alle x gemessen wurden, die Werte der Verteilungen für andere μ_F zu bestimmen.

In die Herleitung der Evolutionsgleichungen fließen die so genannten 'Leiterdiagramme' ein (siehe Abbildung 1.6). Diese repräsentieren Prozesse, in denen vor dem harten Streuprozess n (n=0,. . .,∞) Partonen emittiert werden, deren transversale Impulse mit p_{Ti} und deren longitudinale Impulsanteile am Proton mit ξ_i bezeichnet werden. Die Transversalimpulse der Partonen entlang der Seite der Leiter werden mit k_{Ti} bezeichnet, ihre longitudinalen Impulsanteile mit x_i. Da aufgrund der Vielzahl der möglichen Graphen nicht alle Prozesse in die Rechnung einbezogen werden können, müssen Näherungen eingeführt werden, die bestimmte Diagramme zulassen und andere ausschließen.

Die üblichen Evolutionsverfahren - der DGLAP-Formalismus, der BFKL-Formalismus und, als Versuch einer Vereinigung dieser beiden, das CCFM-Modell - beruhen auf unterschiedlichen Näherungen und machen daher zum Teil erheblich unterschiedliche Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte. Im Folgenden werden die DGLAP- und BFKL-Ansätze kurz beschrieben; zur näheren Information über den CCFM-Ansatz siehe [36].

DGLAP-Evolution

Im Falle der DGLAP-Entwicklung (DGLAP = Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi, [37]) werden alle Prozesse (= alle möglichen Leitern mit 0,1,...,n 'Sprossen' oder emittierten Partonen) in Betracht gezogen, in denen die Transversalimpulse der emittierten Partonen nach ihrer Größe geordnet sind, und zwar so, dass sie vom Photon zum Proton hin immer kleiner werden: $Q_0^2 \ll \cdots \ll k_{Ti}^2 \ll k_{Ti+1}^2 \ll \cdots \ll Q^2$. Diese Relation wird 'starke k_T-Ordnung' genannt. Des Weiteren darf x_{Bj} nicht zu klein sein, und Q^2 muss ausreichend groß sein, wobei 'ausreichend groß' und 'nicht zu klein' nicht scharf definiert sind. Sind diese Bedingungen erfüllt, trägt jede Stufe der Leiter in Abbildung 1.6 einen Term $\alpha_S \cdot \log Q^2/Q_0^2$ zum Wirkungsquerschnitt bei. Da jede Ordnung von α_S von einem Term $\log Q^2/Q_0^2$ begleitet ist, spricht man von einer 'leading log approximation'. Terme der Form $\alpha_S \cdot \log 1/x$, die im Prinzip auch vorhanden sind, können aufgrund der Annahme genügend großer x vernachlässigt werden. Die Evolutionsgleichungen - oder DGLAP-Gleichungen - für die Quarkdichten q_i und die Gluondichte g nehmen dann die folgende Form an:

$$\frac{\partial q_i(x,Q^2)}{\partial logQ^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z}\Big[q_i(z,Q^2)P_{qq}(\frac{x}{z}) + g(z,Q^2)P_{qg}(\frac{x}{z})\Big], \tag{1.17}$$

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial logQ^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z}\Big[\Sigma_i q_i(z,Q^2)P_{gq}(\frac{x}{z}) + g(z,Q^2)P_{gg}(\frac{x}{z})\Big]. \tag{1.18}$$

Die Funktionen P_{ij} sind die so genannten Altarelli-Parisi-Splittingfunktionen, die die Wahrscheinlichkeit für die Prozesse $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\overline{q}$ angeben und mittels perturbativer QCD bis zu einer Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$ berechnet werden können. Die DGLAP-Gleichungen werden gewöhnlich durch numerische Integration im x-Raum [38] oder aber analytisch im Impulsraum [39] gelöst.

Die beste Kenntnis der Partonverteilungen des Protons erhält man aus Anpassungen, in denen eine breite Palette von Daten verwendet wird, die auf unterschiedliche Flavours (oder Linearkombinationen von Flavours) sensitiv sind. In diesen Anpassungen wird die x-Abhängigkeit der Partonverteilungen bei einer Startskala μ_{F0}^2 parametrisiert; anschließend werden die Verteilungen mithilfe der DGLAP-Gleichungen zur gewünschten Skala μ_F^2 evolviert. Die Ergebnisse werden in Form einer Tabelle als Funktion von x und μ_F^2 zugänglich gemacht.

Da das genaue Vorgehen bei den Anpassungen und bei der Auswahl der verwendeten Datensätze nicht streng vorgegeben ist, kommen verschiedene Arbeitsgruppen zu unterschiedlichen Partonverteilungen. Die neuesten Ergebnisse stammen von der CTEQ-Kollaboration [40] und den Arbeitsgruppen MRST [41] und GRV [42]. Mittlerweile ist auch der Versuch unternommen worden, den Partonverteilungen Unsicherheiten zuzuordnen [43].

Der Grenzfall niedriger x_{Bj}: BFKL-Evolution

Eine andere Näherung ist im BFKL-Schema verwirklicht (BFKL = Balitsky, Fadin, Kuraev und Lipatov, [44]). Auf der Grundlage der Annahme kleiner x_{Bj} und konstanter Q^2 wird keine starke k_T-Ordnung der betrachteten Beiträge gefordert, sondern eine starke Ordnung der x_i: $x \ll \cdots \ll x_{i+1} \ll x_i \ll \cdots \ll x_0$. Terme der Form $\alpha_S \cdot \log Q^2/Q_0^2$ werden vernachlässigt und nur Terme der Form $\alpha_S \cdot \log 1/x$ benutzt, so dass eine einzelne Evolutionsgleichung für die Gluonen folgt, die bei kleinen x das Proton dominieren:

$$\frac{\partial f(x,k_T^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_S}{\pi} k_T^2 \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}k_T^{\prime 2}}{k_T^{\prime 2}} \left[\frac{f(x,k_T^{\prime 2}) - f(x,k_T^2)}{|k_T^{\prime 2} - k_T^2|} + \frac{f(x,k_T^2)}{\sqrt{4k_T^{\prime 4} + k_T^4}} \right]. \tag{1.19}$$

f ist hier die so genannte 'unintegrierte' Gluondichte, die mit der gewöhnlichen Gluondichte g durch

$$xg(x,Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{\mathrm{d}k_T^2}{k_T^2} f(x,k_T^2) \tag{1.20}$$

verbunden ist. Es ergibt sich eine zufällige Verteilung der Transversalimpulse k_{Ti} entlang der Leiter.

1.5 Jet-Physik bei HERA

Das Studium des Wirkungsquerschnittes 1.13 und damit der Strukturfunktionen des Protons wird als die zentrale Aufgabe und als der bisher größte Erfolg von HERA angesehen. Doch viele weitere Fragen lassen sich bei HERA beantworten, indem die Strukturfunktionen bzw. die ihnen zugrunde liegenden Partonverteilungen als gegeben angenommen werden und explizit der hadronische Endzustand studiert wird - sei es mithilfe einzelner Teilchen oder eben von Jets.

Jets sind kollimierte Bündel von Hadronen. Diese Hadronen entstehen in dem bis heute nur modellhaft verstandenen Prozess der Fragmentation aus den im harten Streuprozess oder im folgenden Partonschauer entstandenen Partonen (siehe Abschnitt 4.2.4). Die Hadronen und damit auch die Jets behalten dabei in etwa die Richtung der Partonen, so dass die Jets als 'Fußspuren' der Partonen betrachtet werden können. Daher ermöglichen die Jets das detaillierte Studium harter Streuprozesse und vieler Eigenschaften der QCD wie Fragmentation, Stärke der Kopplung, Gluondichte im Proton und so fort.

Die experimentelle Herausforderung in der Jet-Physik ist eine zweifache: Zunächst müssen Eigenschaften der Jets wie Energie und Impuls[7] bestimmt werden; schließlich aber müssen diese Eigenschaften aus theoretischen Überlegungen zur Partondynamik

[7] Meist werden masselose Jets betrachtet, also $E = |\vec{p}|$.

heraus verstanden werden, um QCD erfolgreich in der Jet-Physik testen zu können.

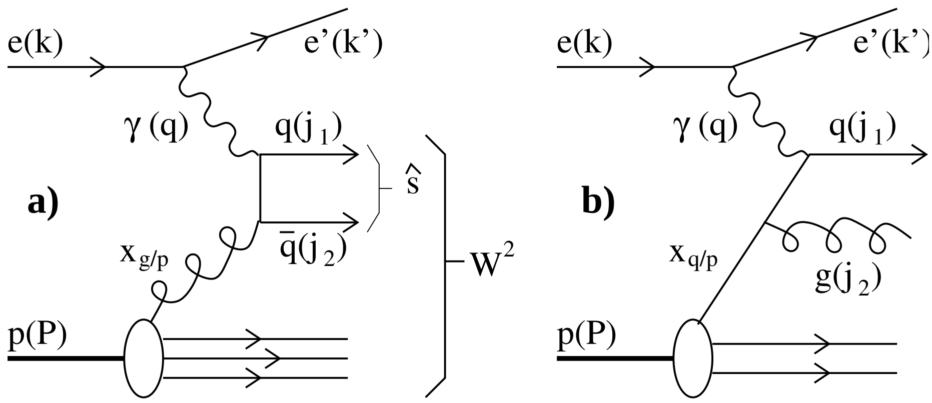


Abbildung 1.7: Übersicht über die Kinematik von Jet-Ereignissen in $\mathcal{O}(\alpha_S)$. Gezeigt ist in a) der BGF-Prozess; in b) ist der QCD-Compton-Prozess zu sehen. Die Variablen sind im Text erklärt.

Jet-Produktion im Breit-System in tiefunelastischer Streuung wird in niedrigster Ordnung durch die bereits eingeführten BGF- und QCDC-Prozesse beschrieben (Abschnitt 1.4.1 und Abbildung 1.2). Für die Beschreibung der Kinematik solcher Jet-Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ werden verschiedene Variablen verwendet (siehe Abbildung 1.7). Neben der bereits eingeführten Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustandes W spielt die invariante Masse des Zwei-Jet-Systems $M_{jj} = \sqrt{(j_1 + j_2)^2}$ eine Rolle; j_1 und j_2 sind die Vierervektoren der beiden Jets bzw. der sie hervorrufenden Partonen. M_{jj}^2 ist in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ identisch mit der Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ des Parton-Photon-Systems[8]. Weiterhin werden die Variablen ξ und $x_{g/p}$ bzw. $x_{q/p}$ verwendet, die definiert sind über

$$\xi \equiv x_{Bj} \frac{Q^2 + \hat{s}}{Q^2}, \qquad x_{i/p} \equiv \frac{x_{Bj}}{\xi}. \tag{1.21}$$

In führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ gibt ξ den longitudinalen Impulsanteil des einlaufenden Partons am Protonimpuls an; $x_{i/p}$ ist der vom Boson gesehene Impulsanteil des einlaufenden Partons ($i = q$ bzw. g für einlaufende Quarks bzw. Gluonen).

Jets können durch ihre transversale Energie E_T und ihre Pseudorapidität η charakterisiert werden, wobei sich die Pseudorapidität gemäß $\eta = -\log\tan\theta/2$ berechnet (Abb. 1.3). Die im Laborsystem ('lab') gemessene Pseudorapidität η_{lab} ist ein Maß für den Polarwinkel innerhalb des H1-Detektors. Sie gibt also an, wie sehr der Jet in Richtung des Protonen- bzw. des Elektronenstrahls liegt. η_{lab} ist damit aber auch

[8] In höheren Ordnungen kann der hadronische Endzustand weitere Teilchen enthalten, die nicht zu den Jets 1 oder 2 gehören, so dass möglicherweise $M_{jj}^2 < \hat{s}$.

ein Maß für die Position des den Jet hervorrufenden Partons innerhalb der Partonleiter (siehe Abschnitt 1.4.4): Große Pseudorapiditäten entsprechen Jets unter kleinem Winkel zum Protonenstrahl und werden damit in erster Näherung von Partonen erzeugt, die 'am unteren Ende' der Partonleiter emittiert wurden (Abb. 1.6). Eine in η differentielle Betrachtung von Jet-Wirkungsquerschnitten kann also ggf. Aufschluss über die Partonentwicklung und die Dynamik der Partonen im Proton liefern.
Die transversale Energie E_T im Breit-System hingegen kennzeichnet direkt die Härte des zugrunde liegenden QCD-Prozesses (siehe Abschnitt 1.4.1). Sie ist also eine Observable, die für die Untersuchung des harten Streuprozesses und der Vorhersagen der perturbativen QCD geeignet ist. E_T erscheint auch als die natürliche Wahl für die Renormierungsskala in QCD-Rechnungen zur Jet-Produktion im Breit-System (siehe Abschnitt 1.4.3 und die Diskussion der Ergebnisse in Abschnitt 8.2 und Kapitel 9).

1.5.1 Wirkungsquerschnitt für die Jet-Produktion bei HERA

Berücksichtigt man neben den Beiträgen niedrigster Ordnung (LO) auch die nächsthöhere Ordnung (NLO), so hat der partonische QCD-Wirkungsquerschnitt σ die generelle Form

$$\sigma = \sigma_{LO} + \sigma_{NLO}. \tag{1.22}$$

Allgemein ist der LO-Wirkungsquerschnitt das Integral über den Born-Querschnitt im Phasenraum für m Partonen $\mathrm{d}\Omega^m$ (im Falle der Jet-Produktion im Breit-System $m = 2$):

$$\sigma_{LO} = \int_m \mathrm{d}\sigma^B, \tag{1.23}$$

wobei $\mathrm{d}\sigma^B$ sich aus dem Matrixelement für m Partonen mit den Impulsen p_k, k=1,...,m, der physikalischen Messgröße $\mathcal{F}^m$ (zum Beispiel einem Jet-Algorithmus, siehe Abschnitt 1.5.2) und dem Phasenraum zusammensetzt:

$$\mathrm{d}\sigma^B = |\mathcal{M}_m(p_k)|^2 \cdot \mathcal{F}^m(p_k)\mathrm{d}\Omega^m(p_k). \tag{1.24}$$

Die Integration von $\mathrm{d}\sigma^B$ stellt kein prinzipielles Problem dar und wird meist numerisch mithilfe von Monte-Carlo-Methoden ausgeführt. Schwieriger ist die Berechnung des Beitrages σ_{NLO}. Dieser setzt sich aus den so genannten reellen Beiträgen σ^R mit m+1 Partonen im Endzustand und den 'virtuellen' 1-Schleifen-Korrekturen σ^V mit m Partonen im Endzustand zusammen:

$$\sigma_{NLO} = \int_{m+1} \mathrm{d}\sigma^R + \int_m \mathrm{d}\sigma^V, \tag{1.25}$$

$$\int_{m+1} \mathrm{d}\sigma^R = \int_m |\mathcal{M}_m^R|^2 \mathcal{F}^m \mathrm{d}\Omega^m + \int_{m+1} |\mathcal{M}_{m+1}^R|^2 \mathcal{F}^{m+1} \mathrm{d}\Omega^{m+1}, \tag{1.26}$$

$$\int_m \mathrm{d}\sigma^V = \int_m |\mathcal{M}_m^{1-loop}|^2 \cdot \mathcal{F}^m \mathrm{d}\Omega^m. \tag{1.27}$$

Um größtmögliche Flexibilität zu haben, möchte man $\int_{m+1} \mathrm{d}\sigma^R$ numerisch integrieren. Zuvor müssen jedoch die Pole des Integrals analytisch berechnet werden, um sie gegen die Pole von $\int_m \mathrm{d}\sigma^V$ kürzen zu können. Mehrere Verfahren sind entwickelt worden, um diese Integration von $\int_{m+1} \mathrm{d}\sigma^R$ durchzuführen [45], unter anderem die Subtraktions-Methode ([46]; siehe [47] für eine pädagogische Einführung) und die 'Phase-Space-Slicing'-Methode [48].

Bei der Subtraktions-Methode wird der divergente Term vom betreffenden kritischen Integral subtrahiert, so dass dieses ohne prinzipielle Probleme ausgeführt werden kann. Zum Ausgleich muss der divergente Term natürlich an anderer Stelle wieder addiert werden; damit das Verfahren tatsächlich zu einer Vereinfachung führt, muss der Term analytisch integrierbar sein. Die Methode verlangt einigen Aufwand bei der Bestimmung der genauen Form des divergenten und integrablen Terms.

Bei der 'Phase-Space-Slicing'-Methode hingegen wird die zu integrierende Region mithilfe eines willkürlichen Parameters y_{cut} in zwei Teile geteilt: in einen Anteil, der ohne Probleme integrierbar ist, und in einen divergenten Anteil, der allerdings durch den Wert der zu integrierenden Funktion an der Stelle null genähert werden kann. Diese Methode ist nur für Werte des Parameters $y_{cut} \ll 1$ anwendbar; diese benötigte Kleinheit von y_{cut} kann allerdings selbst wieder zu numerischen Problemen führen, so dass die zu berechnenden Wirkungsquerschnitte nicht zwingend unabhängig von y_{cut} sind (siehe auch Abschnitte 4.1.2 und 8.3).

1.5.2 Definition von Jets: Jet-Algorithmen

Die Kombination von Teilchen des hadronischen Endzustandes zu Jets lässt sich auf mehrere Arten durchführen. Von Bedeutung ist dabei, dass sich der gewählte Algorithmus sowohl auf tatsächliche Daten als auch auf theoretische Rechnungen und phänomenologische Modelle anwenden lässt, also auf im Detektor gemessene Objekte (Energiedepositionen im Kalorimeter und/oder Spuren) und auf Partonen oder Hadronen aus Ereignis-Generatoren oder einer QCD-Rechnung. Das gestreute Elektron wird immer vom Algorithmus ausgeschlossen.
Viele Jet-Algorithmen, so etwa der in dieser Arbeit verwendete inklusive $k_\perp$-Algorithmus (siehe weiter unten) oder auch der 'Cone'-Algorithmus[9], liefern am Ende eine Liste von Jets, auf deren transversale Energie anschließend ein Schnitt in der Größenordnung einiger GeV ausgeführt wird, um harte von weichen Jets zu trennen.

In dieser Analyse wurde der 'longitudinal invariante $k_\perp$-Algorithmus' (auch 'inklusiver

[9]Engl. 'cone' = Kegel; der erste Vorschlag erfolgte in [49]; eine häufig verwendete Implementation ist in [50] beschrieben. Dieser Algorithmus hat den Nachteil, dass sein Ergebnis von der Wahl der 'Kristallisationspunkte' abhängen kann [51], also nicht eindeutig ist. Darüber hinaus sind einige seiner Implementationen nicht kollinear- und infrarotsicher. Daher wurde dieser Algorithmus in der vorliegenden Arbeit nicht eingesetzt.

$k_\perp$-Algorithmus', [52, 53]) für die Rekonstruktion von Jets verwendet. Dieser Algorithmus, der im Breit-System angewandt wurde, benutzt zur Charakterisierung der Position eines Detektorobjekts (oder Partons oder Hadrons) seinen Azimuthalwinkel ϕ und seine Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$; außerdem wird noch die Transversalenergie E_T jedes Teilchens benötigt. Unter der Annahme masseloser Detektorobjekte (Hadronen / Partonen) sind alle diese Größen invariant unter einer longitudinalen Lorentz-Transformation. Der Algorithmus läuft wie folgt ab:

1. Zu Beginn des Algorithmus befinden sich alle Teilchen in einer Liste der zu kombinierenden Teilchen. Die Liste der Jets ist noch leer.

2. Für alle Teilchen i wird der Abstand zur Strahlachse $d_i = E_{T,i}^2 R_0^2$ und der Abstand d_{ij} zu allen anderen Teilchen j berechnet, $d_{ij} = \min(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2) R_{ij}^2$ mit $R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ (R_0 wird auf 1 gesetzt).

3. Danach wird aus allen d_i und d_{ij} der kleinste Abstand d_{min} bestimmt.

4. Ist d_{min} aus der Liste der d_i, so hat man einen Jet gefunden, der in der Liste der Jets gespeichert wird. Das betreffende d_i wird aus der Liste der zu kombinierenden Teilchen gestrichen.

5. Ist d_{min} hingegen ein d_{ij}, so werden die Teilchen i und j gemäß der E_T-Konvention (siehe Gleichungen 1.28) zu einem neuen Teilchen kombiniert, das seinerseits in der Liste der zu kombinierenden Teilchen auftaucht; die Teilchen i und j werden aus dieser Liste gestrichen.

6. Dieser Algorithmus wird so lange verfolgt, bis die Liste der zu kombinierenden Teilchen leer ist, bis also alle Teilchen zu Jets kombiniert wurden.

Die resultierenden Jets sind definiert durch die in ihnen enthaltenen Teilchen i. Aus den Variablen dieser Teilchen lassen sich gemäß der E_T-Konvention [51, 54] die entsprechenden Größen der Jets berechnen, zum Beispiel

$$E_{T,Jet} = \Sigma_i E_{T,i}, \qquad \eta_{Jet} = \frac{\Sigma_i E_{T,i}\eta_i}{E_{T,Jet}}, \qquad \phi_{Jet} = \frac{\Sigma_i E_{T,i}\phi_i}{E_{T,Jet}}. \tag{1.28}$$

Die so definierten Jets sind masselos, also $E_i = |\vec{p_i}|$.

Diese Jet-Definition impliziert, dass alle Teilchen i und j mit $R_{ij} < R_0$ nach und nach kombiniert werden, so dass alle Jets am Ende mindestens einen Abstand R_0 voneinander haben. Es ist dennoch möglich, dass Teilchen innerhalb eines Jets einen Abstand von mehr als R_0 zueinander haben und dass Teilchen mit einem Abstand von weniger als R_0 zur Jet-Achse dennoch nicht zum Jet gehören.

Kapitel 2

HERA und der H1-Detektor

HERA ist der weltweit erste Speicherring, in dem Elektronen bzw. Positronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Der Ring befindet sich in einem unterirdischen Tunnel von 6.3 km Länge bei der Großforschungseinrichtung DESY[1] in Hamburg und wird von vier verschiedenen Experimenten genutzt: H1 [55] und ZEUS [56] untersuchen ep-Kollisionen; HERMES [57] benutzt den polarisierten Elektronenstrahl und ein polarisiertes Target, um spinabhängige Strukturfunktionen zu analysieren. HERA-B [58] schließlich wurde gebaut zur Untersuchung von B-Hadronen, die in Reaktionen von Strahlprotonen mit einem Drahttarget entstehen können und mit deren Hilfe man die Verletzung der CP-Invarianz in Zerfällen von B-Hadronen messen möchte.

2.1 Die HERA-Maschine

HERA ist nur die letzte Stufe in einem System von Beschleunigern, mit deren Hilfe Elektronen (Positronen) auf 27.5 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt werden (siehe Abbildung 2.1).

- **Elektronen / Positronen**: HERA ist in der Lage, sowohl Elektronen als auch Positronen zu beschleunigen. Zwischen 1994 und 1997 wurden Positronen benutzt, da sich mit ihnen ein besseres Vakuum im Beschleunigerring und damit eine längere Lebensdauer der Teilchenstrahlen erreichen lassen [59]. 1998/99 wurde HERA mit Elektronen betrieben, bevor man gegen Ende des Jahres 1999 wieder zu Positronen wechselte. Die Elektronen / Positronen werden zunächst in einem Linearbeschleuniger auf 500 MeV beschleunigt. Die Positronen werden über den Akkumulator-Speicherring PIA, die Elektronen direkt in den Ring DESY II geleitet. Dort erfahren sie eine Beschleunigung auf 7 GeV und werden in Bündeln von bis zu $0.4 \cdot 10^{11}$ Teilchen in den größeren Ring PETRA II injiziert. Die maximal 70 Bündel in PETRA II werden vor ihrem Einschuss in HERA auf 14 GeV beschleunigt. Da in HERA bis zu 210 Bündel gehalten werden können,

[1] **D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron.

muss die geschilderte Prozedur gegebenenfalls dreimal wiederholt werden, bevor HERA die Leptonen auf 27.5 GeV beschleunigen kann.

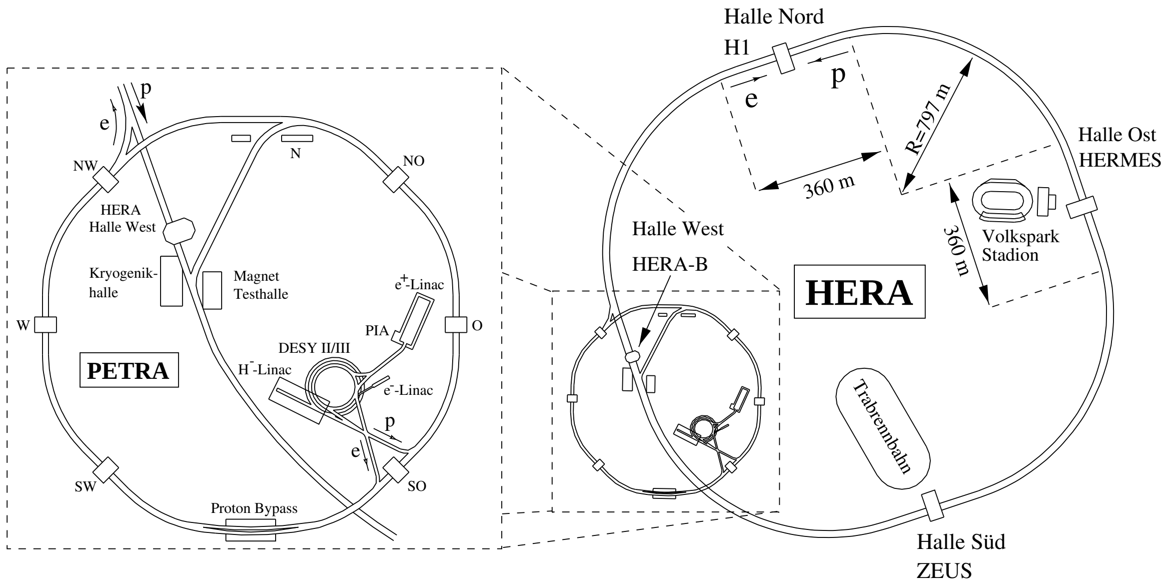


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger.

- **Protonen**: H^--Ionen werden ebenfalls mit einem Linearbeschleuniger auf 50 MeV beschleunigt, anschließend entfernt eine Stripperfolie die Elektronen. Im Speicherring DESY III werden die dadurch erhaltenen Protonen auf 7.5 GeV beschleunigt. Nach einem weiteren Transfer werden sie in PETRA II auf 40 GeV beschleunigt und von dort in HERA injiziert. Auch hier muss die Prozedur dreimal durchgeführt werden, um HERA vollständig zu füllen. Die Endenergie[2] der Protonen beträgt 820 GeV.

Die Strahlströme betrugen in den Jahren 1996 und 1997 am Anfang einer Luminositätsphase 36 mA für die Elektronen und 70 mA für die Protonen [60] (mittlerweile werden bis zu 40 mA und 100 mA erreicht). Um die Elektronen auf ihrer Bahn zu halten, wird ein Magnetfeld von 0.165 T benötigt, das von konventionellen Dipolmagneten erzeugt wird. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung von 127 MeV pro Umlauf wird durch supraleitende HF-Klystrons mit einer Gesamtleistung von 13.2 MW ausgeglichen. Die schwereren Protonen benötigen ein deutlich höheres Magnetfeld von 4.68 T. Dieses Feld wird von supraleitenden Magneten erzeugt und ist der begrenzende Faktor für die Maximalenergie der Protonen. Die Bündel von beschleunigten Elektronen und Protonen kollidieren schließlich in den Wechselwirkungspunkten des Beschleunigers alle 96 ns (entsprechend einem 'bunch crossing' oder 'BC').

[2]Seit 1998 werden die Protonen statt auf 820 auf 920 GeV beschleunigt.

Die wesentliche Kenngröße eines Speicherrings ist die Luminosität $\mathcal{L}$, die gemäß

$$\mathcal{L} = f \cdot \frac{n_e \cdot n_p}{A} \tag{2.1}$$

aus der Frequenz der Begegnung der Elektron- und Protonbündel f, dem Strahlquerschnitt A und der mittleren Anzahl von Elektronen bzw. Protonen pro Bündel n_e bzw. n_p berechnet werden kann. In den Jahren 1996 und 1997 betrug die maximale Luminosität von HERA ca. 10^{31} cm^{-2}s^{-1}.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor wurde mit dem Ziel präziser Messung der Ereignistopologie bei größtmöglicher Raumwinkelabdeckung in die nördliche Wechselwirkungszone des HERA-Ringes in ca. 20 m Tiefe gebaut. Er misst 10·12·15 m^3 und wiegt ca. 2800 t. Seine einzelnen Komponenten liegen zwiebelschalenförmig um den Wechselwirkungspunkt. Der Aufbau ist asymmetrisch, um dem nicht mit dem Laborsystem zusammenfallenden Schwerpunktssystem der ep-Reaktion Rechnung zu tragen, das sich in Richtung des Protonenstrahls bewegt. Abbildung 2.2 vermittelt einen Überblick über den Detektor. Eine ausführliche Beschreibung aller Komponenten ist in [61] und [62] zu finden. Im Folgenden werden nur die Detektorkomponenten im Detail erklärt, die für die vorliegende Arbeit von Bedeutung sind. Dabei ist der Zustand des Detektors in den Jahren 1996 und 1997 zugrunde gelegt. Einige nach diesem Zeitraum durchgeführte Erweiterungen sind in [63] dokumentiert. Das Triggersystem des Detektors wird separat in Kapitel 3 beschrieben.

2.2.1 Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt. Die x-Achse des Systems weist zum Mittelpunkt des HERA-Beschleunigers, die y-Achse zeigt vertikal nach oben, und die positive z-Achse fällt mit der Richtung des Protonenstrahls zusammen. Diese Richtung wird auch als 'Vorwärtsrichtung' ('forward direction') bezeichnet. Neben den kartesischen Koordinaten (x,y,z) werden auch Zylinderkoordinaten (r,ϕ,z) und Kugelkoordinaten (r,ϕ,θ) verwendet. Dabei werden der Azimuthalwinkel ϕ und der Polarwinkel θ gegen die positive x-Achse bzw. z-Achse gemessen. Abbildung 2.3 verdeutlicht die verschiedenen Koordinatensysteme.

2.2.2 Spur- und Vertexdetektoren

Die Spur- und Vertexdetektoren [62] ermöglichen die Rekonstruktion der Flugbahn einzelner geladener Teilchen und die Bestimmung des tatsächlichen Wechselwirkungspunkts ('Vertex') eines Ereignisses. Außerdem kann über die Krümmung der Flugbahn der Impuls eines Teilchens bestimmt und mithilfe der spezifischen Ionisation $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden. Die Krümmung der Teilchenbahnen

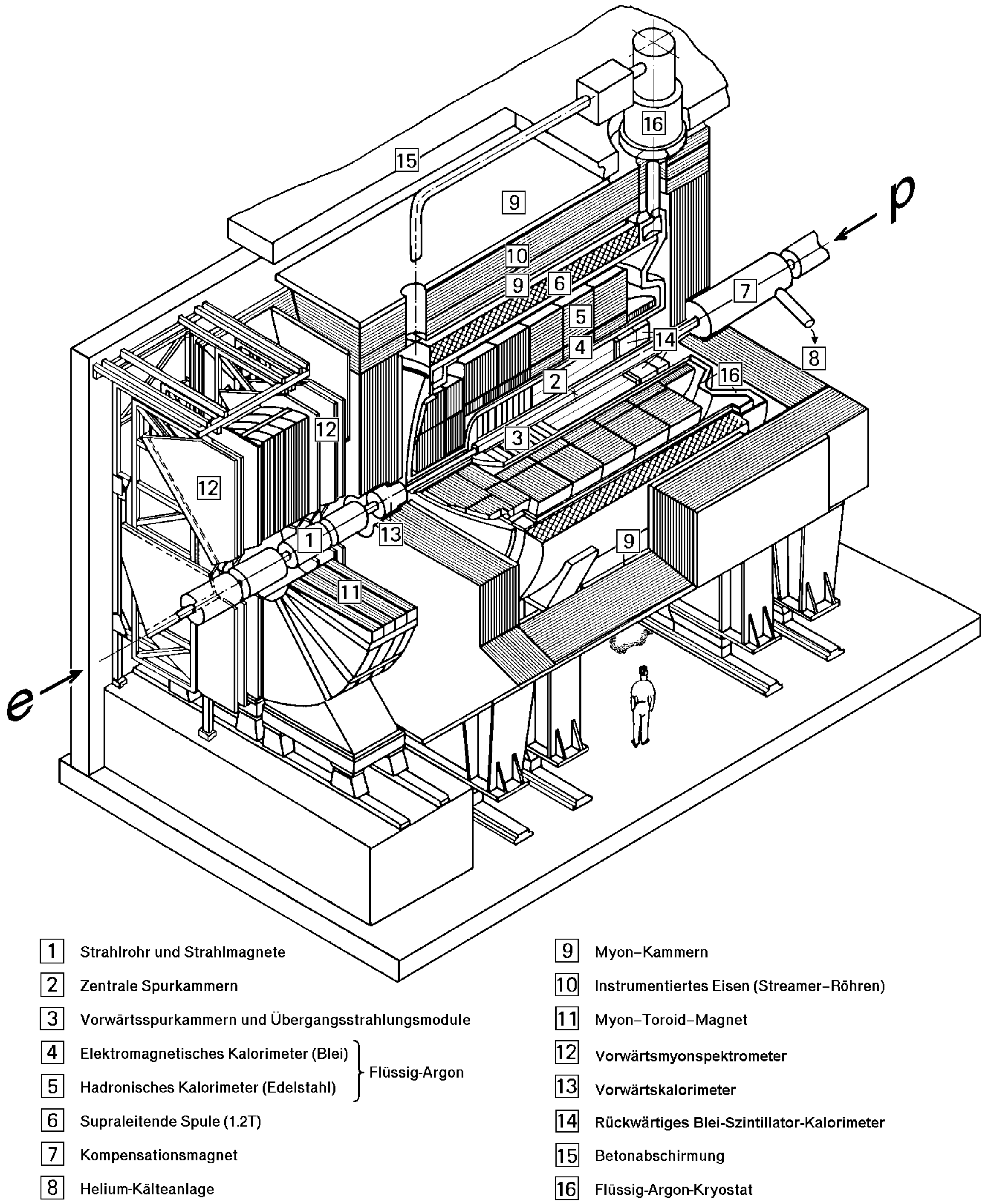


Abbildung 2.2: Ein Schnitt durch den H1-Detektor.

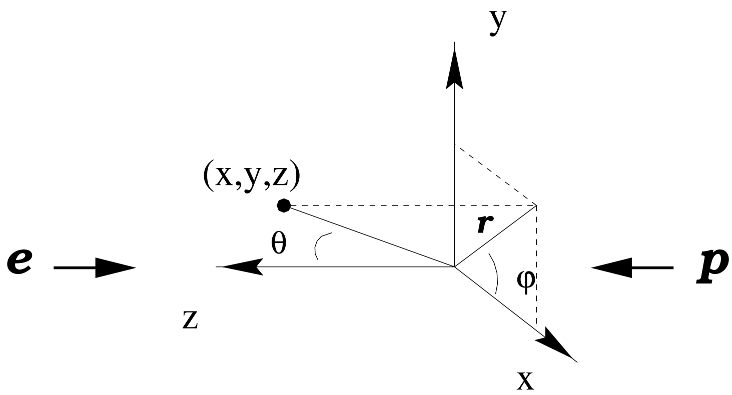


Abbildung 2.3: Das H1-Koordinatensystem. Verwendet werden kartesische (x,y,z), Zylinder- (r,ϕ,z) und Kugelkoordinaten (r,ϕ,θ).

wird durch ein homogenes Magnetfeld der Stärke 1.15 T parallel zur Strahlröhre hervorgerufen, das durch eine supraleitende Solenoidspule erzeugt wird, die den Kryostaten konzentrisch umgibt. Des Weiteren dienen die Signale des Spurkammersystems auch als Trigger. Abbildung 2.4 zeigt einen Schnitt durch das Spurkammersystem des H1-Detektors entlang der z-Achse, in Abbildung 2.5 ist ein radialer Ausschnitt gezeigt.

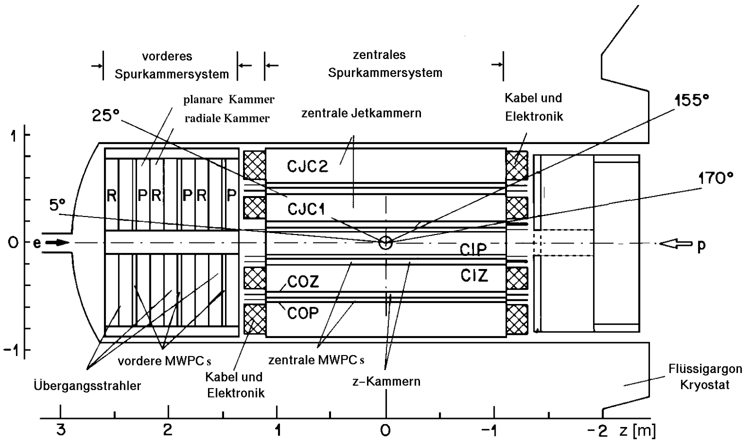


Abbildung 2.4: Schnitt durch das H1-Spurkammersystem entlang der Strahlachse.

Zentrale Spurkammern

Die Spurrekonstruktion im zentralen Detektorbereich ($\theta \in [20°; 160°]$) erfolgt mithilfe von vier konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Driftkammern: den beiden Jetkammern *CJC1* und *CJC2* ('central jet chamber 1/2') und den z-Kammern *CIZ* und *COZ* ('central inner/outer z chamber'), die sich innen bzw. außen an die *CJC1* anschließen [64, 65]. Die Jetkammern bestehen aus 30 Zellen à 24 Signaldrähte (*CJC1*) bzw. 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten (*CJC2*). Die insgesamt 2640 Drähte sind parallel zur z-Achse angeordnet. Die Ortsauflösung der Jetkammern in der xy-Ebene beträgt ca. 170 μm; es kann eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 \lesssim 0.003$ GeV^{-1} erreicht werden. Die Genauigkeit der Bestimmung des Energieverlusts im Kammergas beträgt $\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x} \approx 6$ %. Die unbefriedigende Auflösung der z-Koordinate durch die Jetkammern von ungefähr 2 cm wird durch die dünnen Driftkammern *CIZ* und *COZ*, deren Drähte in der $r\phi$-Ebene senkrecht zum Strahl angeordnet sind, auf ca. 300 μm verbessert [66].

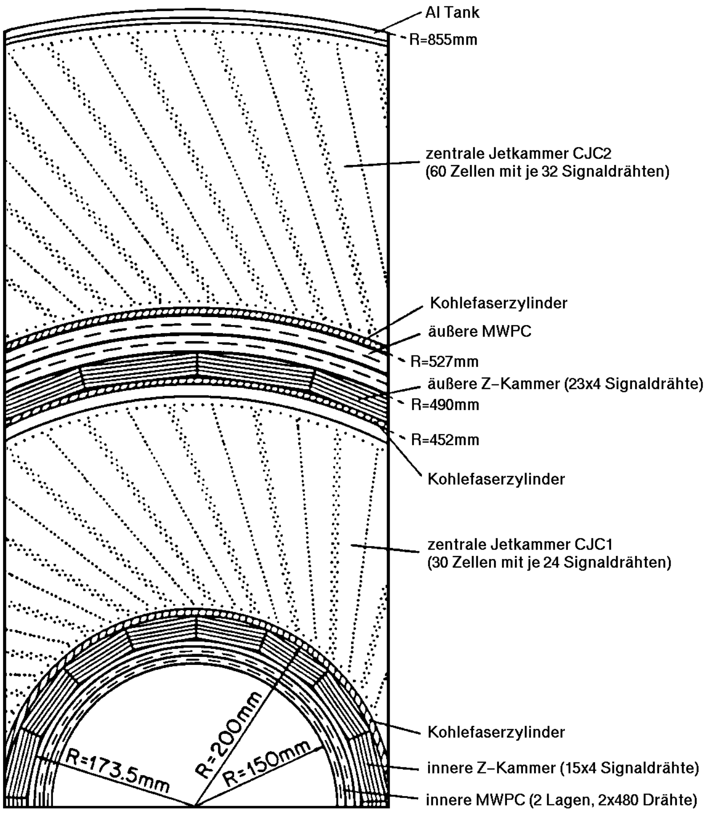


Abbildung 2.5: Radialer Schnitt durch die zentralen Spurkammern des H1-Experiments.

Zentrale Proportionalkammern

Außer den Jet- und z-Kammern befinden sich noch die beiden mit je zwei Lagen von Signaldrähten ausgestatteten Vieldrahtproportionalkammern ('MWPCs', 'multi-wire proportional chambers') *CIP* und *COP* ('central inner/outer proportional chamber') im Zentralbereich des Detektors [67]. Sie werden vor allem zum Triggern eingesetzt und bestehen entlang der z-Achse aus 60 bzw. 18 Abschnitten. Die beiden Lagen der *CIP* sind in je 8 azimuthale Sektoren eingeteilt und gegeneinander um einen halben Sektor verschoben. Die Lagen der *COP* sind in 16 azimuthale Sektoren unterteilt. Die Elemente der sich ergebenden vier $z\phi$-Gitter, die so genannten 'Pads', werden ausgelesen. Die Kammern erreichen eine Zeitauflösung von 21 ns [64] und können somit schnelle Signale für das Triggersystem liefern. Damit eine Spur den Trigger der zentralen Proportionalkammern auslöst, muss ein Signal in allen vier Lagen der beiden Kammern registriert werden; falls ein Pad ausfällt, kann diese Anforderung auf drei Lagen reduziert werden.

Spurkammern im Vorwärtsbereich

Aufgrund der stark unterschiedlichen Energien der Elektronen- und Protonenstrahlen und der damit einhergehenden Bewegung des Ereignisschwerpunkts in Vorwärtsrichtung ist dieser Bereich ($\theta \in [5°; 25°]$) mit einem zusätzlichen Spurdetektorsystem ('*FTD*', 'forward tracking detector') instrumentiert [68]. Das *FTD* setzt sich aus drei identischen Modulen zusammen, die jeweils aus einer Driftkammer, einer Proportionalkammer ('*FPC*', 'forward proportional chamber') und einem Übergangsstrahlungsdetektor ('*TRD*', 'transition radiation detector') bestehen. Die Detektoren liefern eine Auflösung von ca. 150 μm in x und 170 μm in z. Die Signale der *FPCs* dienen darüber hinaus in Verbindung mit *CIP* und *COP* zum Triggern in der Vorwärtsrichtung. Dies ist auch der einzige Zweck der Spurkammern im Vorwärtsbereich in dieser Analyse.

Die rückwärtige Driftkammer

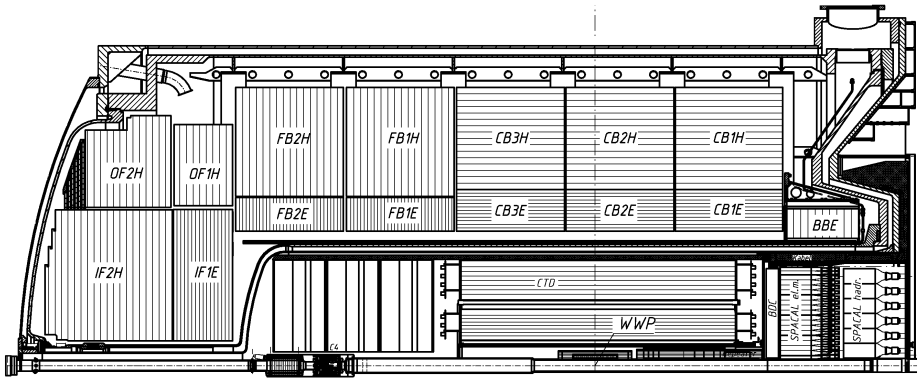
Die rückwärtige Driftkammer ('*BDC*', 'backward drift chamber') deckt einen Winkelbereich $151° < \theta < 177.5°$ ab [69]. Damit belegt die Kammer die gesamte Oberfläche des rückwärtigen Kalorimeters *SpaCal* (siehe Abschnitt 2.2.3). Somit können die Messungen von Energiedepositionen im *SpaCal* und von Spuren in der *BDC* miteinander korreliert werden, wodurch Untergrundereignisse unterdrückt werden können (siehe Abschnitt 5.6). Die *BDC* besteht aus vier Doppellagen von Signaldrähten und ist in acht radiale Sektoren unterteilt. Die Drähte einer Lage sind in der xy-Ebene senkrecht zur radialen Richtung gespannt, um die Auflösung in θ zu optimieren. Zusätzlich sind die Doppellagen jeweils um 11.25° gegeneinander verdreht, um auch die azimuthale Komponente eines Teilchendurchgangs bestimmen zu können. Die Position der *BDC* geht aus Abbildung 2.6 hervor.

2.2.3 Kalorimeter

Die Kalorimeter des H1-Detektors [62] dienen vor allem zur Messung der Energie und der Position des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes. Des Weiteren sind sie wichtige Bestandteile des Triggersystems von H1.

Das Flüssigargon-Kalorimeter

Das Flüssigargon-Kalorimeter ('liquid argon calorimeter', 'LAr-Kalorimeter', [70]) ist das Herzstück des H1-Detektors und der vorliegenden Analyse (Abbildung 2.6). Es deckt den Polarwinkelbereich $4° < \theta \lesssim 154°$ ab. Um eine möglichst präzise Messung von Elektronen, Photonen und Hadronen zu gewährleisten, ist das Kalorimeter in einen inneren, elektromagnetischen und einen äußeren, hadronischen Teil gegliedert.



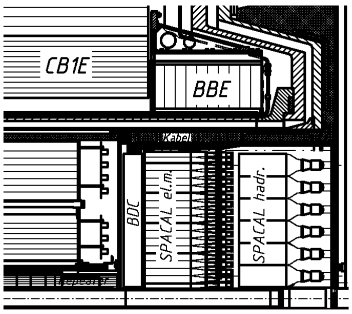


Abbildung 2.6: Oben: Ein Schnitt durch das LAr-Kalorimeter des H1-Detektors entlang der z-Achse. Deutlich ist die Unterteilung in den hadronischen (weite Schraffur) und den elektromagnetischen Teil (enge Schraffur) zu sehen. Links: Der rückwärtige Detektorbereich in Vergrößerung. Hier sind die Positionen von *BDC* und *SpaCal* zu erkennen.

Das Kalorimeter ist ein 'sampling'-Kalorimeter (engl. 'sampling' = Stichprobenverfahren). Das bedeutet, dass das Nachweismedium, flüssiges Argon bei einer Temperatur von 90.2 K, in regelmäßigen Abständen von einem Absorbermaterial unterbrochen wird, in dem die primären Teilchen durch die Prozesse der Bremsstrahlung und Paarbildung aufschauern. Die so erzeugten Teilchenschauer ionisieren das Nachweismedium. Durch dieses Verfahren wird es möglich, dass auch hochenergetische Teilchen ihre Energie vollständig im Kalorimeter deponieren. Allerdings wird dieser Vorteil erkauft durch die Tatsache, dass die Energie eines Teilchens nur aus den diskontinuierlichen Energiedepositionen der Teilchenschauer im Nachweismedium rekonstruiert werden kann. Da zudem der in den aktiven Lagen deponierte Energieanteil statistischen Fluktuationen unterworfen ist, ist die Energiemessung umso genauer, je mehr Teilchen in den Schauern erzeugt werden, je höher also die Energie des Primärteilchens ist.

Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird Blei als Absorbermedium verwendet; 2.4 mm dicke Bleiplatten wechseln sich mit ebenfalls 2.4 mm dicken Argonschichten ab. Insgesamt misst das elektromagnetische Kalorimeter 20 bis 30 Strahlungslängen, je nach Polarwinkel. Im hadronischen Teil besteht der Absorber

aus 16 mm dicken Edelstahlplatten, die insgesamt vier bis acht hadronischen Wechselwirkungslängen entsprechen. Die Argon-Spalten messen hier 4.8 mm.
Das Kalorimeter ist sehr fein segmentiert in insgesamt ca. 45000 Zellen, die einzeln ausgelesen werden und eine sehr gute Orts- und Energieauflösung ermöglichen: Für Elektronen wurde in Teststandmessungen eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 12\ \%/\sqrt{E} \oplus 1\ \%$ bestimmt [71]; für Pionen im hadronischen Teil wurde $\sigma_E/E = 50\ \%/\sqrt{E} \oplus 2\ \%$ gemessen [72]. Zusätzlich kann über die Untersuchung der Schauerprofile eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden [73].

Hochenergetische Teilchen deponieren ihre Energie nicht in einer einzelnen Kalorimeterzelle, sondern in einer Ansammlung von mehreren räumlich benachbarten. Diese werden zu so genannten 'Clustern' (engl. 'cluster' = Haufen, Gruppe) zusammengefasst, die die Grundlage der Jet-Analyse bilden (Abschnitte 5.5 und 6.2). Mithilfe der Cluster und eines Gewichtungsverfahrens [74] wird auch die nicht-kompensierende Natur des Kalorimeters ausgeglichen, aufgrund derer die Energie hadronisch wechselwirkender Teilchen gegenüber der von Teilchen, die elektromagnetisch wechselwirken, unterschätzt wird. Die verlorene hadronische Energie wird anhand der elektromagnetischen Komponente abgeschätzt.

Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

Im Rückwärtsbereich von H1, zwischen $\theta = 155°$ und $\theta = 177.5°$, befindet sich ein aus Bleiabsorbern und Szintillationsfasern bestehendes Kalorimeter, das wegen der Geometrie der Fasern '*SpaCal*' ('**Spa**ghetti **Cal**orimeter') genannt wird [75]. Wie das LAr-Kalorimeter besteht es aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Insgesamt überdeckt das *SpaCal* mit 1192 elektromagnetischen und 128 hadronischen Zellen eine Kreisfläche mit einem Radius von 80 cm. Die Position des *SpaCal* geht aus Abbildung 2.6 hervor.
Das *SpaCal* wird vor allem für den Nachweis von gestreuten Elektronen für niedrige Impulsüberträge Q^2 zwischen 1 und 100 GeV^2 eingesetzt. Es ist somit zentral für die Bestimmung des inklusiven tiefunelastischen Datensatzes, der in dieser Analyse verwendet wird. Die mit dem *SpaCal* erreichte Energieauflösung beträgt im elektromagnetischen Teil $\sigma_E/E = 7\ \%/\sqrt{E} \oplus 1\ \%$ [76]; im hadronischen Teil werden $\sigma_E/E = 29\ \%/\sqrt{E}$ erzielt [77].

2.2.4 Das Luminositätssystem

Die von HERA erzeugte Luminosität wird mithilfe des Bethe-Heitler-Prozesses (oder Bremsstrahlungsprozesses) bestimmt: ep $\rightarrow$ epγ [78]. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist in der Quantenelektrodynamik sehr genau zu berechnen und nicht abhängig von der inneren Struktur des Protons. Realisiert ist die Messung durch zwei kleine Kalorimeter, die in Koinzidenz das abgelenkte Elektron und das abgestrahlte Photon nachweisen ('electron tagger' bzw. 'photon detector'). Diese Kalorimeter bestehen aus Szintillationskristallen und sind in großem Abstand vom Wechselwirkungspunkt nahe dem Strahlrohr angebracht, der 'electron tagger' bei z = -33 m, der 'photon detector' bei z = -103 m (Abbildung 2.7). Die Unsicherheit in der Bestimmung der Luminosität - ca. 1.5 % [79] - rührt hauptsächlich von der Ungenauigkeit in der Kalibration des 'photon detector' her.

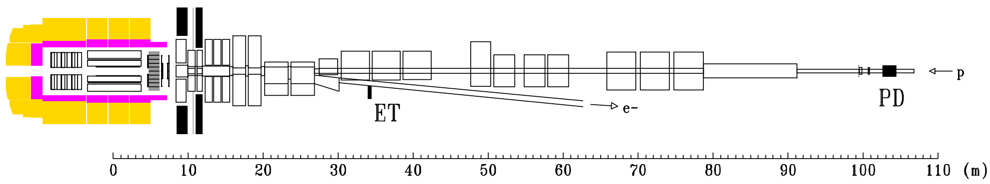


Abbildung 2.7: Das H1-Luminositätssystem, bestehend aus 'electron tagger' (ET) und 'photon detector' (PD).

Kapitel 3

Das Triggersystem von H1

3.1 Motivation

Aufgabe des Triggers ist es, die jeweils interessanten ep-Kollisionen zu selektieren und Untergrundereignisse oder physikalische Ereignisse einer nicht interessierenden Signatur zu verwerfen. Vor allem die Rate der Untergrundereignisse stellt bei HERA ein Problem für die Datennahme dar, da sie mit ca. $\mathcal{O}(100$ kHz$)$ die Rate der physikalisch interessanten ep-Kollisionen um mehrere Größenordnungen übertrifft.

Zudem ist die Schreibgeschwindigkeit auf die Magnetspeicherbänder auf ca. 1.2 MByte/s begrenzt. Das Volumen der gesamten Detektorinformation beträgt ca. 3 MByte, kann aber durch einen Verzicht auf die Auslese leerer Kanäle (Nullunterdrückung, 'zero suppression') auf ca. 100 kByte reduziert werden. Somit kann eine maximale Ereignisrate von etwa 10 Hz aufgezeichnet werden - bei einer Rate der Bündeldurchdringungen in HERA von 10.4 MHz. Dieser Unterschied von sechs Größenordnungen erfordert ein mehrstufiges System der Verwerfung unerwünschter Ereignisse.

Im Folgenden werden die verschiedenen Quellen für Untergrundereignisse und der Aufbau des Triggers [61][80] erläutert. Am Ende des Kapitels werden die Triggerbedingungen, die dieser Analyse zugrunde liegen, vorgestellt.

3.2 Untergrundereignisse

Die Hauptursache von Untergrundereignissen sind Kollisionen von Protonen des Strahls mit Restgasatomen oder der Wand des Strahlrohrs. Andere Quellen stellen ein deutlich geringeres Problem für den Trigger dar. Die Verwerfung des Untergrunds erfolgt für die größten Untergrundquellen im Wesentlichen über die Forderung nach einem wohldefinierten Ereignisvertex und über den Nachweis von Aktivität im Detektor in einem mit der Bündelkollision in HERA korrelierten Zeitfenster.

Strahl-Gas-Reaktionen

Die größte Quelle von Untergrundereignissen sind Kollisionen von Strahlprotonen mit den Atomen des Restgases im Strahlrohr (Restgasdruck ca. 10^{-9} mbar). Die Schwerpunktsenergie einer pp-Kollision mit $E_p = 820$ GeV und einem ruhenden p-Target ist 39 GeV. Aus Experimenten am ISR[1] des europäischen Teilchenforschungslabors CERN[2] in Genf bei vergleichbaren Energien ist bekannt, dass der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ca. 40 mb beträgt. Berücksichtigt man, dass im Detektor noch pp-Reaktionen nachgewiesen werden, deren Vertex bis zu 100 m im Rückwärtsbereich liegt, so lässt sich abschätzen, dass die Rate dieser Ereignisse in der Größenordnung der gesamten Untergrundrate liegen muss [81]. Diese Form des Untergrunds erzeugt allerdings nur selten Vertizes in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunkts und tritt darüber hinaus oft außerhalb des mit physikalischen Ereignissen korrelierten Zeitfensters auf. Somit kann dieser Untergrund relativ leicht verworfen werden.

Strahl-Wand-Reaktionen

Aus der Bahn geratene Protonen können direkt mit Strahlrohrwänden oder mit den weit in das Strahlrohr ragenden Kollimatoren kollidieren. Solche Reaktionen sind allerdings von Sekundärwechselwirkungen der Strahl-Gas-Reaktionen nicht zu unterscheiden und können ebenfalls mithilfe von Vertex- und Zeitanforderungen weitgehend verworfen werden.

Synchrotronstrahlung

Durch die Adjustierung des Elektronenstrahls vor der Wechselwirkungszone wird Synchrotronstrahlung erzeugt, die allerdings durch Kollimatoren größtenteils unterdrückt werden kann. Synchrotronstrahlung erzeugt zwar Aktivität in den zentralen Spurkammern, führt jedoch kaum zu rekonstruierbaren Spuren und kann daher leicht zurückgewiesen werden.

Kosmische Strahlung

Kosmische Strahlung trifft den Detektor mit einer Rate von ca. 1 kHz. Verlangt man, dass der Vertex einer Reaktion in der Wechselwirkungszone zu liegen hat, reduziert sich diese Rate auf 0.1 Hz. Für den Trigger ist dieser Untergrund unkritisch.

[1] **I**ntersecting **S**torage **R**ing.

[2] European Laboratory for Particle Physics. Ursprung des Akronyms ist die frühere französische Bezeichnung **C**onseil **E**uropéen de la **R**echerche **N**ucléaire.

3.3 Die Triggerstufen

Für jede Bündeldurchdringung - also alle 96 ns - muss entschieden werden, ob interessante Physik vorliegt oder nicht. Allerdings nehmen schon manche Signallaufzeiten wie auch die Signalformung mancher Detektorkomponenten mehrere BC in Anspruch. So benötigt das LAr-Kalorimeter ca. 13 BC für die Integration seiner Signale; die Driftzeiten in den zentralen Driftkammern können bis zu 11 BC betragen. Daher werden die Triggerinformationen aller Detektorsysteme in einem Zwischenspeicher ('Pipeline') abgelegt und dann in der Reihenfolge ihres Eintreffens abgearbeitet. Die Tiefe des Speichers beträgt 24 BC, entsprechend 2.3 μs. In dieser Zeit können nur sehr einfache Entscheidungskriterien angewandt werden, die nicht ausreichen, um die geforderte Ratenreduktion herbeizuführen. Daher ist der Trigger in mehreren Stufen ('Level') organisiert, denen zunehmend mehr Zeit für ihre Entscheidung zur Verfügung steht. Die ersten drei Stufen des Systems laufen synchron zu der Uhr, die durch die Teilchenkollisionen in HERA gegeben ist; die vierte Stufe arbeitet vollkommen asynchron. Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über den Aufbau des Triggersystems.

3.3.1 Erste Triggerstufe - L1

Entsprechend der Tiefe der Pipeline von 24 BC muss der Trigger innerhalb von 2.3 μs eine Entscheidung treffen. Die erste Triggerstufe hat dabei die Aufgabe, Untergrund zurückzuweisen und eine erste Vorauswahl potenziell interessanter Ereignisse durchzuführen. Dazu stehen die Informationen von neun Teilsystemen in Form von so genannten 'Triggerelementen' ('TE', [82]) zur Verfügung, die einfache Eigenschaften der Ereignisse repräsentieren. Insgesamt gibt es 192 Triggerelemente, die von der zentralen Triggerlogik auf L1 ('*CTL1*', 'central trigger logic 1') mittels logischer Verknüpfung und Diskriminierung zu 128 'Subtriggern' kombiniert werden. Ein solcher Subtrigger stellt eine einfache Ereignisklassifizierung dar. Ist eine Subtrigger-Bedingung erfüllt, so wird die Pipeline mittels eines '*L1-Keep*'-Signals angehalten. Die Totzeit beginnt; um sie unter ca. 10 % zu halten und um die Ausgangsrate von L1 auf unter 1 kHz zu reduzieren, können Subtrigger deaktiviert oder durch Unterdrückungsfaktoren in der Rate reduziert werden (siehe Abschnitt 3.3.5). Die typische Ausgangsrate von L1 ist ca. 200 Hz.

3.3.2 Zweite Triggerstufe - L2

Auf der zweiten Triggerstufe stehen nicht nur die Triggerelemente der Subdetektoren zur Verfügung, sondern auch die Informationen, die zur Generierung dieser Triggerelemente führten. Daher können auf der zweiten Triggerstufe innerhalb der nach dem *L1-Keep* zur Verfügung stehenden 20 μs komplexere Entscheidungen getroffen werden, die auf der mehrdimensionalen Korrelation der Signale verschiedener Teilsysteme beruhen. Die Entscheidungen des L2 werden wiederum in Form von (L2-)Subtriggern

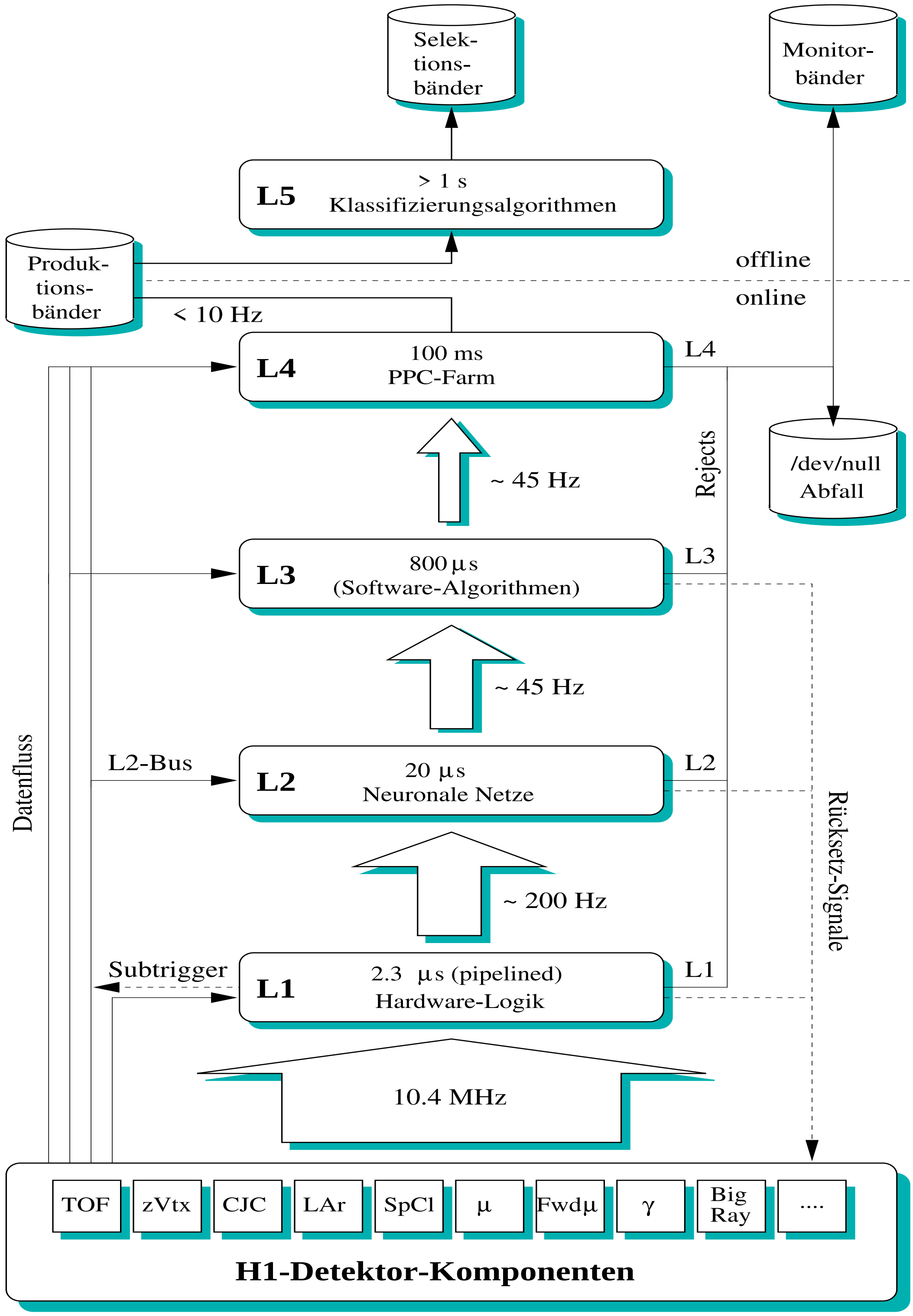


Abbildung 3.1: Die Triggerstufen des H1-Experiments und ihre Eingangsraten und Verarbeitungszeiten.

verschlüsselt. Dabei wird jedem L2-Subtrigger eine Liste von L1-Subtriggern zugeordnet, die von ihm validiert, d. h. bestätigt werden müssen. Die Entscheidung eines L2-Subtriggers ist also nur dann relevant, wenn wenigstens einer der ihm zugeordneten L1-Subtrigger aktiv ist. Akzeptiert L2 das vorliegende Ereignis ('*L2-Keep*'), beginnt die komplette Detektorauslese; andernfalls wird die Pipeline wieder in Gang gesetzt. Die Ausgangsrate von L2 liegt in der Größenordnung von 45 Hz.

L2 ist in Form von zwei verschiedenen Systemen realisiert: einem neuronalen Netzwerktrigger ('*L2NN*'), der eine hochdimensionale Mustererkennung durchführt [83], und einem topologischen Trigger ('*L2TT*'), der Entscheidungen anhand zweidimensionaler Korrelationen trifft [84].

3.3.3 Dritte Triggerstufe - L3

Nach einem *L2-Keep*-Signal beginnt die ca. 1.5 ms dauernde Detektorauslese, die komplett der Totzeit zuzurechnen ist. Zur weiteren Untergrundfilterung soll das L3-System dienen, das mithilfe von Mikroprozessoren innerhalb von 800 μs auf der Grundlage der gleichen Daten wie L2 eine Entscheidung treffen sollte. Würde L3 ein Ereignis verwerfen, würde die Auslese beendet. Bisher wird L3 nicht eingesetzt [85].

3.3.4 Vierte Triggerstufe - L4

Auf der vierten Triggerstufe stehen alle Detektorinformationen zur Verfügung; sie werden ereignisweise in einem Puffer abgelegt, der die Daten von bis zu 30 Ereignissen halten kann. Sobald ein neues Ereignis komplett in diesem Puffer vorliegt, wird es von L4, das als Farm von PowerPCs realisiert ist, abgeholt. Anschließend wird die L1-Pipeline wieder in Gang gesetzt. L4 führt nach einer teilweisen Rekonstruktion der Daten asynchron zur HERA-Uhr mehrere Arbeitsschritte aus:

- Es rechnet die Entscheidung des L1-Systems nach und verwirft fälschlich akzeptierte Ereignisse.
- Es akzeptiert die auf den vorhergehenden Triggerstufen gesammelten Monitorereignisse (als Untergrund klassifizierte Ereignisse, die gesammelt werden, um die Funktion der Triggerstufen zu überwachen und um zu erkennen, ob eigentlich erwünschte Ereignisse fälschlicherweise zurückgewiesen werden).
- Es implementiert eine Reihe von Unterfunktionen ('Findern'), die bestimmte Physikkanäle selektieren, die sonst der Q^2-abhängigen Selektion zum Opfer fallen würden (vor allem im Bereich der Physik schwerer Quarks).
- Es führt eine Ereignisklassifikation durch.

Insgesamt muss L4 eine Ratenreduktion von ungefähr 45 Hz auf ca. 10 Hz erreichen. Bleibt die Eingangsrate unter ca. 50 Hz, so arbeitet L4 totzeitfrei. Es sollte noch angemerkt werden, dass das L4-System in der Vergangenheit häufigen Veränderungen unterworfen war. So bestand es bis Ende des Jahres 1997 aus den zwei Systemen L4 und L5 (siehe Abbildung 3.1), die sich die verschiedenen Aufgaben teilten. So übernahm zum Beispiel L5 die Klassifizierung der Ereignisse.

3.3.5 Unterdrückungsfaktoren

Um die Anforderungen von hoher Ratenreduktion und niedriger Totzeit erfüllen zu können, wurden Unterdrückungsfaktoren ('Prescales') eingeführt, mit deren Hilfe die Raten einzelner Subtrigger reduziert werden können. Ein Subtrigger vor der Anwendung eines Unterdrückungsfaktors wird als 'roh' bezeichnet ('raw'); nach dem Prescale wird er 'tatsächlich' genannt ('actual').

Wird ein Subtrigger mit einem Prescale-Faktor n versehen, so bedeutet dies, dass nur jede n-te positive Subtriggerentscheidung tatsächlich akzeptiert wird. Dadurch reduziert sich die Rate um einen Faktor n; die vom entsprechenden Subtrigger registrierte Luminosität wird ebenfalls um einen Faktor n herabgesetzt.

3.4 Die verwendeten Triggerelemente und Subtrigger

Im Folgenden werden die in dieser Arbeit benutzten Triggerelemente und Subtrigger vorgestellt. Da keiner der eingesetzten Subtrigger einer Validierung durch L2 bedarf, beschränkt sich die Diskussion auf das L1-System. Die Effizienzen der Subtrigger und die ihretwegen nötigen Korrekturen werden in Abschnitt 5.2 vorgestellt.

Der z-Vertex-Trigger

Der z-Vertex-Trigger ('$zVtx$ trigger', [86]) verbindet aktive Pads aus 4 verschiedenen Lagen der Detektoren *CIP*, *COP* und *FPC* zu geradlinigen Strahlen ('Rays'). Abbildung 3.2 verdeutlicht diesen Vorgang. Für jeden Strahl wird sein Schnittpunkt mit der z-Achse in ein Histogramm mit 16 Intervallen eingetragen, das von z = -43.9 cm bis z = +43.9 cm reicht. Das Maximum dieses Histogramms liefert eine verlässliche Abschätzung des Ereignisvertex. Auf der Grundlage des $zVtx$-Histogramms werden mehrere Triggerelemente gebildet (hier werden nur die in dieser Analyse verwendeten erwähnt):

- $zVtx\_t0$: Dieses Triggerelement wird gesetzt, falls das $zVtx$-Histogramm wenigstens einen Eintrag hat. Es dient auch als Zeitsignal für das Auslösen des Triggers (wie im Falle der *FPC* das Triggerelement $FwdRay\_t0$).
- $zVtx\_sig$: Dieses Triggerelement ist aktiv, wenn das Maximum des Histogramms ein bestimmtes Signifikanzniveau überschreitet.

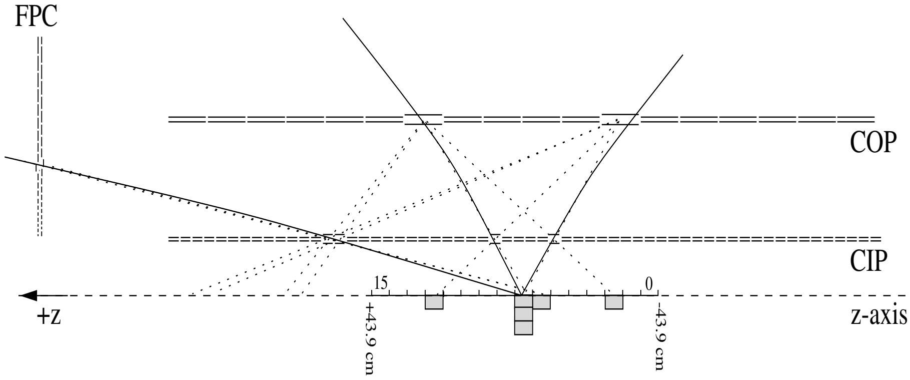


Abbildung 3.2: Entstehung des *zVtx*-Histogramms.

- *zVtx_mul*: Das Triggerelement stellt eine Verschlüsselung der Anzahl der Histogramm-Einträge dar. Das in dieser Analyse benutzte *zVtx_mul* < 7 bedeutet, dass das Histogramm nicht mehr als 200 Einträge haben darf.

Der *DCRPhi*-Trigger

Der *DCRPhi*-Trigger [87] findet mit 10 (von 56) Lagen der *CJC1* und *CJC2* Spuren in der $r\phi$-Ebene, indem er 10^4 vordefinierte Masken auf die digitalisierten Signale dieser Lagen anwendet. Die Masken können zwischen Spuren mit hohem ($p_T > 800$ MeV) und niedrigem ($400 < p_T < 800$ MeV) Transversalimpuls p_T unterscheiden. Außerdem können sie für Spuren mit niedrigem Transversalimpuls auch zwischen positiver und negativer Krümmung der Spur unterscheiden und erlauben somit Rückschlüsse auf die Ladung des betroffenen Teilchens. Aus der Anzahl jeweils passender Masken werden die *DCRPhi*-Triggerelemente gebildet, von denen nur eines in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde:

- *DCRPhi_THig*: Dieses Triggerelement feuert, wenn wenigstens eine Maske für ein Teilchen mit hohem Transversalimpuls passt.

Die SpaCal-Triggerelemente

Die in dieser Arbeit verwendeten Triggerelemente des *SpaCal* beruhen auf dem Nachweis eines Elektronkandidaten in den elektromagnetischen Zellen des *SpaCal* ('IET', 'inclusive electron trigger'). Die Kandidatensuche erfolgt über die Bildung von Ansammlungen benachbarter elektromagnetischer Zellen mit Energiedepositionen über einer bestimmten Schwelle. Verwendet wurden die folgenden Triggerelemente:

- *SPCLe_IET* > 1: Die Energieschwelle für den Elektronkandidaten beträgt in diesem Fall 2 GeV. Wegen des 'hot spot' (siehe Abschnitt 5.6) ist hier die innere Region des *SpaCal* ausgeschlossen.

- $SPCLe\_IET > 2$: Hier wird eine Energieschwelle von 6 GeV angelegt. Außerdem ist ebenfalls die innere Region ausgeschlossen.
- $SPCLe\_IET\_Cen\_2$: Dieselbe Information wie $SPCLe\_IET > 1$, nur dass hier die innere Region zugelassen ist[3].
- $SPCLe\_IET\_Cen\_3$: Dieselbe Information wie $SPCLe\_IET > 2$, allerdings ebenfalls unter Einbezug der inneren Region.

Die Schwellen von 6 GeV wurden während der *minimum-bias*-Datennahme[4] (ab Run 200445; zur Definition des Run-Begriffes siehe Abschnitt 5.1) auf 5 GeV abgesenkt.

Veto- und andere Triggerelemente

Verschiedene andere Triggerelemente dienen zur Verwerfung von Untergrund, der Ereignisse im falschen Zeitfenster hervorruft. So dürfen die Elemente $VETO\_Inner\_BG$ und $VETO\_Outer\_BG$ nicht gesetzt sein, die mithilfe zweier Szintillatorwände im Rückwärtsbereich des Experiments ('veto walls') strahlinduzierten Untergrund von tatsächlichen Ereignissen unterscheiden können. Die Elemente $FToF\_IA$ und $FToF\_BG$ (bzw. $PToF\_IA$ und $PToF\_BG$) zeigen an, ob einer der beiden in der Vorwärtsrichtung liegenden Flugzeitmessdetektoren ('*TOF*', 'time of flight'-Detektoren) Teilchen in dem mit der Bündeldurchdringung korrelierten Zeitfenster (Suffix '$\_IA$') oder aber außerhalb dieses Zeitfensters (Suffix '$\_BG$') feststellen konnte. Da letzteres unerwünscht ist, ergibt sich eine Bedingung an das Triggersignal, die bei fast allen Subtriggern verlangt wird:

- Veto-Bedingung: $\left(FToF\_IA \,||\, !FToF\_BG\right)$ && $\left(PToF\_IA \,||\, !PToF\_BG\right)$.

Auch eine ähnliche Bedingung des rückwärtigen ToF-Systems wird verwendet. Das *SpaCal* liefert Veto-Signale, die Namen wie $SPCLh\_AToF\_E\_1$ (verbietet hadronische *SpaCal*-Energie außerhalb des richtigen Zeitfensters) oder $SPCLh\_ToF\_E\_2$ (verbietet hadronische *SpaCal*-Energie über einer bestimmten Schwelle innerhalb des richtigen Zeitfensters) tragen.

Der Subtrigger S0

Der Subtrigger S0 wurde in dieser Arbeit vor allem als Monitortrigger für die auf den Spurkammern basierenden Triggerelemente verwendet (Abschnitt 5.2). Außerdem diente er in der kurzen Phase der *minimum-bias*-Datennahme als ausschließlicher Trigger für alle Ereignisse. Der S0 triggert auf Elektronen im *SpaCal*. Seine Triggerbedingung lautet im Wesentlichen:

[3] Da im Rahmen der Datenselektion in Abschnitt 5.6 die innere Region des *SpaCal* ausgeschlossen wird, besteht für die vorliegende Analyse faktisch kein Unterschied zwischen den Triggerelementen mit bzw. ohne die innere *SpaCal*-Region.

[4] Datennahme mit Triggern, die möglichst geringe Anforderungen an ein Ereignis stellen.

$$S0 = SPCLe\_IET > 2.$$

Daneben werden noch einige einfache Veto-Anforderungen gestellt, die weiter oben beschrieben wurden.

Der Subtrigger S1

Der Subtrigger S1 ist zusammen mit dem S2 der Haupttrigger der vorliegenden Arbeit. Er verlangt wie der S0 ein Elektron im *SpaCal* oberhalb einer gewissen Energieschwelle, fordert daneben aber auch ein Mindestmaß an Aktivität in den zentralen Spurkammern:

$$S1 = SPCLe\_IET > 2 \ \&\& \ zVtx\_mul < 7 \ \&\& \ \Big(zVtx\_t0 \ || \ FwdRay\_t0\Big).$$

Außerdem werden, wie schon für den S0, einfache Anforderungen an das Zeitfenster des Ereignisses gestellt.

Der Subtrigger S2

Um eine Ineffizienz des S1 für Jet-Ereignisse mit hohen Transversalimpulsen auszugleichen, wurde der S2 in die Analyse einbezogen. Dieser Subtrigger verlangt mit dem Triggerelement *DCRPhi_THig* explizit mindestens eine Spur mit hohem Transversalimpuls. Die genaue Bedingung des S2 lautet (wiederum bis auf Zeitanforderungen und Vetos):

$$S2 = DCRPhi\_THig \ \&\& \ zVtx\_sig \ \&\& \ \Big(SPCLe\_IET > 1 \ || \ SPCLe\_IET\_Cen\_2\Big).$$

Der Subtrigger S61

Gegen Ende der Datennahme im Jahr 1997 (ab Run 193433) wurde die Konfiguration des Subtriggers S2 deutlich verändert. So wurden u. a. weitere *DCRPhi*-Triggerelemente verlangt. Als Ersatz des dadurch für diese Analyse unbrauchbar gewordenen Subtriggers S2 wurde der Subtrigger S61 benutzt, der bis auf die Höhe der Energieschwellen im *SpaCal* mit dem alten S2 identisch ist:

$$S61 = DCRPhi\_THig \ \&\& \ zVtx\_sig \ \&\& \ \Big(SPCLe\_IET > 2 \ || \ SPCLe\_IET\_Cen\_3\Big).$$

Die Ereignisklassifikation

Um einen schnellen Zugriff auf die aufgezeichneten Daten zu haben, werden alle Ereignisse vor dem Abspeichern in grobe Ereignisklassen eingeteilt. Bis einschließlich 1997 fand diese Klassifizierung auf der Triggerstufe L5 statt. Danach wurde die Aufgabe von L5 auf L4 verlagert (Abschnitt 3.3.4). In dieser Analyse wurde die Ereignisklasse 27 gefordert, die im Wesentlichen einen Jet im zentralen oder Vorwärtsbereich des Detektors oder eine rekonstruierte Spur in Verbindung mit einem LAr-Cluster verlangt.

Kapitel 4

QCD-Rechnungen und Modelle

Für das Verständnis der Prozesse, die den tiefunelastischen Ereignissen zugrunde liegen, ist der Vergleich von gemessenen Verteilungen mit den Ergebnissen von QCD-Rechnungen und phänomenologischen Modellen unerlässlich. Letztere sind in auf Monte-Carlo-Methoden basierenden Programmen, so genannten Ereignis-Generatoren, implementiert und werden daher oft auch MC-Modelle genannt ('MC' = Monte-Carlo). In der vorliegenden Arbeit wurden eine Vielzahl solcher Generatoren und zwei verschiedene Programme für die Berechnung von Jet-Wirkungsquerschnitten in tiefunelastischer ep-Streuung verwendet. Diese verschiedenen Programme werden im Folgenden kurz erläutert.

4.1 QCD-Rechnungen

Die Überprüfung der QCD erfolgt im Vergleich von Rechnungen in höheren Ordnungen der Störungstheorie mit präzisen Daten. Dabei wird die Faktorisierung der Rechnung in den perturbativ berechenbaren Anteil des harten Streuprozesses und in die störungstheoretisch nicht behandelbaren Partonverteilungen ('parton distribution functions', 'PDF') ausgenutzt. Die PDFs sind universell und müssen nicht für jede Observable neu bestimmt werden (siehe Abschnitt 1.4.4).

Die Berechnung eines Prozesses der tiefunelastischen Streuung in niedrigster Ordnung der QCD-Störungsreihe liefert nur eine Abschätzung der Größenordnung und charakterisiert die betreffende Observable grob. Für eine genauere Vorhersage ist zumindest die nächsthöhere Ordnung notwendig. Die Berechnung dieser nächsten Ordnung stößt jedoch auf ein grundsätzliches Problem, das in der rechnerischen Bewältigung der in den Abschnitten 1.4 und 1.5 besprochenen Divergenzen der einzelnen Beiträge zum Jet-Wirkungsquerschnitt besteht. Dieses Problem kann allerdings mit den schon erwähnten Methoden, der Subtraktions-Methode und der 'Phase-Space-Slicing'-Methode, gelöst werden.

Derzeit gibt es mehrere Programme, die Jet-Wirkungsquerschnitte bis zu einer Ordnung der Korrekturen von $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ für beliebige Schnitte und Jet-Definitionen berechnen können: `DISENT` [88], `JetViP` [89], `MEPJET` [90] und `DISASTER++` [91]. Ein Vergleich der verschiedenen Programme [92] ergab eine gute Übereinstimmung der Vorhersagen von `DISENT` und `DISASTER++` und leichte bzw. grobe Abweichungen von diesen beiden Programmen für `JetViP` bzw. `MEPJET`. Allerdings kann die Abweichung von `JetViP` anscheinend durch die Wahl extremer Werte des Parameters y_{cut} und durch eine zu geringe Statistik erklärt werden [93].

In dieser Arbeit wurden Wirkungsquerschnitte mit `DISENT` und `JetViP` berechnet. In beiden Fällen wurden für die Beschreibung des Protons für Berechnungen der NLO CTEQ4M-Partonverteilungen benutzt [94, 95], für LO-Rechnungen hingegen CTEQ4L. Für das virtuelle Photon kamen die Verteilungen nach Schuler und Sjöstrand (SaS-G, [24][94]) zum Einsatz.

4.1.1 Das DISENT-Programm

Das `Fortran`-Programm `DISENT` [88] berechnet kollinear- und infrarotsichere Variablen für Ereignisse bis zu einer Ordnung der jeweiligen Korrekturen von $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$. Dabei benutzt es die Subtraktions-Methode zur Bewältigung der auftretenden Divergenzen in einer Erweiterung von Catani und Seymour, dem so genannten 'Dipol-Formalismus' [96]. Das Programm erlaubt, die Renormierungsskala auf eine Linearkombination von Photonvirtualität Q^2 und dem Quadrat der transversalen Jet-Energie E_T^2 einzustellen: $\mu_R^2 = a \cdot Q^2 + b \cdot E_T^2 + c$, wobei a, b und c vom Benutzer wählbare Parameter sind. E_T^2 bezieht sich in der verwendeten Implementierung von `DISENT` auf die transversale Energie des einen Jets im Falle von Ein-Jet-Ereignissen; im Falle von zwei oder mehr Jets ist es die gemittelte transversale Energie. Eine Variation der im Programm benutzten Renormierungsskala erlaubt eine Abschätzung der Verlässlichkeit der Vorhersagen von `DISENT` und wird in Abschnitt 8.2 besprochen. Auch die Faktorisierungsskala μ_F kann variiert werden: $\mu_F^2 = a \cdot Q^2 + b$, mit Parametern a und b. In dieser Arbeit wurde stets $\mu_F^2 = Q^2$ verwendet. Außerdem können zwei verschiedene Faktorisierungsschemata verwendet werden, das $\overline{MS}$-Schema und das DIS-Schema.

4.1.2 JetViP und die Beiträge der Photon-Struktur

`JetViP`, das ebenfalls als `Fortran`-Programm implementiert ist, hat gegenüber `DISENT` die erweiterte Fähigkeit, auch Prozesse mit aufgelöster hadronischer Struktur des Photons (siehe Abschnitt 1.4.2) zu berechnen [89]. Das Programm beruht auf der 'Phase-Space-Slicing'-Methode. Die Renormierungs- und Faktorisierungsskala sind stets auf den gleichen Wert gesetzt, der wieder eine Linearkombination von Q^2, E_T^2 und konstanten Termen sein kann. E_T ist in diesem Fall die Transversalenergie der am Prozess beteiligten Partonen und nicht der aus ihnen resultierenden Jets. Meist wurde $\mu_R^2 = \mu_F^2 = Q^2 + E_T^2$ gewählt, da damit sichergestellt ist, dass der Streuprozess bei einer härteren Skala als der Photonvirtualität abläuft. Dies ist eine Bedingung dafür, dass die hadronische Substruktur des Photons aufgelöst werden kann.

In der Jet-Physik wurde das Konzept einer hadronischen Substruktur des Photons zuerst für reelle Photonen entwickelt. In diesem Falle werden alle in den harten Streuprozess einlaufenden Partonen, mögen sie aus dem Photon oder dem Proton stammen, als masselos betrachtet. Für das aus dem Photon kommende Parton lässt sich eine Variable x_γ definieren, die den Anteil des Partons am Photonimpuls angibt: $p = x_\gamma q$, wobei p und q hier die Viererverktoren des Partons bzw. des Photons sind.

Im Falle von virtuellen Photonen werden zunächst weiterhin alle Partonen als masselos angenommen, auch die aus dem Photon stammenden. Die Definition $p = x_\gamma q$ führt jedoch bei zu großen Q^2 zu Problemen, da das aus dem Photon stammende Parton nun eigentlich eine Masse erhält ($p^2 = -x_\gamma^2 Q^2 \neq 0$), bisher aber nur Matrixelemente für masselose Partonen verfügbar sind. Wird also das Parton aus dem Photon als massiv betrachtet, führt dies zu Inkonsistenzen, die sich in einer Abhängigkeit der Ergebnisse vom 'Phase-Space-Slicing'-Parameter y_{cut} äußern. Ein Ausweg aus dieser Problematik ist, die Masse des Partons wieder explizit auf Null zu setzen. In diesem Falle wird aber die Energie- und Impulserhaltung am Photonvertex verletzt, was zu einer falschen Kinematik und ebenfalls zu inkorrekten Ergebnissen führt.

Im Rahmen dieser Analyse wurden nur Photonvirtualitäten $Q^2 > 5$ GeV^2 verwendet. Daher ist die vorliegende Arbeit gut geeignet zu untersuchen, ob `JetViP` für diesen Bereich noch zu verlässlichen Vorhersagen führt. Sollte dies der Fall sein, kann das Programm verwendet werden, um der Frage auf den Grund zu gehen, ob im betrachteten kinematischen Bereich die Beiträge der hadronischen Photonstruktur überhaupt für eine Beschreibung von Jet-Wirkungsquerschnitten nötig sind. Abschnitt 8.3 und [97, 98] gehen näher auf diese Problematik ein.

4.2 QCD-Modelle für Jet-Erzeugung bei HERA

MC-Modelle haben gegenüber analytischen Rechnungen den Vorteil, dass sie den detaillierten Endzustand eines Prozesses zur Verfügung stellen und nicht nur die Partonen, die aus dem harten Streuprozess stammen. Allerdings verwenden sie zur Abschätzung der Eigenschaften des Endzustandes Näherungen und starke Modellannahmen. So werden zum Beispiel nur Matrixelemente bis zu einer Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ verwendet - höhere Ordnungen werden zum Beispiel durch Partonschauer im Anfangs- und Endzustand simuliert.
Die Erzeugung eines Ereignisses gliedert sich in mehrere Schritte: Zuerst werden die kinematischen Variablen und der grundlegende Streuprozess generiert. Anschließend werden durch verschiedene Mechanismen (Partonschauer, Dipolformalismus) so lange weitere Partonen erzeugt, bis die Phase der Hadronisierung erreicht ist. Diese bildet den dritten und abschließenden Schritt (siehe auch Abbildung 4.1).

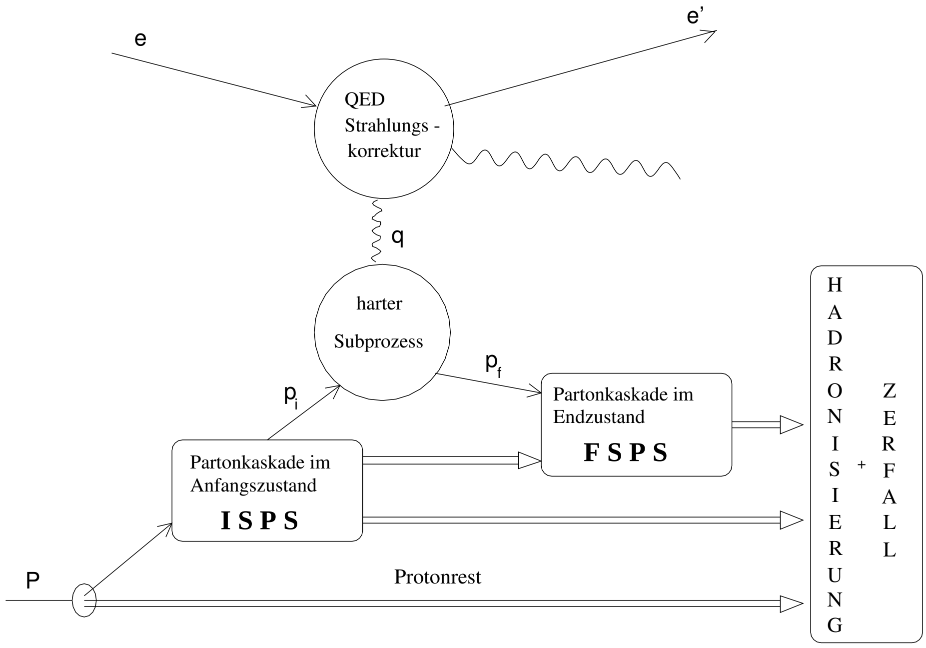


Abbildung 4.1: Übersicht über die verschiedenen Schritte der Erzeugung eines Ereignisses in MC-Generatoren.

Mehrere MC-Programme wurden in dieser Arbeit verwendet: Mithilfe von `LEPTO` und `ARIADNE` wurden die Vorhersagen der QCD-Rechnungen auf Hadronisierungseffekte korrigiert; `RAPGAP` und `DJANGO/CDM` dienten zur Abschätzung von Detektor- und QED-Strahlungseffekten und zur Ableitung systematischer Unsicherheiten. Die Programme werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Anhang A zeigt darüber hinaus einen Vergleich von einigen unkorrigierten Datenverteilungen mit den Vorhersagen der MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM` (zum Konzept der Korrektur der Daten siehe Abschnitt 6.5).

4.2.1 LEPTO und RAPGAP

Die Ereignis-Generatoren `RAPGAP` [99] und `LEPTO` [100] dienen der vollständigen Simulation von Ereignissen der tiefunelastischen Streuung bei HERA.

In `LEPTO` wird, nachdem das Programm über die Integration von F_2 und F_L den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für den angegebenen kinematischen Bereich berechnet hat, zufällig ein Punkt des zugänglichen Phasenraums mit der Wahrscheinlichkeit $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}/\sigma_{tot}$ ausgewählt ($\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}$ ist der in Q^2 und x_{Bj} differentielle inklusive Wirkungsquerschnitt, siehe Gleichung 1.13). Anschließend wird bestimmt, welcher Prozess (Quark-Parton, QCD-Compton, Boson-Gluon-Fusion) simuliert werden soll, und das Matrixelement für diesen Prozess berechnet. Danach werden die entsprechenden Partonen erzeugt. Höhere Ordnungen und Korrekturen zu den berechneten Termen werden im Anschluss näherungsweise durch die Emission von Partonen (Partonschauer) im Anfangs- und Endzustand einbezogen ('Initial State Parton Shower', ISPS, und 'Final State Parton Shower', FSPS). Diese Partonschauer basieren auf den Altarelli-Parisi-Entwicklungsgleichungen und werden in der so genannten 'leading log approximation' (LLA) berechnet, in der Terme $\sim (\alpha_S \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$ aufsummiert werden [101].

`RAPGAP` funktioniert nach ähnlichen Prinzipien wie `LEPTO`, verwendet allerdings das Programm `HERACLES` [102] für die Generierung des Lepton-Vertex, welches in `LEPTO` nur als Option im Zusammenhang mit `DJANGO` gegeben ist (siehe Abschnitt 4.2.2). `HERACLES` implementiert das volle elektroschwache Matrixelement, kann also auch QED-Korrekturen zum leptonischen Vertex[1] simulieren, wie sie Abbildung 4.2 zeigt. Die mit `RAPGAP` erzeugten E_T-Spektren der Jets stimmen bis auf niedrige Werte von E_T, wo sie deutlich zu tief liegen, gut mit den gemessenen Daten überein (siehe Anhang A).

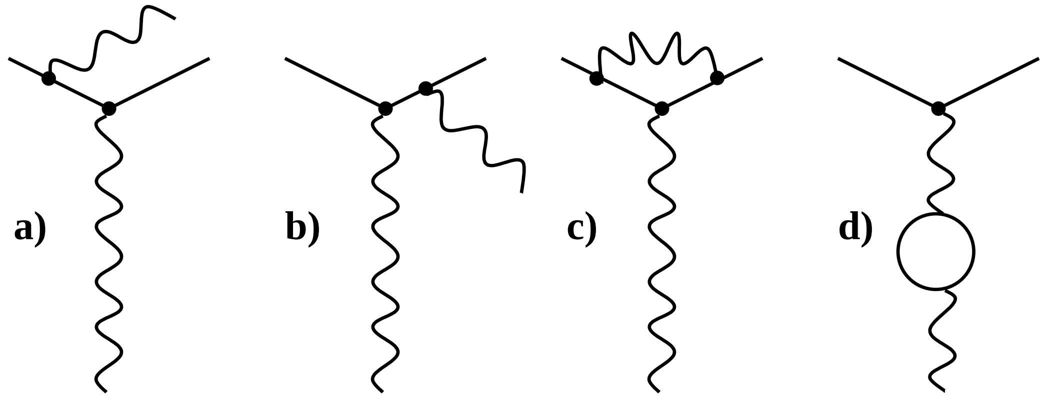


Abbildung 4.2: Diagramme zu verschiedenen Beiträgen der QED-Korrekturen zum leptonischen Vertex: a) und b) zeigen die Emission reeller Photonen, c) und d) stellen virtuelle Korrekturen zum Vertex dar.

Die erzeugten Partonen werden am Ende dem Programm `JETSET` (siehe Abschnitt 4.2.4) übergeben, das die Hadronisierung vollzieht. Aufgrund der Aufspaltung der Simulation in einen Teil, der im Wesentlichen das Matrixelement (ME) umfasst, und einen, der die Partonschauer (PS) erzeugt, werden die Programme `RAPGAP` und `LEPTO` auch als 'ME+PS'-Modelle bezeichnet.

[1]Diese Strahlungskorrekturen sind speziell für hochenergetische Photon-Emissionen von Bedeutung, da sie die Bestimmung der kinematischen Variablen beeinflussen (siehe Abschnitt 5.3).

4.2.2 ARIADNE, DJANGO und das Farbdipol-Modell

`ARIADNE` [103] erzeugt nur das QCDC-Matrixelement und die Partonkaskade eines Ereignisses und muss daher mit anderen MC-Programmen kombiniert werden, um als vollständiger Ereignis-Generator wirken zu können. Wie bei allen anderen hier benutzten Programmen wird `JETSET` für die Hadronisierung verwendet.

Die Erzeugung von Partonen in `ARIADNE` basiert auf dem Farbdipol-Modell [104], das für die Beschreibung hadronischer Endzustände in der e^+e^--Annihilation entwickelt wurde. Gemäß diesem Modell werden Gluonen aus dem Dipolfeld zwischen farbgeladenen Partonen (z. B. dem gestreuten Quark und dem Protonrest) abgestrahlt. Die emittierten Gluonen bauen wiederum mit den ursprünglichen Partonen neue Dipole auf, die erneut Gluonen abstrahlen, und so weiter. Abbildung 4.3 verdeutlicht diesen Prozess.
Eine der im Farbdipol-Modell verwendeten Farbladungen, nämlich der Protonrest, ist nicht punktförmig, sondern hat eine endliche Ausdehnung. Dadurch wird die Emission von Partonen mit kurzen Wellenlängen, also hohen Transversalimpulsen, unterdrückt. In der Berechnung der Prozesse ist das Maß dieser Unterdrückung durch einen freien Parameter einstellbar.

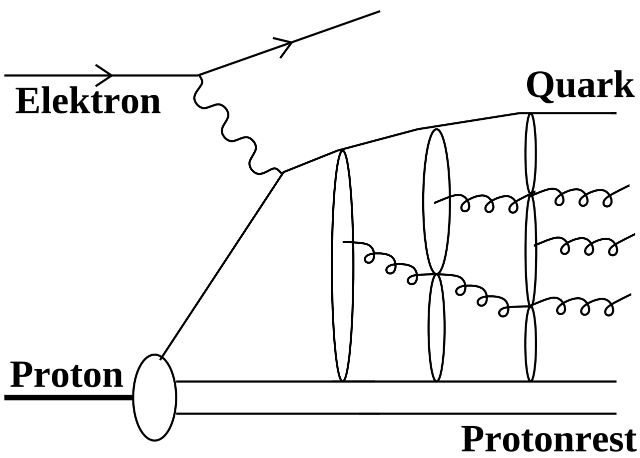


Abbildung 4.3: Veranschaulichung des Farbdipol-Modells, bei dem aus den Farbdipolen zwischen farbigen Objekten neue Partonen abgestrahlt werden. Siehe auch Erläuterungen im Text.

In Rahmen dieser Arbeit wurde `ARIADNE` entweder mit `LEPTO` oder mit dem Programm `DJANGO` [105] kombiniert, das wiederum eine Kombination aus `LEPTO` und `HERACLES` ist und daher QED-Strahlung simulieren kann. Im weiteren Verlauf der Arbeit bedeutet `ARIADNE` die zuerst genannte Kombination von `ARIADNE` mit `LEPTO`; wird hingegen `ARIADNE` mit `DJANGO` verwendet, so wird diese Kombination im Weiteren `DJANGO/CDM` oder auch nur `CDM` genannt.

Die Ereignis-Generatoren `DJANGO/CDM` und `ARIADNE` lassen dem Benutzer freie Hand bei der Wahl einiger Parameter. Für die Berechnungen von Prozessen mit `DJANGO/CDM` wurden die Standard-Parameter verwendet, die bekanntermaßen bei HERA zu einem zu harten Spektrum der transversalen Energien von Teilchen und damit auch Jets führen, wie z. B. in Abbildung A.1 in Anhang A deutlich wird. Für `ARIADNE` hingegen wurden Parameter eingesetzt, die sich als günstig für die Beschreibung von Verteilungen in Zwei-Jet-Ereignissen erwiesen hatten [106].

4.2.3 PHOJET - Abschätzung des Untergrunds

`PHOJET` [107] wird dazu verwendet, den Untergrund aus Photoproduktionsereignissen abzuschätzen. Es simuliert alle Anteile, die zum totalen Wirkungsquerschnitt für $Q^2 \approx 0$ GeV^2 beitragen. Eine genaue Beschreibung findet sich in [22]. Wie schon im Falle aller anderen hier verwendeten Programme wurde die Hadronisierung mit `JETSET` durchgeführt.

4.2.4 JETSET und die Hadronisierung

Unter dem Begriff der Hadronisierung (oder auch Fragmentation) wird die Summe aller störungstheoretisch nicht berechenbaren Prozesse verstanden, die ausgehend von den im harten Streuprozess und durch Partonschauer erzeugten Partonen zur Bildung von Hadronen führen. Der Übergang von Partonen zu Hadronen findet bei einer niedrigen Energieskala statt, bei der die Virtualität der Partonen klein geworden ist ($m^2 \approx 1$ GeV^2). Da die Hadronisierung bis jetzt nicht aus fundamentalen Prinzipien berechnet werden kann, werden zu ihrem Verständnis und zu ihrer Implementation phänomenologische Modelle verwendet. Diesen Modellen ist gemein, dass sie die Umwandlung aller Quarks und Gluonen in farbneutrale Hadronen erzwingen müssen.

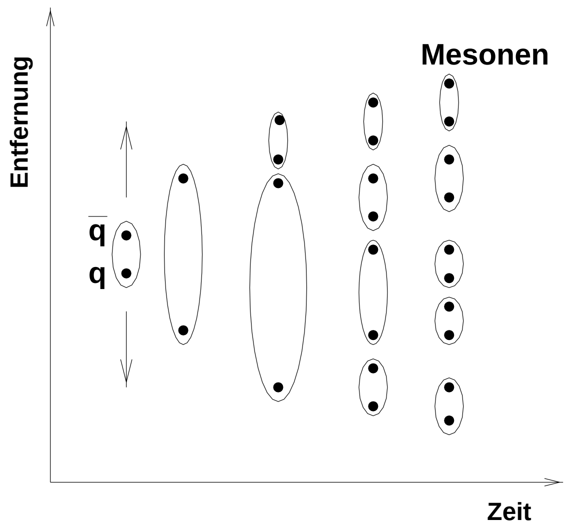


Abbildung 4.4: Das Lund-String-Modell. Schematisch dargestellt ist die Fragmentation eines anfänglichen $q\overline{q}$-Paars in immer mehr solche Paare im Verlauf der Zeit. Am Ende dieses Prozesses werden aus den Quarks farblose Hadronen gebildet.

Das in dieser Arbeit verwendete Programm zur Simulation der Hadronisierung, `JETSET` [108], baut auf dem Lund-String-Modell auf [109]. Gemäß diesem Modell sind zwei farbgeladene Quarks durch ein Farbfeld miteinander verbunden. Dieses Feld kann man sich als einen dünnen Schlauch oder 'String' vorstellen, dessen Energiedichte in der Größenordnung $\mathcal{O}(1\ \mathrm{GeV/fm})$ liegt und dessen transversale Ausdehnung ca. 1 fm beträgt. Beschrieben wird dieses Feld durch ein Coulomb-Potenzial, das für größere Abstände r linear zunimmt, $V(r) \propto a/r + br$. Wenn die im String gespeicherte Energie groß genug wird, kann er zerreißen und aus dem Vakuum ein neues $\mathrm{q\overline{q}}$-Paar erzeugen. Diese Quarks bilden die neuen Enden der Hälften des zerrissenen Strings, so dass zwei farblose Strings entstanden sind. Dieser Prozess wiederholt sich so lange, bis alle verfügbare Energie für die Erzeugung neuer $\mathrm{q\overline{q}}$-Paare verbraucht ist. Die resultierenden farblosen Strings bilden die Hadronen des Endzustandes. Abbildung 4.4 verdeutlicht den beschriebenen Vorgang schematisch.

Es gibt neben dem String-Modell noch andere Hadronisierungsmodelle, so etwa das Modell der unabhängigen Fragmentation [8] oder das der Cluster-Fragmentation [110] (siehe auch [60] für einen Überblick über die verschiedenen Modelle).

4.2.5 Die Detektorsimulation

Mithilfe des Programmpakets H1SIM kann die Wechselwirkung der in Ereignis-Generatoren erzeugten Teilchen mit verschiedenen Bestandteilen des H1-Detektors simuliert werden [111]. Dazu werden zunächst die detaillierten Reaktionen der Teilchen mit dem Material des in kleine Zellen unterteilten Detektors mithife von GEANT [112] simuliert (Geometriephase). In der nachfolgenden Signalphase werden die Signale der sensitiven Detektorregionen und die gesamte Ausleseelektronik simuliert. Das Rauschverhalten der Kalorimeter wird mithilfe von speziell aufgezeichneten Daten nachgebildet. Schließlich wird in der Triggerphase die durch die simulierten Signale hervorgerufene Triggerreaktion berechnet. Die so entstandenen Ereignisse liegen im selben Datenformat vor wie Realdaten und können daher mit der gleichen Analysesoftware studiert werden. MC-Ereignisse nach Durchlaufen der Detektorsimulation werden oft als 'Detektorniveau-MC' bezeichnet, im Gegensatz zum 'Hadronniveau-MC', das nur die aus der Hadronisierung resultierenden Hadronen in einem ebenfalls mit der Standardsoftware analysierbaren Format enthält.

Kapitel 5

Der inklusive DIS-Datensatz

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden in den Jahren 1996 und 1997 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 21.1 pb^{-1}. Die Analyse wurde im Bereich niedriger Q^2 zwischen 5 und 100 GeV^2 durchgeführt. Im Folgenden wird detailliert die Selektion der tiefunelastischen Ereignisse geschildert, die den so genannten inklusiven DIS-Datensatz bilden.

5.1 Auswahl von Datenbereichen (Run-Selektion)

Die Daten von H1 werden innerhalb bestimmter zeitlicher Intervalle, in denen die experimentellen Bedingungen annähernd gleich geblieben sind, zu so genannten 'Runs' zusammengefasst. Ein Run besteht aus Ereignissen, die während der Luminositätsphase innerhalb von maximal zwei Stunden mit konstanten Unterdrückungsfaktoren aufgezeichnet werden. Für jeden Run wird der Status jedes Detektorsystems in einer Datenbank abgespeichert, so dass Datenbereiche von der Analyse ausgeschlossen werden können, in denen es technische Probleme gab oder in denen die für die Analyse nötigen Teildetektoren nicht aktiv waren. Eine Liste der ausgeschlossenen Runs oder Run-Bereiche zusammen mit dem Grund des Ausschlusses findet sich in Anhang B. Zusätzlich wurden Runs mit sehr geringer Luminosität (weniger als 100 nb^{-1}) oder mit Prescales auf den geforderten Subtriggern von mehr als 10 ausgeschlossen - erstere, weil bei derartig kurzen Runs meist ein technisches Problem aufgetreten ist, und letztere, weil hohe Prescales auf hohe Untergrundraten hinweisen und sie die Anwendbarkeit der Formeln aus [113] für das logische 'ODER' zweier Subtrigger einschränken (siehe folgender Abschnitt 5.2).

5.2 Wahl der Trigger und Effizienzkorrektur

In der vorliegenden Analyse, bei der ein Elektron im *SpaCal* zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik verlangt wird, wurden vor allem die Subtrigger S1 und S2 verwendet, die beide Kombinationen aus Triggerelementen des *SpaCal* und der Spurdetektoren sind (siehe Abschnitt 3.4). Nur für eine kurze Dauer der Datennahme wurde der S2 durch den S61 ersetzt (Runs 193433 – 200445); gegen Ende des Jahres 1997 (ab Run 200445) wurde nur noch der Subtrigger S0 verwendet. Die Anforderung lautet also im Wesentlichen:

- Subtrigger-Bedingung: S1$\vee$S2.

Ein Subtrigger registriert nicht alle Ereignisse, die von ihm getriggert werden sollen; man spricht von einer von 1 verschiedenen Triggereffizienz, die zu einer Unterschätzung von Wirkungsquerschnitten führen würde. Um die aufgezeichneten Daten auf diesen Effekt zu korrigieren, werden die einzelnen Subtrigger in die sie konstituierenden Triggerelemente zerlegt und die Effizienzen dieser Triggerelemente anhand eines von ihnen unabhängigen ('orthogonalen') Monitortriggers überprüft. Dabei ist die Effizienz eines Triggerelements definiert als

$$\epsilon = \frac{N_{TE+MON}}{N_{MON}}. \tag{5.1}$$

N_{TE+MON} ist die Anzahl der Ereignisse, für die sowohl das betreffende Triggerelement als auch der Monitortrigger aktiv waren; N_{MON} bezeichnet die Anzahl der Ereignisse mit aktivem Monitortrigger. Die Effizienz wird als Funktion einer oder mehrerer Variablen bestimmt.

In dieser Arbeit wurde die Effizienz der durch ein logisches 'ODER' verknüpften Spurbedingungen der Subtrigger S1 und S2 mit dem Subtriggger S0 überprüft:

$$\Big[zVtx\_mul < 7 \;\&\&\; \Big(zVtx\_T0 \;||\; FwdRay\_T0\Big)\Big] \;||\; \Big[DCRPhi\_THig \;\&\&\; zVtx\_sig\Big].$$

Die Effizienz dieser kombinierten Spurbedingung wurde als Funktion der transversalen Energie und der Pseudorapidität (im Laborsystem) des härtesten Jets im Ereignis parametrisiert. Abbildung 5.1 zeigt diese parametrisierte Effizienz als Funktion der transversalen Energie in drei Bereichen der Pseudorapidität η_{lab} (-1 bis 0.5, 0.5 bis 1.5, 1.5 bis 2.8) und getrennt für die Jahre 1996 und 1997. Außerdem deuten zwei Linien den Verlauf der Effizienzkurven für die Spurelemente des S1 und des S2 separat an. Diese Linien sind Ergebnisse der Anpassung von Polynomen des zweiten Grades an die jeweiligen Effizienzen. Es ist zu sehen, dass der Subtrigger S2 im Bereich hoher Transversalenergien eine gegenüber dem S1 deutlich erhöhte Effizienz aufweist und so den Verlust von Ereignissen mit dieser Signatur verhindert (siehe Abschnitt 3.4).

Die Energieschwelle für die *SpaCal*-Triggerelemente ist im Subtrigger S2 mit 2 GeV deutlich niedriger als im S1, wo sie 6 GeV beträgt. Die Effizienz der *SpaCal*-Energiebedingungen der Subtrigger S1 und S2 wurde in einer früheren Arbeit [47] auf dem gleichen Datensatz anhand des am schwersten zu erfüllenden Triggerelements $SPCLe\_IET > 2$ zu 0.995 abgeschätzt. Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit

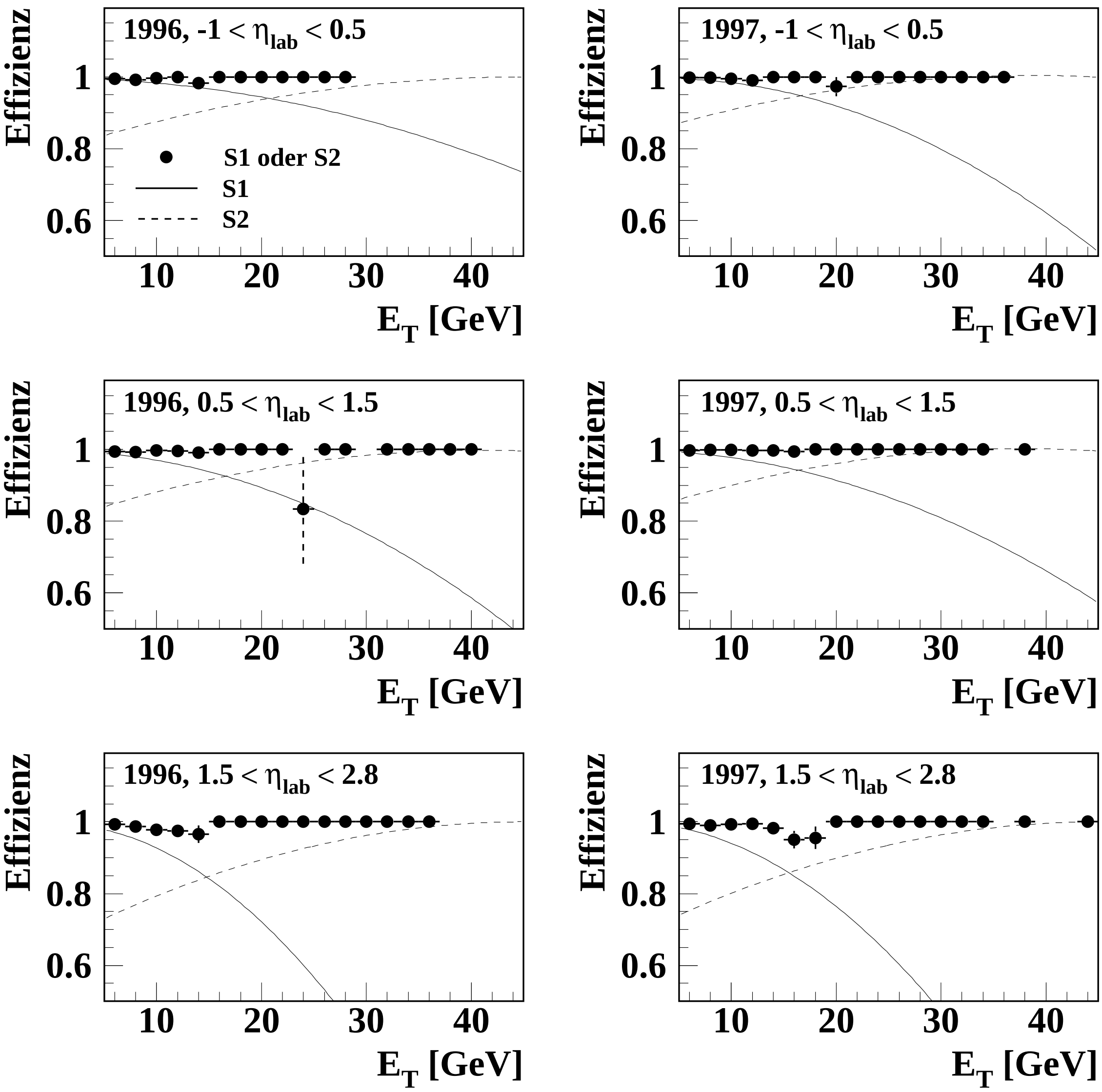


Abbildung 5.1: Die Effizienz der Spurelemente der logischen Verknüpfung S1∨S2. Angedeutet sind separat auch die Effizienzen der Subtrigger S1 und S2. Siehe auch den Text für Details.

führten zu dem gleichen Ergebnis. Die Effizienz des S0 wurde ebenfalls zu 0.995 angenommen.

Die durch ein logisches 'ODER' entstandene Triggerbedingung S1∨S2 erfordert eine korrekte Behandlung von Datenbereichen, in denen einer der Subtrigger oder beide mit einem Unterdrückungsfaktor versehen waren. Dazu wird mithilfe der Unterdrückungsfaktoren und der Information der zugrunde liegenden rohen Subtrigger die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass mindestens einer der beiden Subtrigger S1 oder S2 ausgelöst wurde. Die genaue Vorgehensweise ist in [113] beschrieben. Unter Berücksichtigung dieser Wahrscheinlichkeit kann schließlich jedes Ereignis auf seine Triggereffizienz korrigiert werden.

Die ebenfalls in den verwendeten Subtriggern vorkommenden Veto-Triggerelemente werden gemäß [114] als vollständig effektiv angenommen, so dass auf sie nicht korrigiert werden muss.

5.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Im Falle der tiefunelastischen ep-Streuung misst der H1-Detektor sowohl den Winkel θ_{el} und die Energie E'_{el} des gestreuten Elektrons als auch Positionen und Energien oder Impulse der Teilchen des hadronischen Endzustandes. Dabei ist die Kinematik überbestimmt - aus den vorliegenden Informationen können die kinematischen Variablen x_{Bj}, Q^2 und y auf verschiedene Arten bestimmt werden: entweder nur aus dem Winkel und der Energie des gestreuten Leptons, nur aus dem hadronischen Endzustand oder aus einer Mischung von Elektron- und hadronischer Information. Daher können die verschiedenen Methoden gegeneinander getestet und überprüft werden.

5.3.1 Die Elektron-Methode

In dieser Arbeit wurde zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen im Wesentlichen die Elektron-Methode verwendet [115]. Hierbei werden die kinematischen Variablen gemäß den folgenden Gleichungen bestimmt (der Index 'e' bei y_e und Q_e^2 steht für die Elektron-Methode):

$$y_e = 1 - \frac{E'_{el}}{E_{el}} \sin^2 \frac{\theta_{el}}{2}, \tag{5.2}$$

$$Q_e^2 = 4E'_{el}E_{el} \cos^2 \frac{\theta_{el}}{2} = \frac{E'_{el} \sin^2 \theta_{el}}{1 - y_e} = \frac{p_{Te}^2}{1 - y_e}. \tag{5.3}$$

Dabei ist E_{el} die Strahlenergie der Elektronen und p_{Te} der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons. Da die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ bekannt ist, kann aus y_e und Q_e^2 auch der Wert der Bjorken-Skalenvariablen x_{Bj} berechnet werden.

Die Elektron-Methode verfügt bei hohen Werten von y (wie sie in dieser Arbeit gefordert werden) über eine sehr gute Auflösung [116]. Für $y < 0.1$ ist sie hingegen ungeeignet, da die Auflösung mit $1/y$ abnimmt. Die Güte der Bestimmung von Q^2 hängt stark von der Genauigkeit der Kenntnis des Polarwinkels θ_{el} ab, der aber wie auch E'_{el} mithilfe des *SpaCal* hinreichend präzise gemessen wird. Die Bestimmung der kinematischen Variablen gemäß der Elektron-Methode leidet allerdings unter QED-Strahlung vom Elektron im Anfangszustand[1].

[1]QED-Strahlung aus dem Endzustand stellt ein geringeres Problem dar, weil das abgestrahlte Photon meist mit dem gestreuten Elektron zu einem Cluster zusammengefasst werden kann.

5.3.2 Die Elektron-Σ-Methode

Für die Überprüfung systematischer Effekte ist es wichtig, auch andere Rekonstruktionsmethoden als nur die Elektron-Methode zu verwenden. In dieser Arbeit wurde dazu die Elektron-Σ-Methode benutzt [117]. Diese Methode gleicht teilweise den erwähnten Nachteil der Elektron-Methode aus, deren Verlässlichkeit von QED-Strahlung im Anfangszustand beeinträchtigt wird. Die Elektron-Σ-Methode benutzt das Q^2 der Elektron-Methode, berechnet jedoch y teilweise aus hadronischen Variablen und kann somit die Effekte der Abstrahlung zum Teil kompensieren. Nach der Definition einer Variablen Σ aus den Energien E_h und den Impulsanteilen in z-Richtung p_{zh} aller Teilchen h des hadronischen Endzustandes (siehe Abschnitt 5.5),

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{zh}), \tag{5.4}$$

lässt sich y_Σ gemäß

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_{el}(1 - \cos\theta_{el})} \tag{5.5}$$

berechnen. Der Nenner des letzten Ausdrucks entspricht zweimal der wahren Energie des einfallenden Elektrons, nach der Abstrahlung von Anfangszustandsphotonen.

5.3.3 Andere Rekonstruktionsmethoden

Es gibt neben den beiden erwähnten noch einige andere Rekonstruktionsmethoden [115]. In dieser Arbeit wurde nur noch die Doppelwinkel-Methode ('double angle method', 'DA-Methode') verwendet, mit deren Hilfe die Messung der Elektronenergie E'_{el} überprüft werden kann (siehe Abschnitt 5.8.2). Bei dieser Methode wird zunächst ein Winkel γ definiert, der im Quark-Parton-Modell dem Polarwinkel des gestreuten Quarks entspricht:

$$\cos\gamma = \frac{p_{Th}^2 - (E_h - p_{zh})^2}{p_{Th}^2 + (E_h - p_{zh})^2}. \tag{5.6}$$

In dieser Definition ist p_{Th} die Summe der Transversalenergien der Teilchen des hadronischen Endzustandes; E_h und p_{zh} sind die Summen ihrer Energien und Impulskomponenten in z-Richtung. Mit dem Winkel γ und dem Polarwinkel θ_{el} des gestreuten Elektrons können die kinematischen Variablen gemäß

$$Q_{DA}^2 = 4E_{el}^2 \frac{\sin\gamma(1 + \cos\theta_{el})}{\sin\gamma + \sin\theta_{el} - \sin(\theta_{el} + \gamma)} \tag{5.7}$$

und

$$x_{DA} = \left(\frac{E_{el}}{E_p}\right) \frac{\sin\gamma + \sin\theta_{el} + \sin(\theta_{el} + \gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta_{el} - \sin(\theta_{el} + \gamma)} \tag{5.8}$$

berechnet werden. E_{el} und E_p sind die Strahlenergien der Elektronen und der Protonen. Die DA-Methode ist vor allem für kleine Werte von y der Elektron-Methode in Bezug auf die Auflösung überlegen und außerdem weitgehend unabhängig von einer unvollständigen Energiemessung. Allerdings ist sie sensitiv auf QED-Strahlung.

5.4 Kinematische Selektion

Die kinematische Selektion umfasst Schnitte auf die gemessenen bzw. mithilfe der Elektron-Methode bestimmten kinematischen Variablen Q^2, y und θ_{el}. Es wurden die folgenden Schnitte ausgeführt, deren Wirkung in der kinematischen HERA-Ebene (x_{Bj},Q^2) in Abbildung 5.2 verdeutlicht wird (die Dichte der Punkte gibt die relative Verteilung der Ereignisse im Phasenraum an):

- Photonvirtualität Q^2: $5 < Q^2 < 100$ GeV^2.
  Dieser Schnitt selektiert den tiefunelastischen Bereich niedriger Impulsüberträge.

- Inelastizität y: $0.2 < y < 0.6$.
  Der Schnitt auf die Inelastizität von 0.2 schließt kinematische Bereiche aus, in denen die Elektron-Methode eine schlechte Auflösung hat. Des Weiteren unterdrückt dieser Schnitt Ereignisse mit vorwärts gerichteter hadronischer Aktivität bei kleinen Transversalenergien. Der Schnitt von 0.6 ist in etwa gleich bedeutend mit einem Schnitt auf die Energie des gestreuten Elektrons $E'_{el} > 10$ GeV und garantiert eine gute Rekonstruktion des Elektrons und damit ein gutes Verständnis der Ereigniskinematik. Außerdem unterdrückt dieser Schnitt auch Photoproduktionsuntergrund.

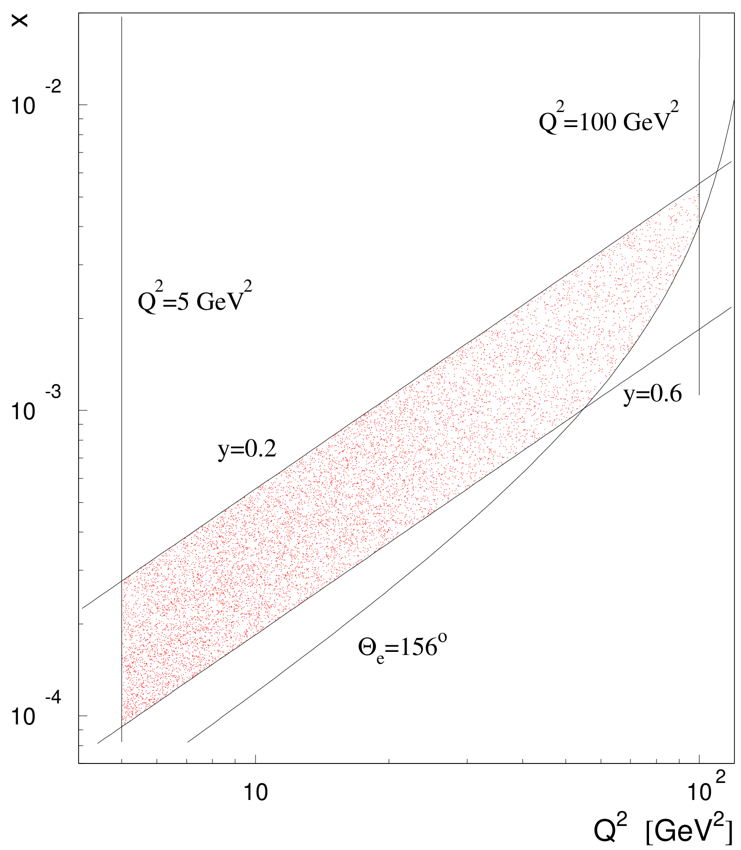


Abbildung 5.2: Die kinematische Ebene in den Variablen x_{Bj} und Q^2. Dargestellt sind die Schnitte auf die kinematischen Variablen. Die Dichte der eingezeichneten Punkte gibt die relative Verteilung der selektierten Ereignisse im Phasenraum an.

- Polarwinkel des Elektrons θ_{el}: $156° < \theta_{el}$.
  Dieser Schnitt stellt sicher, dass das gestreute Elektron innerhalb der Akzeptanz des *SpaCal* gemessen wird.

5.5 Der hadronische Endzustand

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, aus Energiedepositionen im Kalorimeter und aus Spuren die Objekte des hadronischen Endzustandes zu bilden. In der Jet-Arbeitsgruppe der H1-Kollaboration wurden bis vor kurzem drei Schemata verwendet: das Cluster-Schema, das vollständig auf die Spurinformation verzichtet, und die CLIM- und FSCOMB-Schemata (für einen Überblick siehe [47]). Mittlerweile hat sich FSCOMB [118] aufgrund der etwas besseren Auflösung von Jet-Variablen durchgesetzt und bildet die alleinige Grundlage der vorliegenden Arbeit.

Für die FSCOMB-Methode werden nur solche Spuren verwendet, die im zentralen Spurkammersystem mit einem Transversalimpuls von maximal 2 GeV gemessen werden (in dieser Analyse wurden Spuren aus dem Vorwärtsbereich ausgeschlossen, genauso wie alle zum gestreuten Elektron gehörenden Cluster und Spuren). Der Verlauf jeder solchen Spur wird bis in das LAr-Kalorimeter extrapoliert, wo ein Zylinder mit Radius 25 cm (im elektromagnetischen Kalorimeter) bzw. 50 cm (im hadronischen Kalorimeter) um die Spur gelegt wird. Ist die gesamte Energiedeposition in den Zylindern größer als die gemessene Spurenergie, wird nur die Kalorimeterinformation verwendet; andernfalls wird der Zylinder nicht weiter betrachtet (wohl aber etwaige außerhalb des Zylinders liegende und zum betreffenden Cluster gehörige Kalorimeterenergien). Die akzeptierten Cluster und Spuren bilden die Objekte des hadronischen Endzustandes.

Die FSCOMB-Methode vermeidet die doppelte Zählung von Teilchen, die sowohl in den Spurkammern als auch im Kalorimeter nachgewiesen werden, und kompensiert durch die Spurinformation den Einfluss von vor dem Kalorimeter befindlichem toten Material. Dadurch gleicht sie auch die Verluste aus, die durch die Rauschunterdrückung im Kalorimeter entstehen. Außerdem bewirkt sie eine Verbesserung der Auflösung, da jeweils das Instrument verwendet wird, das die höhere Messgenauigkeit hat: für niedrige Energien die Spurkammern, für hohe Energien das Kalorimeter.

5.6 Technische Schnitte

Neben den Selektionsschnitten auf die kinematischen Variablen gibt es Schnitte, die ihre Begründung in messtechnischen Gegebenheiten haben oder bestimmte Untergrundquellen zurückweisen sollen. Die Hauptquelle für Untergrund sind Photoproduktionsereignisse, bei denen das gestreute Elektron unentdeckt im Strahlrohr verschwindet und andere Teilchen fälschlicherweise als Elektron identifiziert werden. Verwendet wurden in dieser Arbeit die folgenden Schnitte (die in den entsprechenden Abbildungen als Linien angedeutet werden):

- Ereignisvertex z_{vtx}: -35 < z_{vtx} < 35 cm.
  Die z-Komponente des Wechselwirkungspunktes von Elektron und Proton z_{vtx} wird mithilfe von Spuren der zentralen Spurkammern rekonstruiert. Sie variiert aufgrund der Ausdehnung der Teilchenbündel um einige Zentimeter (siehe Abbildung 5.3). Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignisse hingegen können Ereignisvertizes über den gesamten z-Bereich des Detektors hinweg erzeugen. Außerdem führen so genannte 'Satelliten', also Protonansammlungen vor und nach dem eigentlichen Kollisionsbündel, zu Ereignisvertizes bei hohen positiven und negativen z-Werten. Stark verschobene Vertizes in physikalischen Ereignissen bewirken darüber hinaus eine falsche Bestimmung der Akzeptanz. Da der Schnitt von ± 35 cm allerdings auch schon in der Vorselektion der Daten ausgeführt wurde, hat er im Rahmen dieser Selektion keine Auswirkung auf den Datensatz.

- Energiebilanz $E - p_z$: $45 < E - p_z < 65$ GeV.
  Die Größe $E - p_z$ wird berechnet gemäß

$$E - p_z = E'_{el}(1 - \cos\theta_{el}) + \sum_h E_h(1 - \cos\theta_h) \tag{5.9}$$

  mit der Energie der Teilchen des hadronischen Endzustandes E_h und ihrem Polarwinkel θ_h. Für vollständig gemessene DIS-Ereignisse beträgt der Wert der Größe $E - p_z$ exakt zweimal die Energie des Elektronenstrahls, 55 GeV (siehe Abbildung 5.6). Für Photoproduktionsereignisse und für Ereignisse, bei denen die Energie des Elektrons durch die Abstrahlung eines nicht nachgewiesenen reellen Photons verringert ist, liegt der Wert jedoch um zweimal die Energie des nicht entdeckten Teilchens niedriger. Daher können diese beiden Untergrundquellen durch einen Schnitt $E - p_z > 45$ GeV effizient unterdrückt werden. Strahlinduzierter Untergrund hingegen erzeugt größere Werte als die erwarteten 55 GeV und wird durch die Anforderung $E - p_z < 65$ GeV reduziert. Sowohl der obere als auch der untere Schnitt auf $E - p_z$ dienen schließlich auch dazu, Ereignisse auszusondern, in denen die Energie des hadronischen Endzustands schlecht gemessen wurde, was ebenfalls zu einer Abweichung des Wertes von 55 GeV führt.

- Radius des Elektronclusters: $r_{clus} < 3.5$ cm.
  Einzelne Teilchen erzeugen aufgrund von Paarbildung und Bremsstrahlung im *SpaCal* Teilchenschauer und führen so zu Energiedepositionen in mehr als einer Zelle des Kalorimeters. Allerdings haben durch Elektronen erzeugte Cluster typischerweise eine andere Ausdehnung als Cluster, die durch hadronisch wechselwirkende Teilchen (zum Beispiel $\pi^0\pi^-$) erzeugt werden: In Abbildung 5.3 ist deutlich zu sehen, dass ab einem Cluster-Radius von ca. 3.5 cm

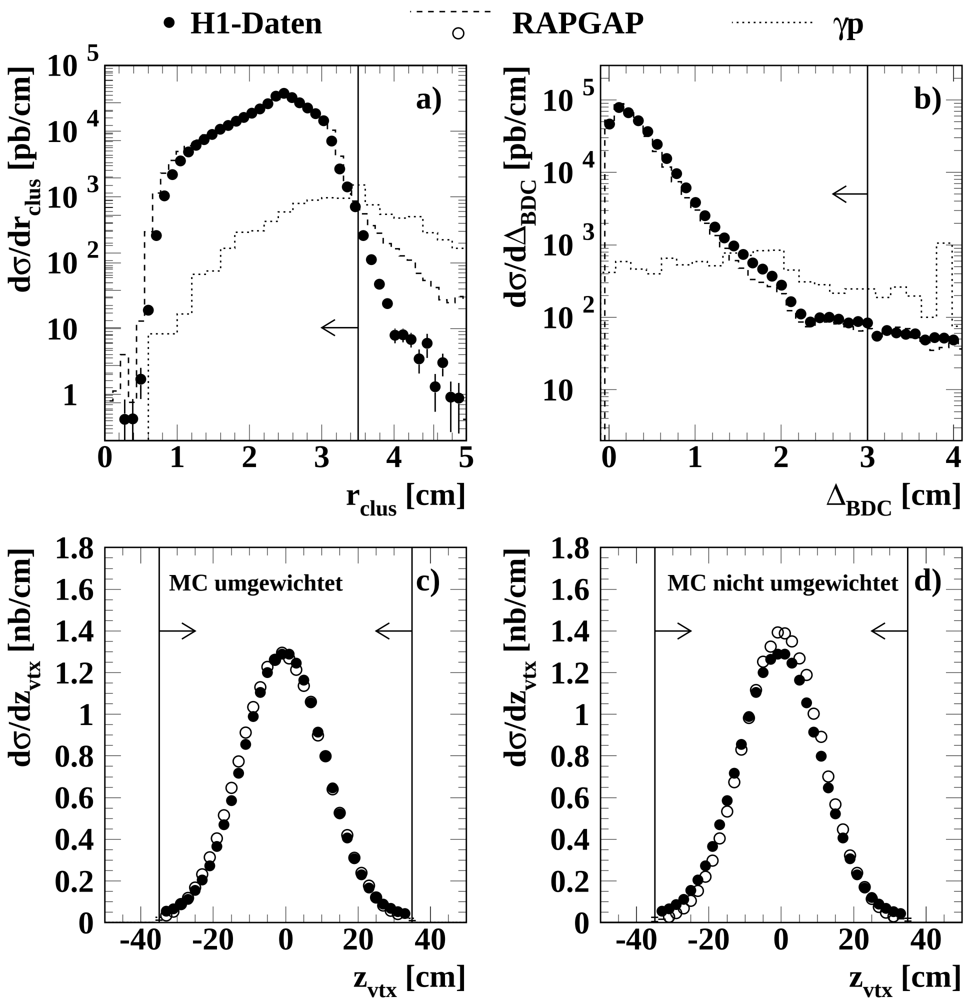


Abbildung 5.3: Übersicht über die Verteilungen technischer Größen. a) r_{clus}; b) Δ_{BDC}; c) und d) z_{vtx} mit und ohne Umgewichtung des MC-Modells. Gezeigt sind H1-Daten, das RAPGAP-MC und das MC-Modell des Photoproduktionsuntergrunds (γp) PHOJET.

der Photoproduktionsuntergrund dominiert. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, wurde auf den Cluster-Radius der Energiedeposition im *SpaCal* r_{clus} geschnitten. Der Radius wird berechnet aus der Summe der energiegewichteten Abstände aller Zellen vom Schwerpunkt des Clusters (x_{clus},y_{clus}):

$$r^2_{clus} = \sum_{Zellen\ i} \frac{E_i^2[(x_{clus} - x_i)^2 + (y_{clus} - y_i)^2]}{E_{clus}}. \tag{5.10}$$

In dieser Formel ist E_i die Energie der jeweiligen Zelle und E_{clus} die Gesamtenergie des Clusters; x_i und y_i geben die Positionen der einzelnen Zellen an.

- Elektroncluster und -spurabstand Δ_{BDC}: $\Delta_{BDC} < 3.0$ cm.
  Eine weitere Reduktion des Untergrundes kann erfolgen, wenn man die Infor-

mationen aus *BDC* und *SpaCal* miteinander korreliert. Dazu misst man in der xy-Ebene den Abstand zwischen der Extrapolation der *BDC*-Spur auf die z-Höhe des *SpaCal*-Clusters und dem Cluster selber. Ergeben sich große Abstände jenseits weniger Zentimeter, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass es sich um eine Fehlidentifikation handelt und dass Teilchen des hadronischen Endzustandes (etwa ein $\pi^0\pi^-$-Paar) das gestreute Elektron simulieren. Das tatsächliche Elektron verlässt in diesem Fall unbemerkt den Detektor, zum Beispiel in der Strahlröhre (siehe auch Abb. 5.3).

- Ausschluss von Regionen im *SpaCal*: -16.2 $< X_{spac} <$ 8.1 cm und -8.1 $< Y_{spac} <$ 16.2 cm.
  Zur Zeit der Datennahme gab es in der inneren Region des *SpaCal* eine Triggerzelle (den so genannten 'hot spot'), die aus nicht geklärten Gründen eine erhöhte Zählrate aufwies. Um eventuell daraus resultierende Probleme zu vermeiden, wurde der innerste Bereich des *SpaCal* von der Datennahme ausgeschlossen. Des Weiteren wurden aufgrund von Problemen (meist Ineffizienzen) weitere Triggerzellen ausgesondert, die in Anhang C aufgelistet sind.

- Wahl der Ereignisklasse: Klasse = 27.
  Diese Ereignisklasse wurde in Abschnitt 3.4 beschrieben. Im Wesentlichen wird ein Jet im Zentral- oder Vorwärtsbereich oder eine Spur in Verbindung mit einem LAr-Cluster verlangt.

5.7 Behandlung von F_2 und F_L und Umgewichtung der z_{vtx}-Verteilung

Die in den Ereignis-Generatoren verwendete Strukturfunktion F_2 differiert von der von H1 gemessenen Strukturfunktion. Außerdem nehmen die Generatoren in der Regel F_L zu null an. Daher wurde, um die Beschreibung der Elektrongrößen zu verbessern, eine Umgewichtung durchgeführt: Jedes generierte Ereignis wurde mit dem Faktor

$$\frac{F_2(H1) - (y^2/Y_+) \cdot F_L(H1)}{F_2(MC)} \tag{5.11}$$

gewichtet. $F_2(H1)$, $F_L(H1)$ und $F_2(MC)$ sind die von H1 gemessenen bzw. die im MC-Modell verwendeten Strukturfunktionen ($Y_+ \equiv 2(1\text{-}y)+y^2$).

Eine genaue Betrachtung der Verteilung der z-Komponente des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes zeigt eine leichte Verschiebung des MC-Modells gegen die Daten. Daher wurde die Vertexverteilung der Ereignis-Generatoren auf die gemessene Verteilung umgewichtet. Nach dem Umgewichten befinden sich die beiden Verteilungen in guter Übereinstimmung, wie Abbildung 5.3 zeigt.

5.8 Der inklusive DIS-Datensatz: Zusammenfassung

Nach den geschilderten Schnitten und nach Anwendung aller Selektionskriterien verbleiben noch 821941 Ereignisse. Tabelle 5.1 fasst die Auswirkungen der einzelnen Kriterien auf diesen so genannten inklusiven DIS-Datensatz und auf den mit dem Programm `PHOJET` abgeschätzten Photoproduktionsuntergrund in der Reihenfolge ihrer Implementierung im Selektionsprogramm zusammen. Der inklusive DIS-Datensatz wurde dann verschiedenen Tests unterworfen.

Schnitt	Anzahl Daten	Anzahl Untergrund
vor Selektion	2875084	7983
$\theta_{el} > 156°$	2875084	7936
$5 < Q^2 < 100$ GeV^2	2830415	7936
$0.2 < y < 0.6$	1237886	2887
$45 < E - p_z < 65$ GeV	1061921	1427
SpaCal	977396	1380
$r_{clus} < 3.5$ cm	975657	839
$\Delta_{BDC} < 3$ cm	958808	634
L4-Klasse 27	937132	
Subtrigger S1$\vee$S2	893083	
Run-Selektion	821941	626

Tabelle 5.1: Übersicht über die Schnitte der inklusiven Datenselektion und ihre Auswirkungen. Der Schnitt *SpaCal* steht für den kombinierten Schnitt auf den 'hot spot' und die ausgeschlossenen ineffizienten Zellen. Zur Run-Selektion zählt auch die Berücksichtigung der Prescales, zum Punkt 'Subtrigger' auch die Effizienzkorrektur. Der Schnitt auf den Ereignisvertex hat in dieser Tabelle keine Auswirkung, da er bereits in der Vorselektion der Daten angewendet wurde. Für den Photoproduktionsuntergrund wurden aus technischen Gründen keine Schnitte auf die L4-Klasse und auf die Subtrigger ausgeführt.

5.8.1 Kontrolle der technischen Schnitte

Zunächst wurden die technischen Schnitte, vor allem der Schnitt auf den Cluster-Radius und auf die Größe Δ_{BDC}, untersucht. Abbildung 5.3 zeigt die Verteilungen dieser beiden Variablen für Daten, für das MC-Modell `RAPGAP` und für das Programm zur Simulation des Photoproduktionsuntergrundes `PHOJET`. Es fällt der Unterschied in der Form der DIS-Verteilungen und der Verteilungen der Photoproduktion auf, der in Abschnitt 5.6 zur Motivation der Schnitte diente. Auffällig ist für die Variable r_{clus} auch der wachsende Unterschied zwischen Daten und DIS-Ereignis-Generatoren für Radien jenseits von 3.5 cm, der sich auf eine schlechte Beschreibung des aktiven

Materials vor dem *SpaCal* zurückführen lässt [119]. Für die Größe Δ_{BDC} hingegen kann RAPGAP die Daten gut beschreiben, was das Vertrauen in die Simulation des Detektors erhöht.

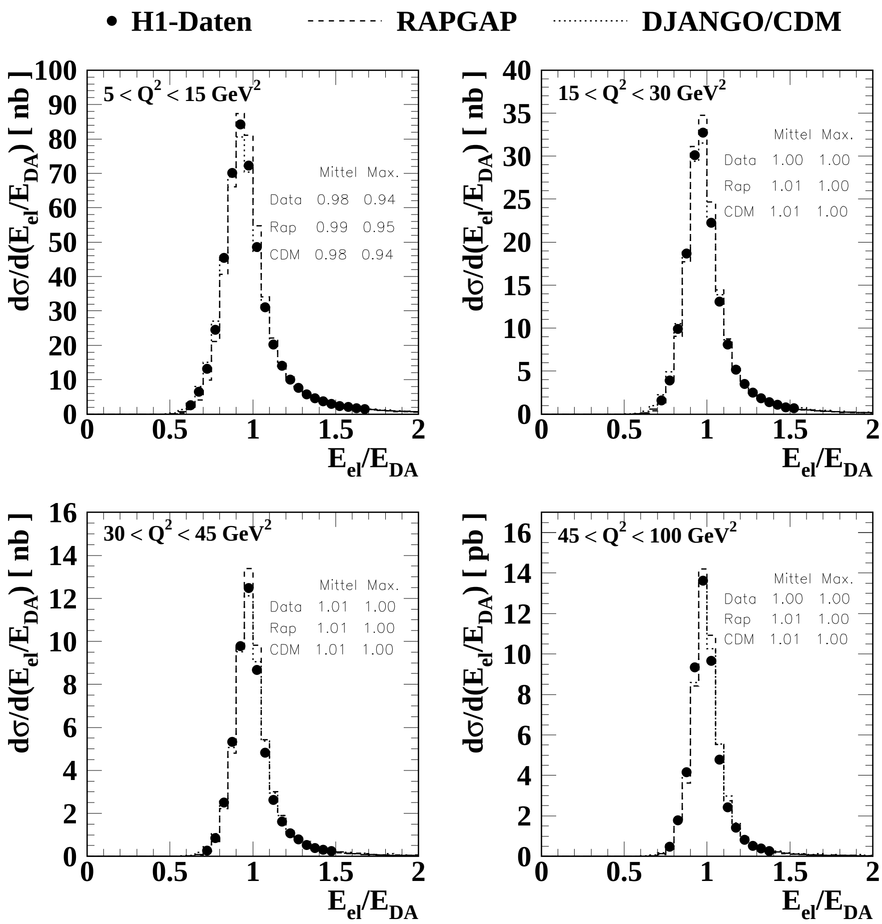


Abbildung 5.4: Die Verteilungen der Größe E'_{el}/E'_{DA} für verschiedene Bereiche der Photonvirtualität. Neben den H1-Daten (Punkte) sind die Vorhersagen der Ereignis-Generatoren RAPGAP und DJANGO/CDM gezeigt. Außerdem sind die Mittelwerte und die in Anpassungen von Gauss-Kurven ermittelten Maximumpositionen der Verteilungen angegeben.

5.8.2 Überprüfung der Elektronmessung

Die Güte der Messung von E'_{el} lässt sich mithilfe der Doppelwinkel-Methode abschätzen, da die Rekonstruktion der Elektronenergie in dieser Methode in erster Näherung nur von den recht genau bekannten Winkeln der nachgewiesenen Teilchen abhängt. Sie ist aber weitgehend unabhängig von der Messung der Teilchenenergien und somit insensitiv auf die Kalibration des Kalorimeters oder eine unvollständige Messung des hadronischen Endzustandes [115]. Abbildung 5.4 zeigt Verteilungen des Verhältnisses E'_{el}/E'_{DA}, also der gemessenen und der mit der Doppelwinkel-Methode rekonstruierten Energie des gestreuten Elektrons. Die Verteilungen werden für verschiedene Bereiche von Q^2 für den inklusiven DIS-Datensatz und für die beiden MC-Modelle RAPGAP und DJANGO/CDM gezeigt. Angegeben sind auch die Mittelwerte und die in Anpassungen von Gauss-Kurven ermittelten Maximumpositionen der Verteilungen.

Zunächst fällt die gute Übereinstimmung der Verteilungen der Daten und der MC-Modelle auf, die in allen Q^2-Bereichen weniger als ein Prozent voneinander abweichen. Da verschiedene Q^2-Bereiche verschiedene *SpaCal*-Regionen bedeuten, belegt die Übereinstimmung zum einen eine gute Simulation des gesamten *SpaCal* und führt zum anderen zu einer Abschätzung des Fehlers auf der Kalibration der Elektron-Messung von maximal 1 % (siehe Kapitel 7). Mit zunehmendem Q^2 werden die Verteilungen schmaler, was eine Verbesserung der Auflösung signalisiert. Außerdem rückt auch der Mittelwert näher an 1 heran - die großen Werte des Verhältnisses E'_{el}/E'_{DA} werden unterdrückt.

5.8.3 Kontrolle des hadronischen Endzustandes

Der hadronische Endzustand und die Kalibration des LAr-Kalorimeters können über einige Messgrößen kontrolliert werden. Zunächst wird der transversale Energiefluss in verschiedenen Bereichen der kinematischen Variablen Q^2 und x_{Bj} betrachtet, und zwar als Funktion der Pseudorapidität im hadronischen Schwerpunktssystem[2] (siehe Abbildung 5.5). Die Verteilung des Energieflusses wird dabei mit den Vorhersagen der Generatoren RAPGAP und DJANGO/CDM verglichen. Die wesentlichen Eigenschaften des Detektors sind im gesamten Rapiditätsbereich und für alle Bereiche von Q^2 und x_{Bj} gut beschrieben. Bei hohen Q^2, und vor allem in der Vorwärtsrichtung, liefert besonders RAPGAP eine sehr gute Beschreibung der Daten; allerdings liegt für kleine Werte von x_{Bj} RAPGAP wie erwartet unter den Daten [120].

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilungen der Größe $E - p_z$ und der p_T-Balance (also des Verhältnisses aus den transversalen Energien des hadronischen Endzustands und des Elektrons) nach allen Selektionsschnitten in jeweils zwei verschiedenen Bereichen der Virtualität des gestreuten Photons. Dargestellt sind H1-Daten und die Vorhersagen von RAPGAP und, für die p_T-Balance, auch von DJANGO/CDM.
Die $E - p_z$-Verteilungen sowohl der Daten als auch der MC-Modelle haben ihren Maximalwert in etwa an der nominellen Position von 55 GeV. Dies deutet auf eine vollständige Messung des hadronischen Endzustandes hin und belegt die Güte der Detektorsimulation. Auch der Schwanz in den Verteilungen der Daten hin zu kleineren Werten von $E-p_z$, wo man den Einfluss radiativer QED-Ereignisse beobachten würde, wird von den Modellen gut reproduziert. Allerdings fällt eine leichte Verschiebung der Verteilungen von Daten und Ereignis-Generatoren gegeneinander auf, die sich mit einer Rekalibration der hadronischen Skala des *SpaCal* beheben lässt.

[2]Das hadronische Schwerpunktssystem geht durch eine Lorentz-Transformation entlang der z-Achse aus dem Breit-System hervor. Transversale Energien sind in beiden Systemen also identisch.

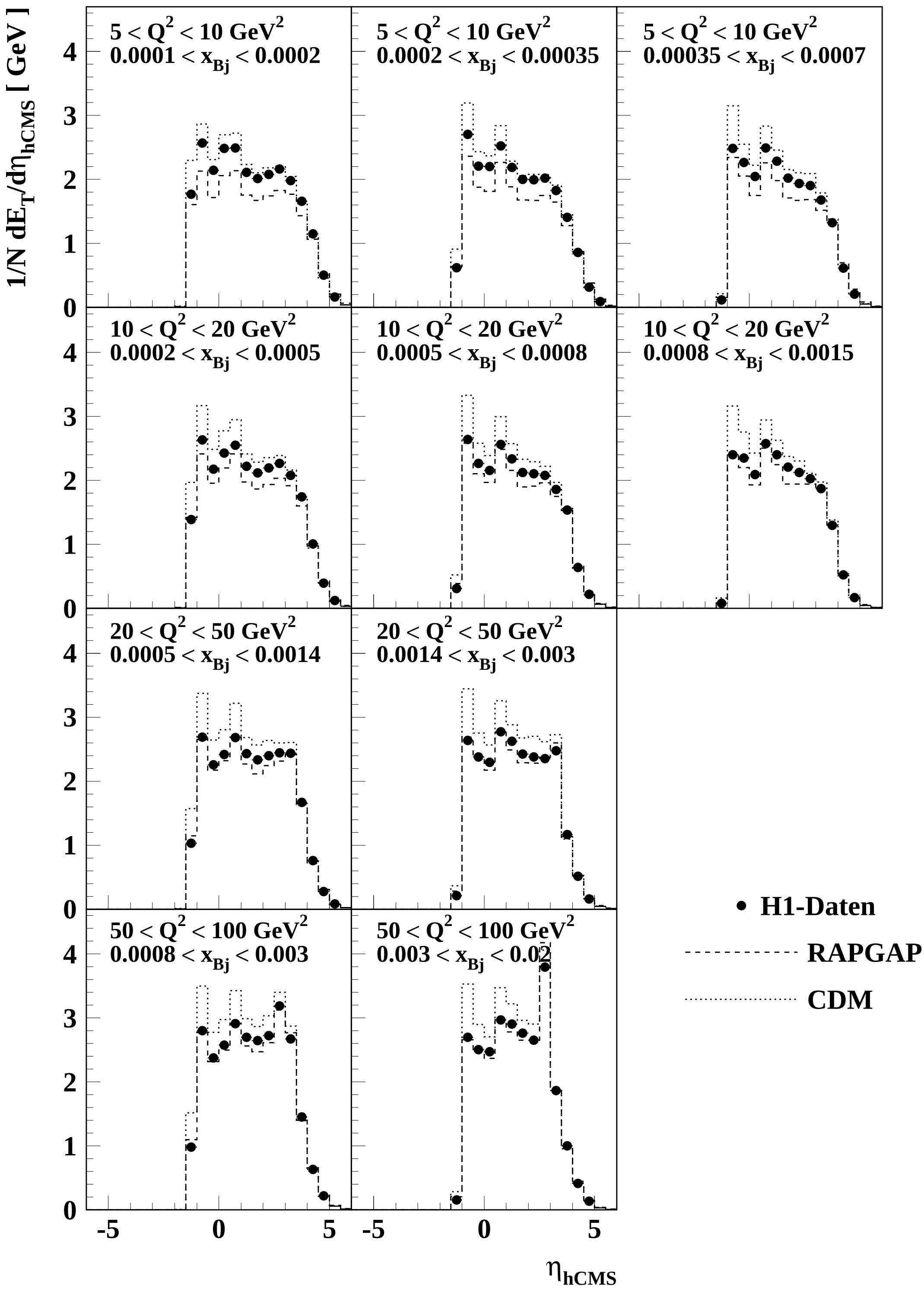


Abbildung 5.5: Der Energiefluss in den selektierten DIS-Ereignissen für Daten (Punkte) und die Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM` für verschiedene Bereiche der kinematischen Variablen x_{Bj} und Q^2 als Funktion der Pseudorapidität im hadronischen Schwerpunktssystem.

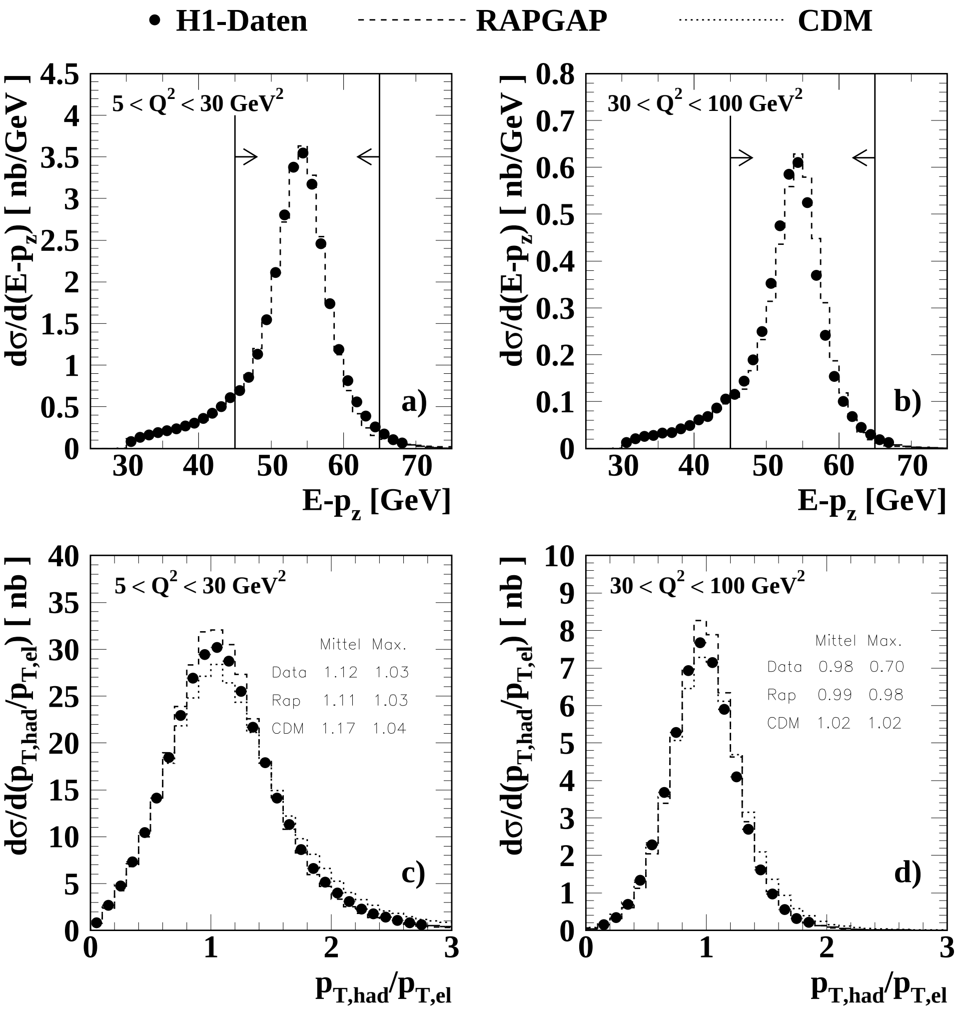


Abbildung 5.6: Die Verteilungen der Größe $E-p_z$ (a,b) und der p_T-Balance (c,d) für den inklusiven DIS-Datensatz in jeweils zwei verschiedenen Bereichen von Q^2. Gezeigt sind neben den H1-Daten (Punkte) auch die Vorhersagen der MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. Außerdem sind die Mittelwerte und die in Anpassungen von Gauss-Kurven ermittelten Maximumpositionen der p_T-Balancen angegeben.

Die p_T-Balance sollte für vollständig gemessene Ereignisse und bei guter Kalibration des Kalorimeters ihren Maximalwert bei 1 haben. Für die Daten und auch für `RAPGAP`, das die Daten hervorragend beschreibt, trifft dies zu (Abbildung 5.6). Das `DJANGO/CDM`-Spektrum ist zu höheren Werten hin verschoben, was eine Folge des zu harten p_T-Spektrums der Teilchen in diesem MC-Modell ist. Die p_T-Balance zeigt für höhere Q^2 eine deutlich bessere Auflösung, da mit steigendem Q^2 auch die Transversalenergien von Elektron und hadronischem Endzustand anwachsen und somit die Energieauflösung besser und der Einfluss von totem Material geringer wird.

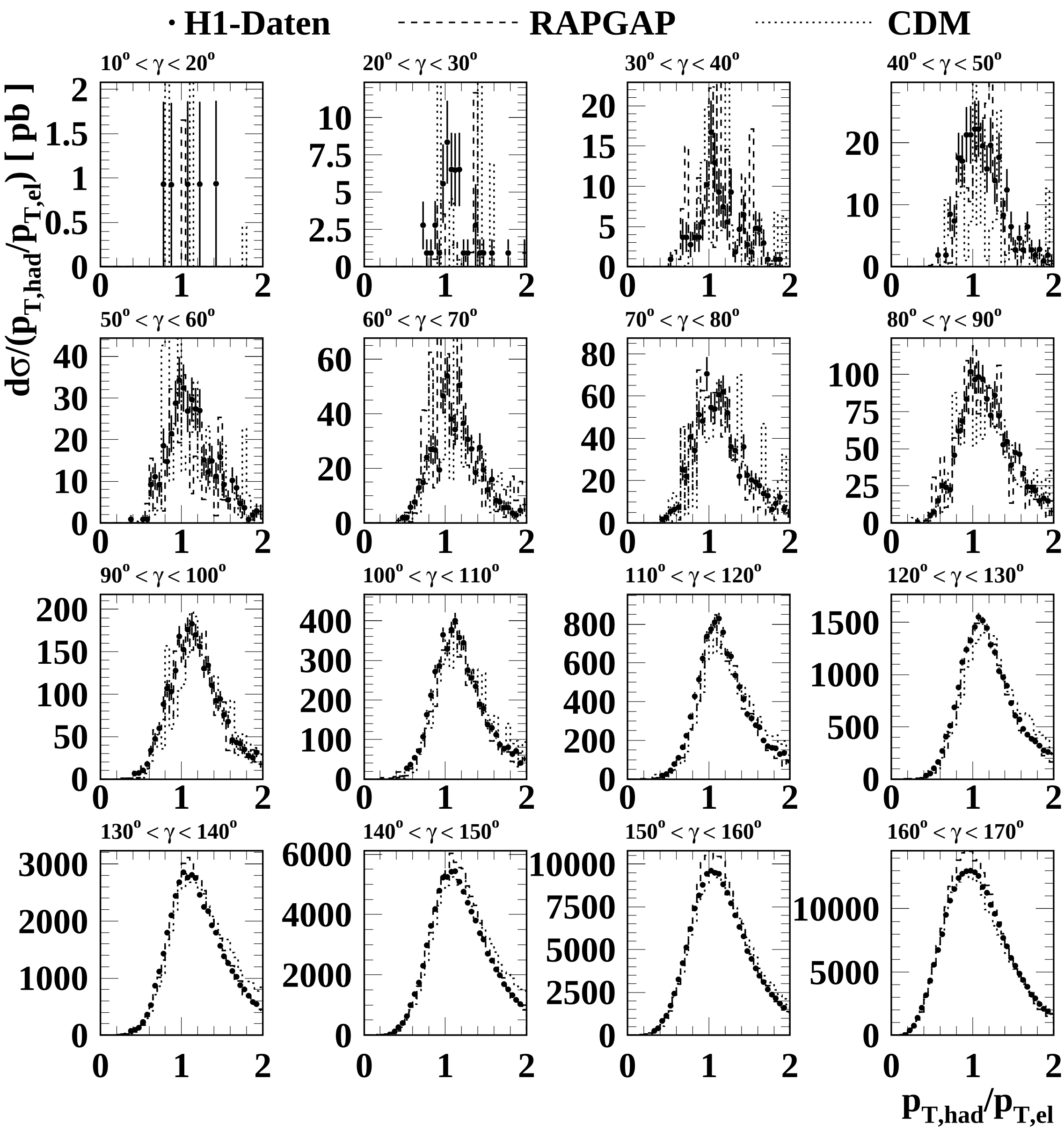


Abbildung 5.7: Die Verteilungen der p_T-Balance für den inklusiven DIS-Datensatz in verschiedenen Bereichen des Winkels γ_{had}, der im QPM dem Winkel des gestreuten Quarks entspricht. Gezeigt sind die Daten (Punkte) und die Vorhersagen der MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`.

Dieses gute Verhalten der p_T-Balance lässt sich auch in speziellen Regionen des Detektors feststellen, wie Abbildung 5.7 verdeutlicht. Gezeigt ist hier die p_T-Balance in verschiedenen Bereichen des Winkels γ (siehe Abschnitt 5.3.3). Kleine Werte dieses Winkels sind kinematisch unterdrückt, sie entsprechen kleinen y. Die wenigen verbleibenden Ereignisse bei kleinen γ stammen vermutlich aus Ereignissen mit QED-Strahlung. Man kann sehen, dass die Balance über den gesamten Detektor hinweg gut eingehalten wird. Außerdem stimmen Daten und MC-Modelle sowohl im Mittelwert als auch in der Maximumposition der Verteilungen wiederum gut überein.

Insgesamt lässt sich sagen, dass der hadronische Endzustand der selektierten DIS-Ereignisse gut unter Kontrolle ist. Im weiteren Verlauf wird gemäß dem in H1 üblichen Wert eine Unsicherheit in der Bestimmung der hadronischen Energieskala des LAr-Kalorimeters von ± 4 % angenommen. Angesichts der Qualität der p_T-Balanceverteilungen scheint dies eine eher konservative Abschätzung zu sein.

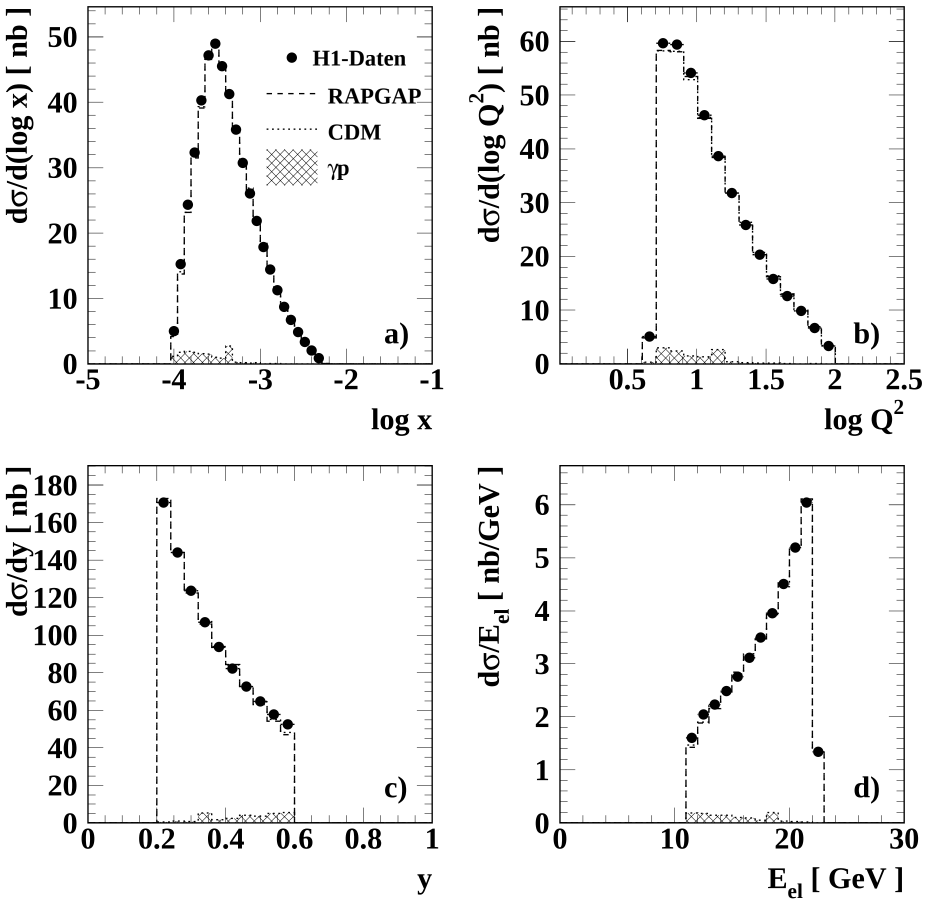


Abbildung 5.8: Die Verteilungen einiger kinematischer Variablen des inklusiven DIS-Datensatzes. a) $\log x_{Bj}$; b) $\log Q^2$; c) Inelastizität y; d) Energie des gestreuten Elektrons E'_{el}. Gezeigt sind H1-Daten (Punkte), die beiden MC-Modelle der tiefunelastischen Streuung `RAPGAP` und `DJANGO/CDM` und das Simulationsprogramm für den Photoproduktionsuntergrund (γp) `PHOJET`.

5.8.4 Verteilungen der kinematischen Variablen

Den Abschluss der Überprüfung des inklusiven DIS-Datensatzes bildet der Vergleich der kinematischen Variablen zwischen dem inklusiven Datensatz und den Ereignis-Generatoren. In diese Verteilungen gehen alle Ereignisse ein, die die gesamte Selektion überstanden haben. Abbildung 5.8 zeigt den Vergleich für die Variablen Q^2, x_{Bj}, y und für die Energie des gestreuten Elektrons E'_{el}. Insgesamt wird eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Daten und den MC-Modellen von ca. 3 % beobachtet; somit ist mit dem inklusiven DIS-Datensatz eine gute Basis für die weitere Analyse der Jet-Wirkungsquerschnitte gelegt. Außerdem ist in Abbildung 5.8 auch der Anteil der Untergrundereignisse aus Photoproduktion eingetragen, der mit `PHOJET` abgeschätzt wurde. Er hat in etwa die richtige Größe, um die Differenz zwischen Daten und Modellen zum Beispiel für hohe Werte von y, für niedrige E'_{el} oder für niedrige Q^2 oder x_{Bj} zu erklären.

Kapitel 6

Selektion inklusiver Jet-Ereignisse

6.1 Begriffsklärung

In dieser Arbeit werden inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte gemessen. Dabei bedeutet 'inklusiv', dass nur die im Ereignis gefundenen Jets interessieren, nicht aber andere Details des Endzustands. Diese Definition ist analog zur Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts in der F_2-Analyse, bei der nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird. Im vorliegenden Fall trägt jeder gefundene Jet mit den ihn charakterisierenden Größen wie zum Beispiel seiner Transversalenergie und seiner Pseudorapidität zu den Ergebnisverteilungen bei. Solche Messungen wurden bereits bei HERA für höhere Werte von $Q^2 > 150$ GeV^2 [121] durchgeführt. Außerdem gibt es eine lange Tradition solcher Messungen und von Jet-Messungen im Allgemeinen vor allem in Proton-Proton- und Proton-Antiproton-Kollisionen [122].

Die inklusive Messung von Jets ist die konzeptionell einfachste Analyse von Jet-Wirkungsquerschnitten: Ohne auf topologische Details einzugehen und ohne eine bestimmte Anzahl von Jets zu verlangen (wie etwa in der bereits in verschiedenen kinematischen Bereichen durchgeführten Messung von Zwei- oder Drei-Jet-Ereignissen [121][123]) werden alle in einem Ereignis gefundenen Jets mit gleichem Gewicht in das Ergebnis einbezogen. Es werden also Jets gezählt.
Diese Art der Messung erlaubt, die Vorhersagen von QCD-Rechnungen und MC-Modellen bezüglich einfacher Observablen wie der Anzahl der gemessenen Jets, deren Transversalenergie oder Pseudorapidität zu überprüfen. Somit stellt die Messung aber auch einen Test der Theorie dar, der für ihre Anwendung auf kompliziertere Observablen (etwa in den Zwei- oder Drei-Jet-Messungen) wesentlich ist.

6.2 Jet-Suche und Jet-Selektion

Die Suche nach Jets erfolgte auf der Grundlage der Objekte des hadronischen Endzustands mithilfe des bereits eingeführten inklusiven $k_\perp$-Algorithmus, der im Breit-

System angewendet wurde; der Parameter R_0 wurde auf 1 gesetzt. Der Algorithmus liefert eine Liste von Jets, die nach ihrer Transversalenergie E_T geordnet sind. Um nur solche Jets zu analysieren, bei denen man von einer möglichst vollständigen Rekonstruktion ausgehen kann, wurden aus dieser Liste nur die Jets selektiert, deren Transversalenergie im Breit-System größer als 5 GeV ist:

- Transversalenergie E_T: $E_T > 5$ GeV.

Des Weiteren sollten die Jets vollständig innerhalb der Akzeptanz des LAr-Kalorimeters liegen, diese aber auch so weit wie möglich ausnutzen. Daher wurde ein gegenüber den meisten Jet-Analysen von H1 erweiterter Schnitt auf die Pseudorapidität der Jets im Laborsystem ausgeführt (üblicherweise wird auf -1 $< \eta_{lab} <$ 2.5 geschnitten):

- Pseudorapidität η_{lab}: -1 $< \eta_{lab} <$ 2.8.

Eine Pseudorapidität von 2.8 entspricht einem Polarwinkel θ von ca. 7°. Eine Betrachtung von Energieflüssen zeigt, dass auch für diese sehr weit im Vorwärtsbereich gelegene Region die wesentlichen Details des Detektors von den MC-Modellen beschrieben werden können (siehe Abschnitt 5.8.3).

Nach dieser Selektion verbleiben 103726 Ereignisse mit mindestens einem Jet, der so genannte Jet-Datensatz. 33959 Ereignisse davon haben 2 Jets, 4589 noch drei, und 535 bzw. 44 Ereignisse des Jet-Datensatzes haben sogar vier bzw. fünf Jets. Außerdem werden 4 Ereignisse mit 6 Jets beobachtet. Tabelle 6.1 fasst die Ergebnisse der Jet-Selektion noch einmal zusammen. Da im Jet-Datensatz der mit dem Programm `PHOJET` abgeschätzte Untergrund aus Photoproduktionsereignissen deutlich unter einem Promille liegt, wird der Untergrund im weiteren Verlauf der Arbeit ignoriert.

Schnitt	Anzahl Daten	Anzahl Untergrund
inklusiver DIS-Datensatz	821941	626
$\geq$ 1 Jet	103726	23
$\geq$ 2 Jets	33959	3
$\geq$ 3 Jets	4589	1
$\geq$ 4 Jets	535	0
$\geq$ 5 Jets	44	0
$\geq$ 6 Jets	4	0

Tabelle 6.1: Übersicht über die Jet-Selektion. Gezeigt ist die Anzahl der Ereignisse, in denen jeweils mindestens n Jets gefunden wurden, n=0,1,...,6. Angegeben ist auch die Zahl der Untergrundereignisse, abgeschätzt mit dem Ereignis-Generator für den Photoproduktionsuntergrund `PHOJET`.

Für die Messung von Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dx_{Bj}$ wurde außerdem auf die Jets, die in diese Verteilungen eingehen, ein Schnitt auf die Variable $x_{Jet} \equiv E_{Jet}/E_p$ ausgeführt (E_p ist die Strahlenergie der Protonen, E_{Jet} die im Laborsystem gemessene Jet-Energie). Ist diese Größe groß im Vergleich zu x_{Bj}, so erwartet man im BFKL-Schema aufgrund der resultierenden langen Partonleiter hohe hadronische Aktivität (Abschnitt 1.4.4). Dieser Schnitt würde also bei Gültigkeit der BFKL-Näherung deren Signatur deutlich zu Tage treten lassen:

- Skalierte Jet-Energie x_{Jet}: $x_{Jet} \equiv E_{Jet}/E_p > 0.035$.

6.3 Kontrolle des Jet-Datensatzes

Wie auch der inklusive DIS-Datensatz wurde der Jet-Datensatz verschiedenen Tests unterworfen. Zunächst wurden die Profile der Jets untersucht, also die Verteilung von Objekten des hadronischen Endzustandes relativ zur Jet-Achse. Die Profile lassen, ähnlich wie der Energiefluss für den Fall des inklusiven DIS-Datensatzes, die Untersuchung der Simulation des hadronischen Endzustands zu. Sie wurden für Jets aus verschiedenen Rapiditätsbereichen des Detektors und für verschiedene Bereiche der transversalen Jet-Energie betrachtet.

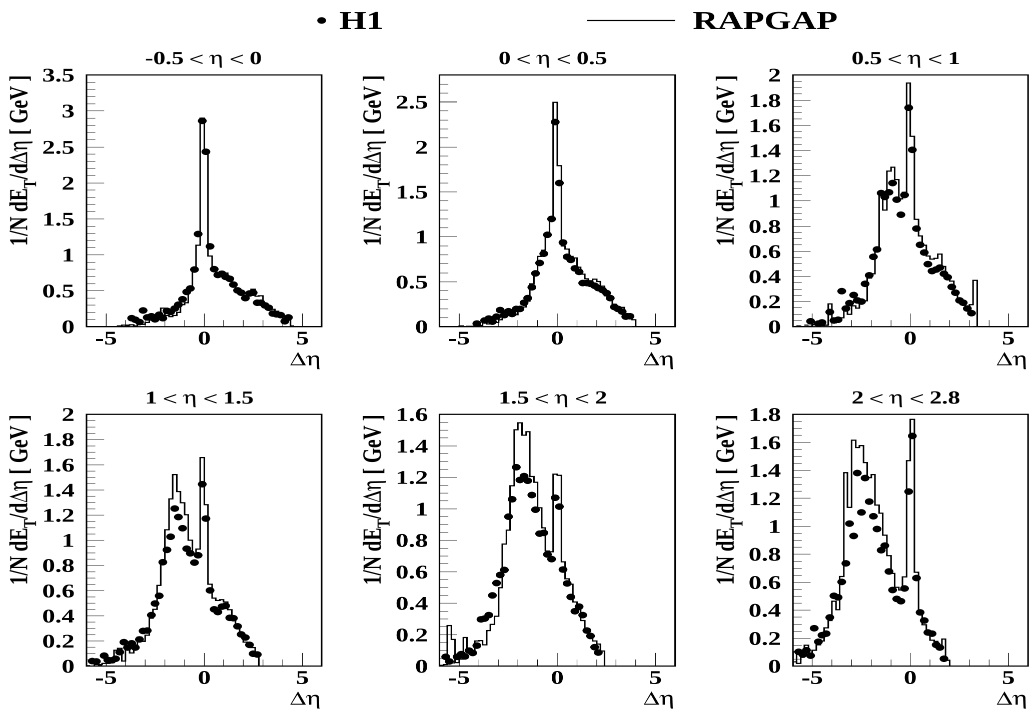


Abbildung 6.1: Jet-Profile als Funktion von $\Delta\eta \equiv \eta_{Jet} - \eta_{Teilchen}$ für verschiedene Bereiche der Pseudorapidität. Gezeigt ist neben den H1-Daten auch die Vorhersage des MC-Modells `RAPGAP`.

Abbildung 6.1 zeigt die η-Profile (also die Verteilung der Abstände der Objekte des hadronischen Endzustandes von der Jet-Achse in η) für Jets in verschiedenen Rapiditätsbereichen, und zwar für Daten und das RAPGAP-Modell. Die Verteilung der Daten ist über den gesamten Rapiditätsbereich gut vom MC-Modell beschrieben. Das scharfe Maximum in der Gegend von null stammt von den Objekten, die zum jeweils betrachteten Jet gehören. Das verschmierte zweite Maximum dagegen wird vom restlichen hadronischen Endzustand hervorgerufen, in dem allerdings oft ein weiterer Jet gefunden wird.
Auch die ϕ-Profile, die in Abbildung 6.2 für verschiedene Bereiche des Jet-E_T gezeigt werden, sind in befriedigender Qualität wiedergegeben. Sogar die Höhe der so genannten Jet-'Pedestals' wird vom MC-Modell gut abgeschätzt (engl. 'pedestal' = Sockel;

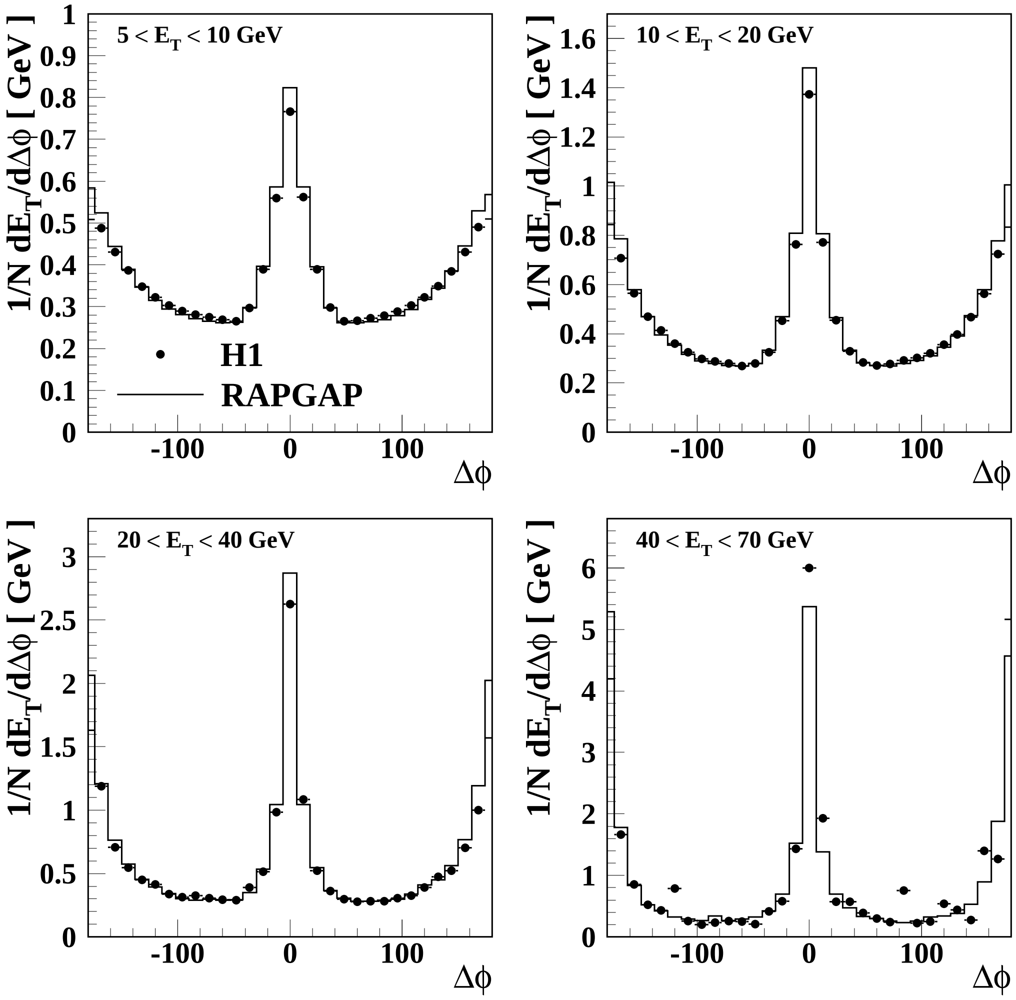


Abbildung 6.2: Jet-Profile als Funktion von $\Delta\phi \equiv \phi_{Jet} - \phi_{Teilchen}$ für verschiedene Bereiche der Jet-Transversalenergie. Gezeigt ist neben den H1-Daten auch die Vorhersage des MC-Modells RAPGAP.

gemeint ist der Bereich zwischen dem Maximum bei 0° und dem Nebenmaximum bei ±180°, das u. a. durch den in ϕ balancierten zweiten Jet hervorgerufen wird). Lediglich die Höhe der Maxima wird nicht exakt vom Modell wiedergegeben, was seine Ursache in der ungenügenden Beschreibung der Partondynamik oder in der Existenz eines 'underlying event' in den Daten haben könnte [124].

Außer den Profilen wurden auch die Größe $E - p_z$ und die p_T-Balance für den Jet-Datensatz untersucht. Abbildung 6.3 zeigt diese beiden Größen in zwei verschiedenen Bereichen der Virtualität des Photons. Die Verteilungen der Daten werden dabei mit

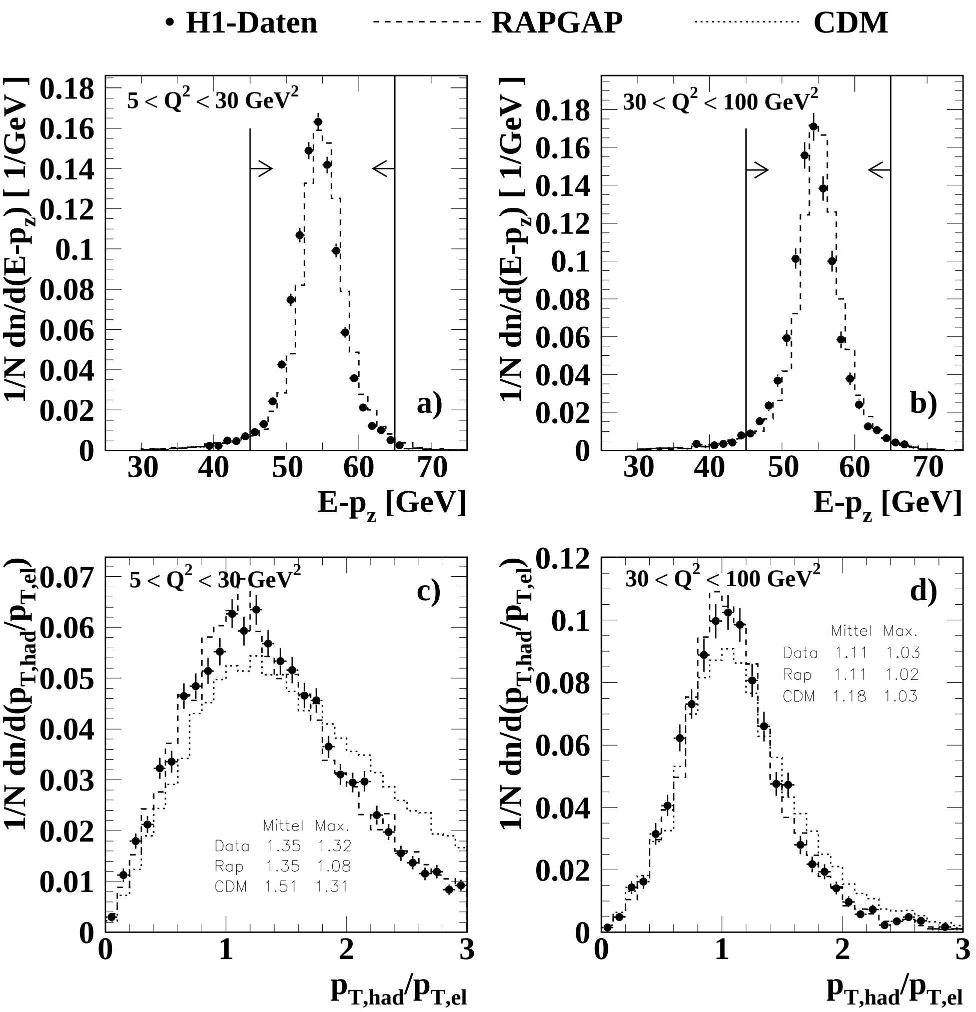


Abbildung 6.3: Die Verteilungen der Größe $E - p_z$ (a,b) und der p_T-Balance (c,d) für den Jet-Datensatz in zwei verschiedenen Bereichen von Q^2. Gezeigt sind neben den H1-Daten (Punkte) auch die Vorhersagen der Ereignis-Generatoren `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. Außerdem sind die Mittelwerte und die in Anpassungen von Gauss-Kurven ermittelten Maximumpositionen der p_T-Balancen angegeben.

dem MC-Modell RAPGAP und im Falle der p_T-Balancen auch mit DJANGO/CDM verglichen. Für $E-p_z$ sind die Spektren der Daten und von RAPGAP, wie auch im inklusiven DIS-Datensatz, leicht gegeneinander verschoben. Die p_T-Balance der Daten hingegen wird durch RAPGAP sehr gut beschrieben; DJANGO/CDM leidet hier unter dem zu harten E_T-Spektrum der simulierten Jets. Dies gilt besonders für den Bereich niedriger Photonvirtualität von 5 bis 30 GeV^2, wie den ebenfalls angegebenen Ergebnissen der Anpassung von Gauss-Kurven an die Verteilungen zu entnehmen ist.

Die Verteilung der p_T-Balance in verschiedenen Bereichen von Q^2 und der transversalen Jet-Energie ist in Abbildung 6.4 gezeigt, wiederum für Daten und für das RAPGAP-Modell. Gezeigt ist auch das Ergebnis einer Variation der hadronischen Energieskala

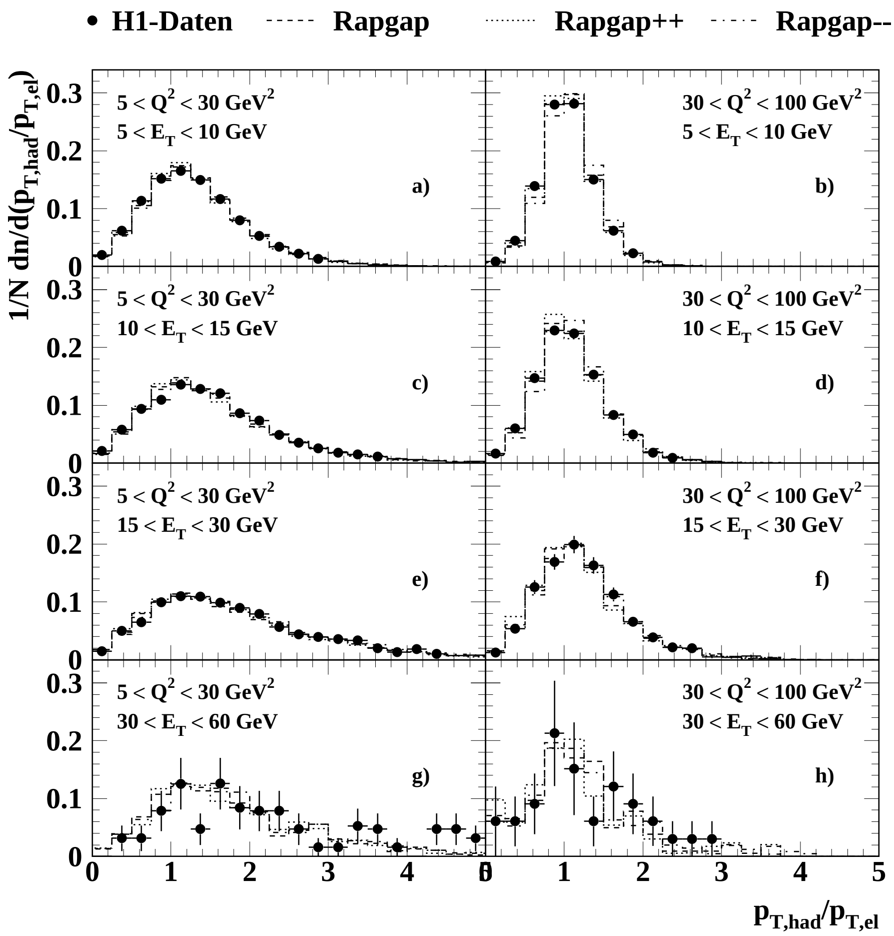


Abbildung 6.4: Die Verteilungen der p_T-Balance für den Jet-Datensatz in verschiedenen Bereichen der Jet-Transversalenergie und der Photonvirtualität. Gezeigt sind neben den H1-Daten (Punkte) auch die Vorhersagen des MC-Modells RAPGAP für die normale Kalibration des hadronischen LAr-Kalorimeters und für zwei jeweils um 4 % nach oben (++) bzw. nach unten (- -) veränderte Kalibrationen.

um ± 4 % in RAPGAP. Die Tatsache, dass innerhalb dieser Variation die Daten in den meisten Intervallen vom Modell beschrieben werden, trägt zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit der hadronischen LAr-Skala von 4 % bei (siehe Abschnitt 5.8.3 und Kapitel 7).

6.4 Definition der Observablen

In der vorliegenden Arbeit werden inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte als Funktion verschiedener Variablen betrachtet:

Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T

Zunächst werden die Querschnitte als Funktion der transversalen Jet-Energie E_T

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_T}$$

betrachtet, und zwar einmal im gesamten Phasenraum und einmal in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität im Laborsystem η_{lab}: von -1 bis 0.5 (Rückwärtsbereich), von 0.5 bis 1.5 (zentraler Rapiditätsbereich) und von 1.5 bis 2.8 (Vorwärtsbereich). Ziel ist zum einen, die einfachste Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten überhaupt durchzuführen und die Übereinstimmung zwischen Daten und Theorie zu prüfen. Andererseits soll untersucht werden, ob sich die Beschreibung der Daten durch die Theorie ändert, wenn man von der Rückwärtsrichtung (entspricht der Nähe zum Photon) in die Nähe des Protons (Vorwärtsrichtung) geht, man also verschiedene Bereiche der Partonleiter analysiert. Das vorderste η_{lab}-Intervall entspricht dabei in etwa dem Bereich, der in einer bereits publizierten Analyse von Jets und neutralen Pionen in der Vorwärtsrichtung gewählt wurde [125].

Des Weiteren werden die Querschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ im Vorwärtsbereich des Detektors ($1.5 < \eta_{lab} < 2.8$) in fünf Bereichen der Photonvirtualität Q^2 untersucht: von 5 bis 10, von 10 bis 20, von 20 bis 40, von 40 bis 70 und von 70 bis 100 GeV^2. Hiermit soll untersucht werden, ob der Übergang von harten 100 GeV^2 hin zu sehr kleinen Virtualitäten Veränderungen in der Übereinstimmung zwischen Daten und Theorie nach sich zieht.

Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T^2/Q^2

Es werden auch die Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)}$$

gemessen, einmal im gesamten η_{lab}-Bereich und einmal in den drei bereits eingeführten Bereichen von η_{lab}. Hier interessiert insbesondere das Wechselspiel der beiden potenziellen harten Skalen im Prozess, E_T^2 und Q^2. Die Variable E_T^2/Q^2 war auch schon

Gegenstand einer Analyse der ZEUS-Kollaboration [126], allerdings in einem anderen kinematischen Bereich. ZEUS hatte bei dieser Messung vor allem die Untersuchung der Beiträge der hadronischen Substruktur des Photons zum Wirkungsquerschnitt im Sinn.

Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_{Bj}

Schließlich wird auch die Verteilung der Jets als Funktion der Bjorken-Variablen x_{Bj}

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x_{Bj}}$$

untersucht, in zwei verschiedenen Bereichen von η_{lab}: 0.5 bis 1.5 und 1.5 bis 2.8. Hiermit kann in Anlehnung an die erwähnte Analyse von neutralen Pionen in der Vorwärtsrichtung [125, 127] versucht werden, im Übergang vom zentralen zum Vorwärtsbereich des Detektors und bei kleinen Werten der Variablen x_{Bj} das Versagen von NLO-QCD zu beobachten, das in früheren Veröffentlichungen als Indiz für den Zusammenbruch der DGLAP-Näherung gewertet wurde [125]. In diesen Verteilungen wird zusätzlich zu den Schnitten auf die transversale Energie und die Pseudorapidität der Jets noch der Schnitt auf die skalierte Jet-Energie x_{Jet} ausgeführt.

6.5 Korrektur der Daten

Jeder Detektor verfügt über eine für ihn charakteristische Akzeptanz und Auflösung. Außerdem werden im Laufe einer Analyse detektorspezifische Schnitte gemacht, die zum Beispiel ineffiziente Detektorregionen ausschließen. Aufgrund dieser Effekte stimmen die gemessenen Verteilungen nicht mit den physikalischen überein, was die Vergleichbarkeit der Ergebnisse verschiedener Experimente oder eines Experiments mit theoretischen Vorhersagen auf Parton- oder Hadronniveau behindert. Auch die bereits erwähnte QED-Strahlung vom einlaufenden oder gestreuten Lepton führt zu verfälschten Messergebnissen, da sie die Rekonstruktion der kinematischen Variablen beeinflusst. In der Praxis bedeuten diese so genannten Detektor- und QED-Strahlungseffekte, dass ein Ereignis, das in Wahrheit in einem Intervall i einer bestimmten Observable läge, im Intervall $j \neq i$ gemessen wird - das Ereignis ist 'migriert'.

Die gemessenen ('unkorrigierten') Daten können allerdings auf diese Effekte korrigiert werden ('korrigierte Daten'). Dazu existieren mehrere Methoden, vor allem die Faktormethode und die Entfaltung gemäß d'Agostini [128]. Da in einer früheren H1-Veröffentlichung gezeigt werden konnte, dass im Falle von Jet-Messungen bei niedrigen Q^2 beide Methoden innerhalb der Fehler identische Ergebnisse liefern [125], wurde in dieser Arbeit nur die Faktormethode verwendet.

6.5.1 Die Faktormethode ('Bin-to-Bin'-Korrektur)

Die Verteilungen der zu messenden Observablen werden durch Histogramme mit einer bestimmten Anzahl diskreter Intervalle ('Bins') angenähert. Um die Faktormethode (auch 'Bin-to-Bin'-Korrektur) anwenden zu können, müssen die Breiten der Intervalle mindestens in der Größenordnung der Auflösung der jeweiligen Variablen in diesen Intervallen sein. Ansonsten können die Migrationen zwischen verschiedenen Intervallen (siehe folgender Abschnitt 6.5.2) und damit die Korrelationen zwischen ihnen zu groß werden.

Um die unkorrigierten Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren, werden zwei verschiedene MC-Datensätze benötigt: einer auf Detektorniveau (im Folgenden oft durch 'REC' für 'rekonstruiert' abgekürzt) und einer auf Hadronniveau ('GEN' für 'generiert') (siehe auch Abschnitt 4.2.5). Wichtig ist, dass die Form der Verteilungen in den Daten und in den verwendeten Ereignis-Generatoren möglichst gut übereinstimmt, da nur dann die Migrationseffekte in den Daten von den Modellen beschrieben werden können.
Abbildung 6.5 zeigt die auf die Anzahl der Einträge normierten Verteilungen einiger wichtiger Jet-Observablen für unkorrigierte Daten und die Generatoren `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. Abgesehen von dem bekannten Problem, dass `DJANGO/CDM` ein zu hartes E_T-Spektrum erzeugt, stimmen die Formen der Verteilungen recht gut überein. Auch scheinen die Abweichungen in der Form der `DJANGO/CDM`-Verteilungen keine Auswirkungen auf den Korrekturprozess zu haben, da innerhalb enger Grenzen dieselben Korrekturen wie mit `RAPGAP` ermittelt werden (siehe weiter unten).

Mit den beiden MC-Datensätzen lässt sich dann für jedes Intervall einer Observablen die Detektorkorrektur C^{DET} definieren:

$$C^{DET} \equiv \frac{MC^{GEN}}{MC^{REC}}. \tag{6.4}$$

In dieser Definition ist MC^{GEN} (bzw. MC^{REC}) die Anzahl der alle Analyseschnitte passierenden Ereignisse auf Hadronniveau (bzw. auf Detektorniveau) im entsprechenden Intervall.
Da `DJANGO/CDM` und `RAPGAP` auch die Effekte der QED-Strahlung simulieren können, lässt sich über die Detektorkorrektur C^{DET} hinaus auch die Korrektur für die Strahlungseffekte C^{RAD} berechnen:

$$C^{RAD} \equiv \frac{MC^{GEN}_{NRAD}}{MC^{GEN}_{RAD}}. \tag{6.5}$$

Hier ist MC^{GEN}_{NRAD} die Anzahl der ohne Strahlungseffekte im betreffenden Intervall generierten Ereignisse, die alle Schnitte passieren; MC^{GEN}_{RAD} ist die Anzahl der mit diesem Effekt erzeugten Ereignisse.

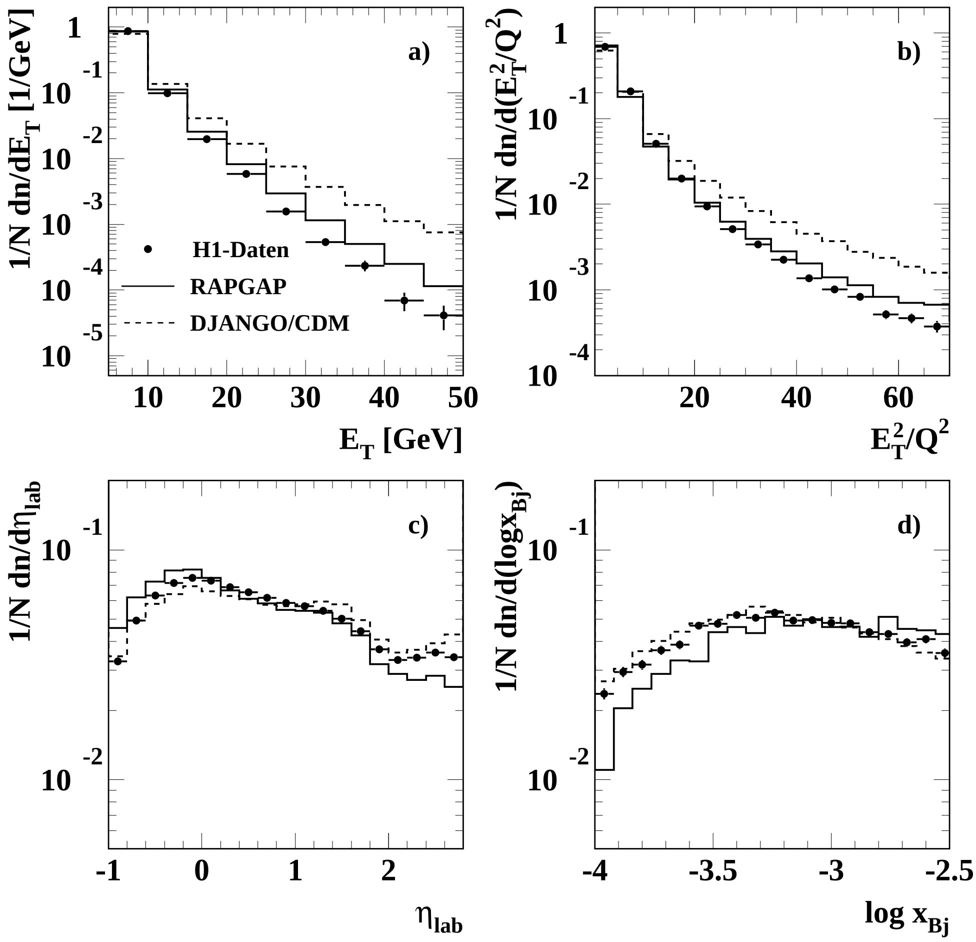


Abbildung 6.5: Normierte inklusive Jet-Verteilungen für unkorrigierte Daten und die MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. a) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für alle Q^2 und alle η_{lab}; b) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ für alle Q^2 und alle η_{lab}; c) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\eta_{lab}$ für alle Q^2; d) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für alle Q^2 und η_{lab}.

Üblicherweise wird die Korrektur allerdings in einem Schritt vollzogen, so dass sich nur ein Korrekturfaktor C^{CORR} ergibt:

$$C^{RAD} \times C^{DET} \approx C^{CORR} \equiv \frac{MC^{GEN}_{NRAD}}{MC^{REC}_{RAD}}, \tag{6.6}$$

wobei MC^{REC}_{RAD} die Anzahl der alle Schnitte passierenden und mit Strahlungseffekt erzeugten Ereignisse auf Detektorniveau ist. Multipliziert man den Faktor C^{CORR} mit der im entsprechenden Intervall gemessenen Anzahl der Ereignisse in den unkorrigierten Daten, so erhält man die auf Hadronniveau korrigierte Verteilung der Daten.

6.5.2 Migrationen

Um die beschriebene Faktormethode anwenden zu können, muss sichergestellt sein, dass die Migrationen zwischen den einzelnen Intervallen auf Detektor- und Hadronniveau nicht zu groß sind. Maße hierfür sind die Effizienz E und Reinheit R einer Observablen:

$$E = \frac{MC^{REC \wedge GEN}(i)}{MC^{GEN}(i)}, \tag{6.7}$$

$$R = \frac{MC^{GEN \wedge REC}(i)}{MC^{REC}(i)}. \tag{6.8}$$

MC^{GEN} bzw. MC^{REC} sind wieder die Anzahlen der im betreffenden Intervall i generierten bzw. rekonstruierten Ereignisse nach Anwendung aller Analyseschnitte; $MC^{REC \wedge GEN}$ ($MC^{GEN \wedge REC}$) steht für die Anzahl der Ereignisse, die in dem Intervall rekonstruiert (generiert) werden, in dem sie auch generiert (rekonstruiert) wurden.

Praktisch geschieht die Berechnung der Effizienz und der Reinheit, indem die für jedes MC-Ereignis auf Detektorniveau noch vorhandene Information des Hadronniveaus betrachtet wird: Für jedes Ereignis wird sowohl auf den simulierten Detektorobjekten als auch auf den Hadronen des Hadronniveaus eine Jet-Suche durchgeführt. Die gefundenen Jets der beiden Niveaus ('Detektorjets', 'Hadronjets') werden dann einander zugeordnet. Dazu werden die Jets jedes Niveaus nach ihrer transversalen Energie geordnet und, beginnend mit den jeweils härtesten Jets, die Abstände R_{ij} aller Detektorjets i von allen Hadronjets j im $\eta - \phi$-Raum berechnet, $R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$. Ist der Abstand eines Detektorjets von einem Hadronjet kleiner als 1, so werden beide als zusammengehörig betrachtet und aus ihrer jeweiligen Liste gestrichen. Sie ergeben dann einen Eintrag in einer zweidimensionalen Migrationsmatrix, in der die x-Achse (y-Achse) die Intervalle auf Hadronniveau (Detektorniveau) bezeichnet. Nichtmigrierte Jets liegen auf der Diagonalen der Matrix. Jets, die keinem Jet auf dem anderen Niveau zugeordnet werden können, werden in das nullte Intervall eingetragen und tragen ebenfalls zur Berechnung der Effizienz und Reinheit bei. Aus einer solchen Migrationsmatrix lässt sich dann die Effizienz (Reinheit) für ein bestimmtes Intervall berechnen, indem man die Anzahl der Einträge der diesem Intervall entsprechenden Spalte (Zeile) aufsummiert und das Diagonalelement dieser Spalte (Zeile) durch die Summe teilt.
Gemäß einer in der Jet-Arbeitsgruppe des H1-Experiments verbreiteten Praxis sollen Effizienz und Reinheit einer Observablen in keinem Intervall kleiner als 40 % sein.

Abbildung 6.6 zeigt die zweidimensionalen Migrationsmatrizen verschiedener Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T, abgeschätzt mit den Modellen `DJANGO/CDM` und `RAPGAP`. Da diese Art der Darstellung umständlich zu interpretieren ist, sind in den Abbildungen 6.7 bis 6.10 die aus den jeweiligen Migrationsmatrizen berechneten Effizienzen und Reinheiten aller Observablen gezeigt. Die Intervallgrenzen wurden so gewählt, dass für kein Intervall Effizienz oder Reinheit deutlich unter

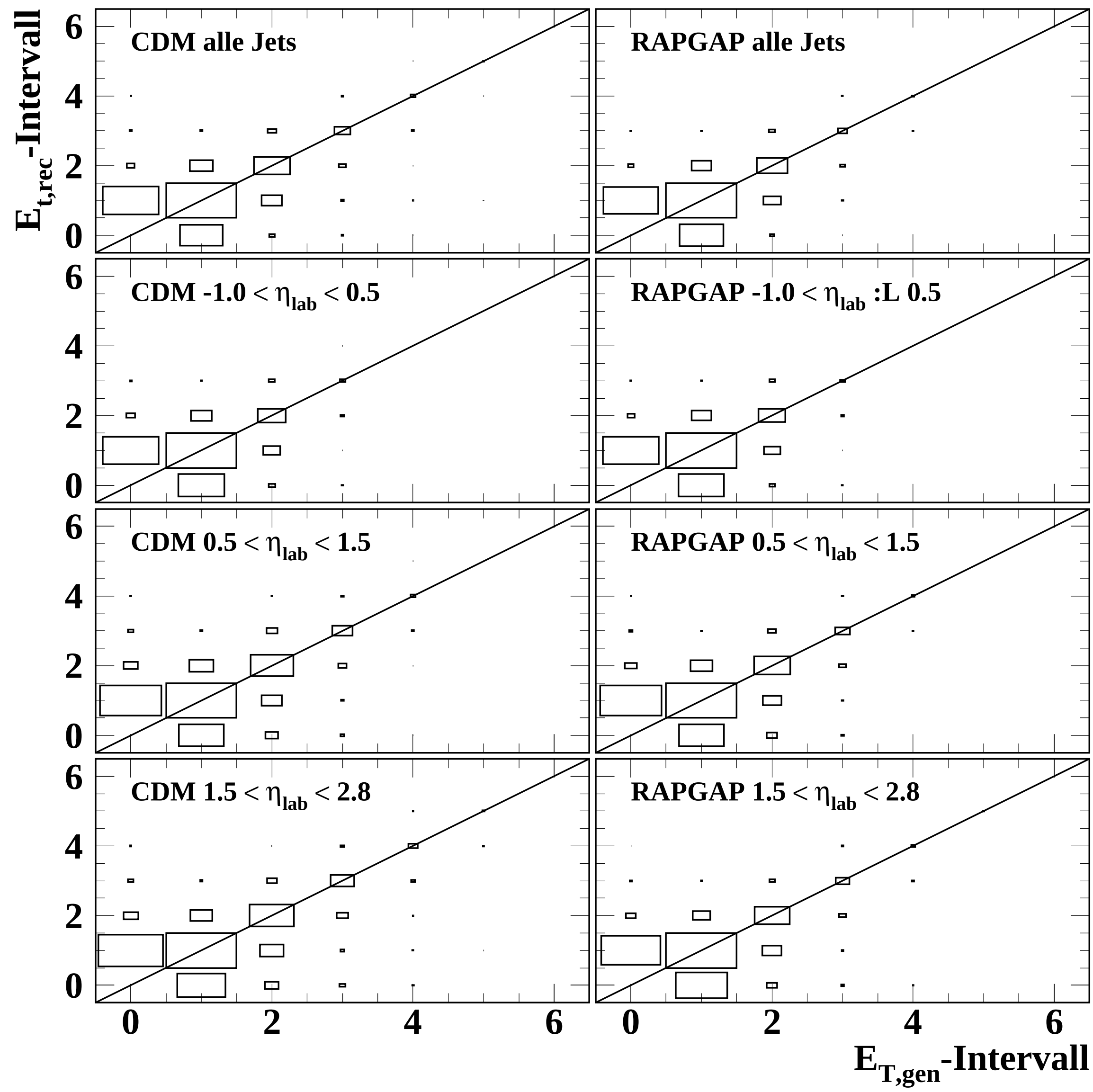


Abbildung 6.6: Zweidimensionale Migrationsmatrizen für Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ in verschiedenen Bereichen von η_{lab}. Die Matrizen der linken Spalte wurden mit `DJANGO/CDM`, die der rechten mit `RAPGAP` ermittelt. Die Werte an der x- bzw. der y-Achse beziehen sich auf die in Tabelle 6.2 definierten Intervalle in E_T. Im nullten Intervall finden sich Jets, die keinem Jet auf dem anderen Niveau (Hadron- oder Detektorniveau) zugeordnet werden konnten.

40 % liegen. Tabelle 6.2 fasst außerdem die Intervallgrenzen für die Verteilungen in E_T, in E_T^2/Q^2 und in x_{Bj} zusammen.

Abbildung 6.11 schließlich zeigt die Effizienzen und Reinheiten verschiedener Verteilungen in x_{Bj}. Angegeben sind die auf die enthaltenen Jets angewendeten Schnitte. Es fällt auf, dass der Schnitt $0.5 < E_T^2/Q^2 < 2$ die Migrationen deutlich erhöht. So liegen etwa in der Verteilung, in der auf alle drei Variablen x_{Jet}, η_{lab} und E_T^2/Q^2 geschnitten wurde, Effizienz und Reinheit für manche Intervalle unter 25 %. Daher wurde in dieser Arbeit der so genannte Vorwärts-Jet-Wirkungsquerschnitt nicht gemessen, der Gegenstand einer früheren H1-Veröffentlichung [125] war.

	Intervall					
Variable	1	2	3	4	5	6
E_T [GeV]	5 - 10	10 - 20	20 - 40	40 - 70	(70-100)	(>100)
E_T^2/Q^2	0.5 - 2	2 - 8	8 - 15	15 -50	50 - 100	
x_{Bj} [10^{-4}]	1 - 5	5 - 10	10 - 15	15 - 20	20 - 30	30 - 50

Tabelle 6.2: Übersicht über die Intervallgrenzen der Variablen, als deren Funktion inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte gemessen wurden.

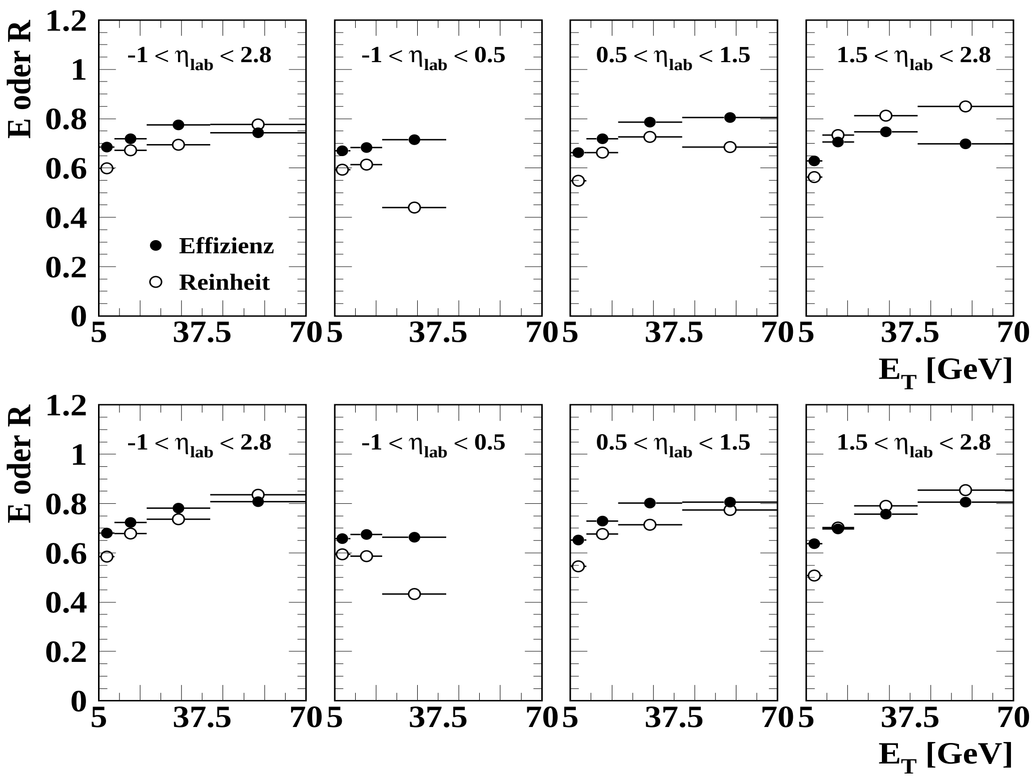


Abbildung 6.7: Effizienz und Reinheit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ für den gesamten Bereich von Q^2 und verschiedene angegebene Bereiche von η_{lab} . Die Abbildungen der oberen Reihe wurden mit DJANGO/CDM erstellt, die der unteren Reihe mit RAPGAP.

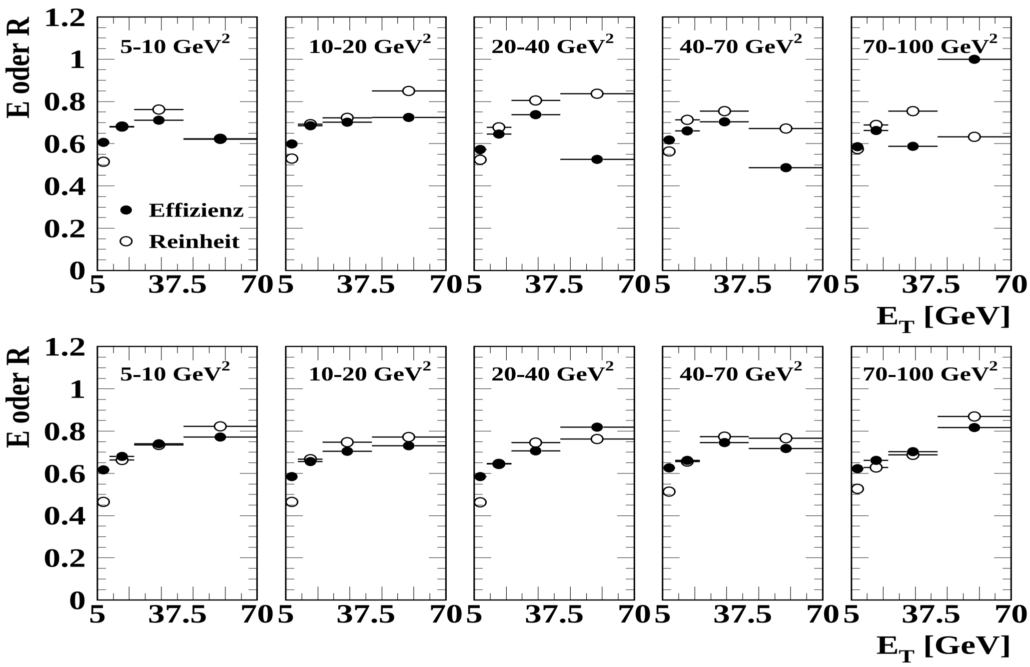


Abbildung 6.8: Effizienz und Reinheit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ für den Vorwärtsbereich und für verschiedene angegebene Bereiche von Q^2. Die Abbildungen der oberen Reihe wurden mit `DJANGO/CDM` erstellt, die der unteren Reihe mit `RAPGAP`.

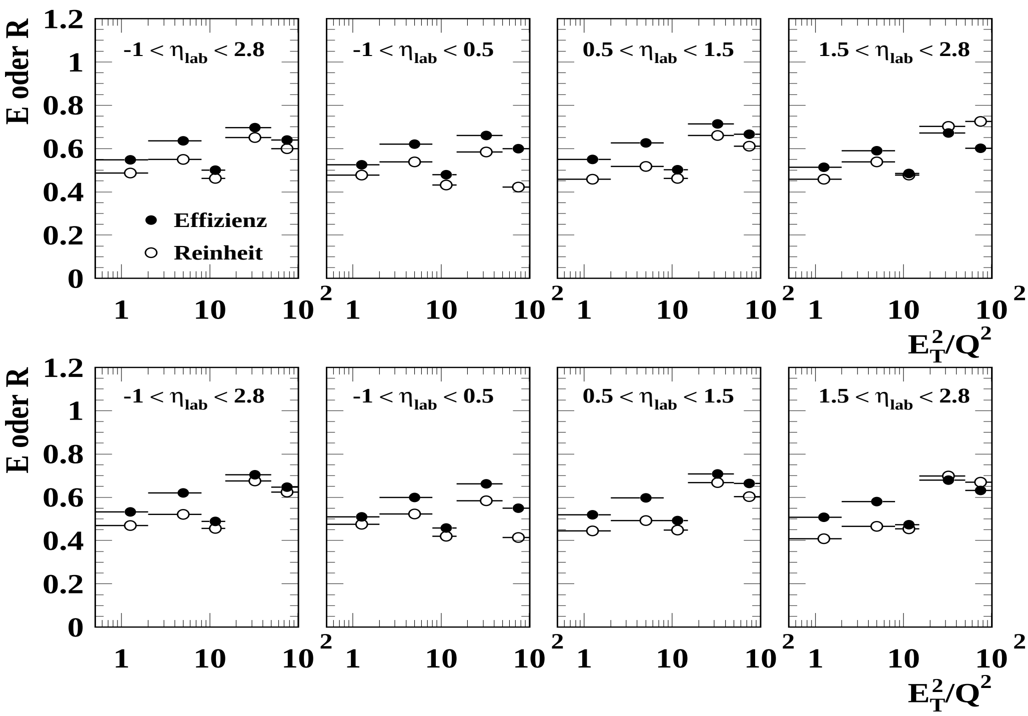


Abbildung 6.9: Effizienz und Reinheit der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ für den gesamten Bereich von Q^2 und verschiedene, jeweils angegebene Bereiche von η_{lab}. Die Abbildungen der oberen Reihe wurden mit `DJANGO/CDM` erstellt, die der unteren Reihe mit `RAPGAP`.

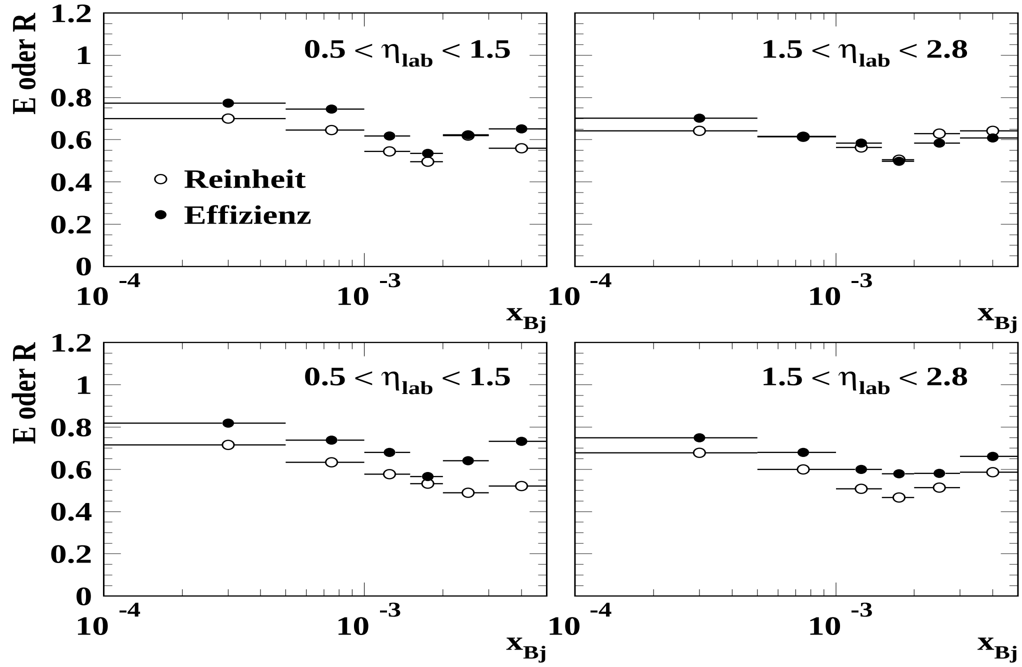


Abbildung 6.10: Effizienz und Reinheit der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für den gesamten Bereich von Q^2 und verschiedene, jeweils angegebene Bereiche von η_{lab}. Die Abbildungen der oberen Reihe wurden mit DJANGO/CDM erstellt, die der unteren Reihe mit RAPGAP.

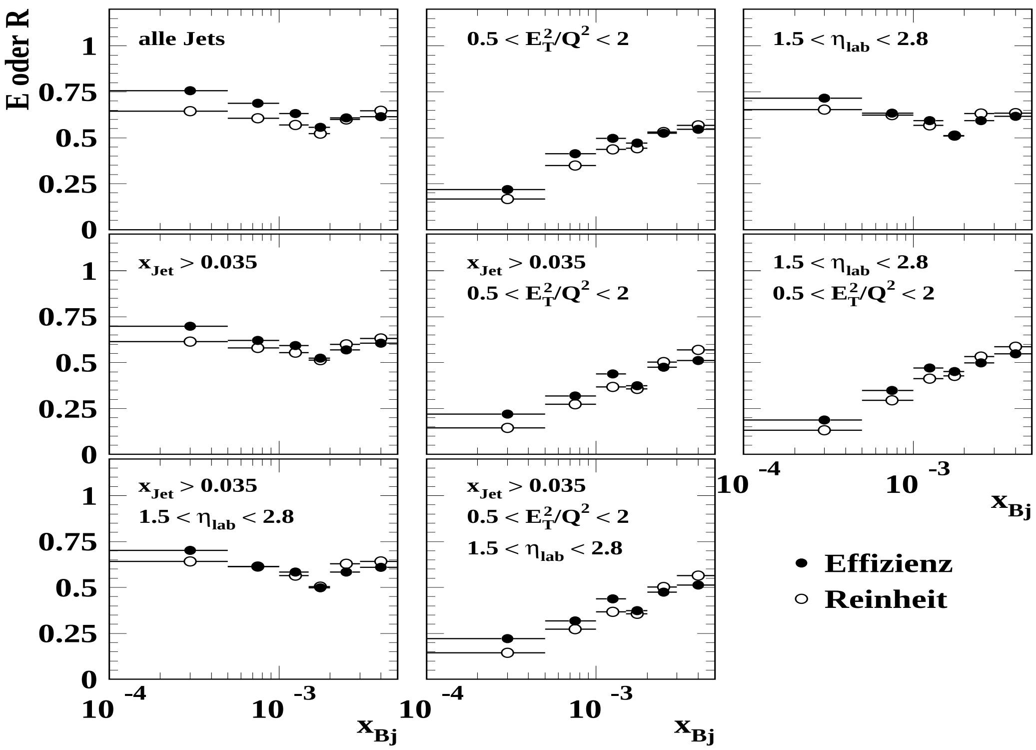


Abbildung 6.11: Effizienz und Reinheit der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$. Die Abbildungen wurden mit DJANGO/CDM erstellt. Siehe auch die Erläuterungen im Text.

6.5.3 Korrekturfaktoren

Nachdem die Überprüfung der Migrationen ergeben hatte, dass die Intervallgrenzen weit genug gewählt waren, um die Faktormethode auf die zu messenden Observablen anzuwenden, wurden die Korrekturfaktoren C^{CORR} aller Verteilungen bestimmt, und zwar jeweils mit den Modellen DJANGO/CDM und RAPGAP. Sie sind in den Abbildungen 6.12 bis 6.15 gezeigt. Generell fällt in diesen Abbildungen die gute Übereinstimmung der mit den beiden Modellen abgeschätzten Korrekturen auf, die das Vertrauen in die Detektorsimulation erhöht. Angesichts der deutlichen Verschiedenheit zum Beispiel der E_T-Spektren der beiden Modelle (siehe Abbildung 6.5 und Anhang A) überrascht diese Übereinstimmung positiv. Des Weiteren weichen die Korrekturfaktoren nur selten stärker als 20 % von 1 ab; nur für hohe Werte von $x_{Bj} > 0.002$, für hohe $E_T > 20$ GeV in der rückwärtigen Richtung des Detektors und für sehr niedrige Werte von E_T^2/Q^2 zwischen 0.5 und 2 liegen die Faktoren bei Werten von 0.6 bis 0.8.

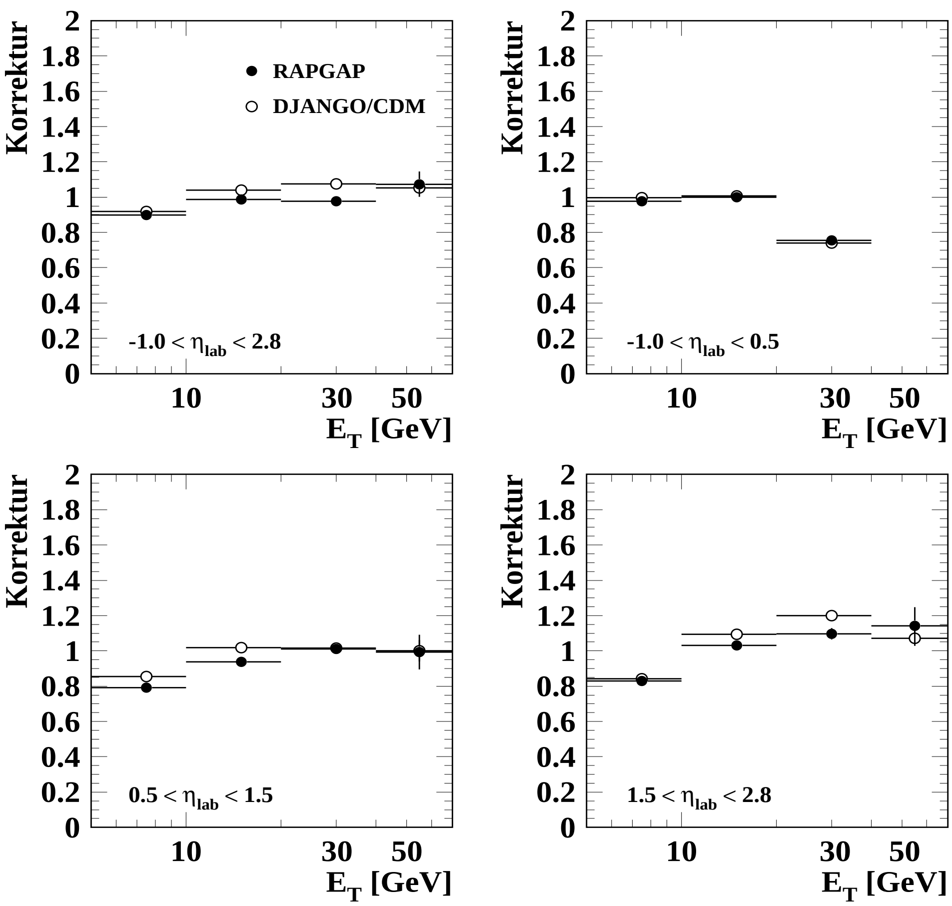


Abbildung 6.12: Korrekturfaktoren für die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ für den gesamten Q^2-Bereich und für verschiedene Bereiche von η_{lab}.

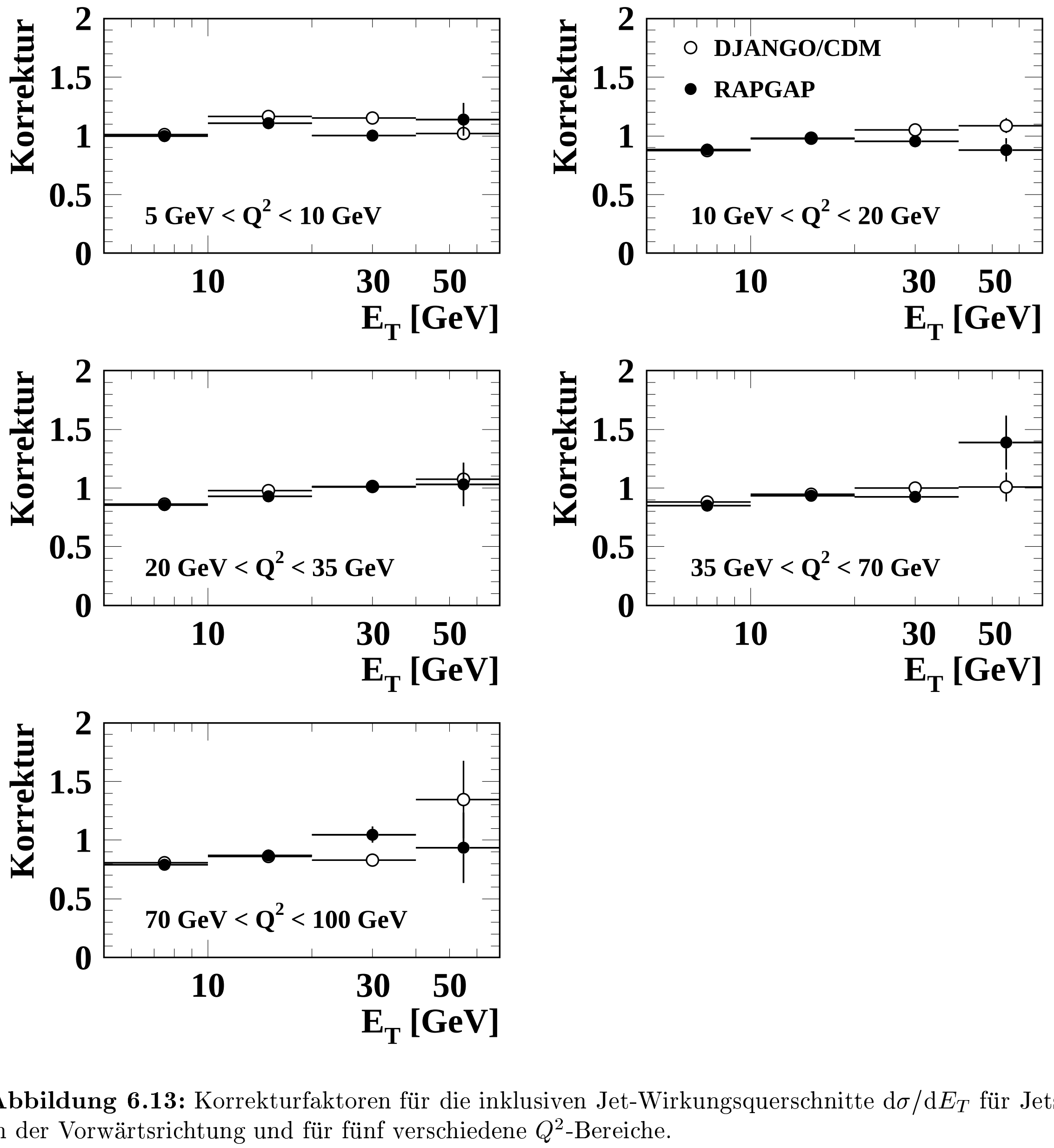


Abbildung 6.13: Korrekturfaktoren für die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für Jets in der Vorwärtsrichtung und für fünf verschiedene Q^2-Bereiche.

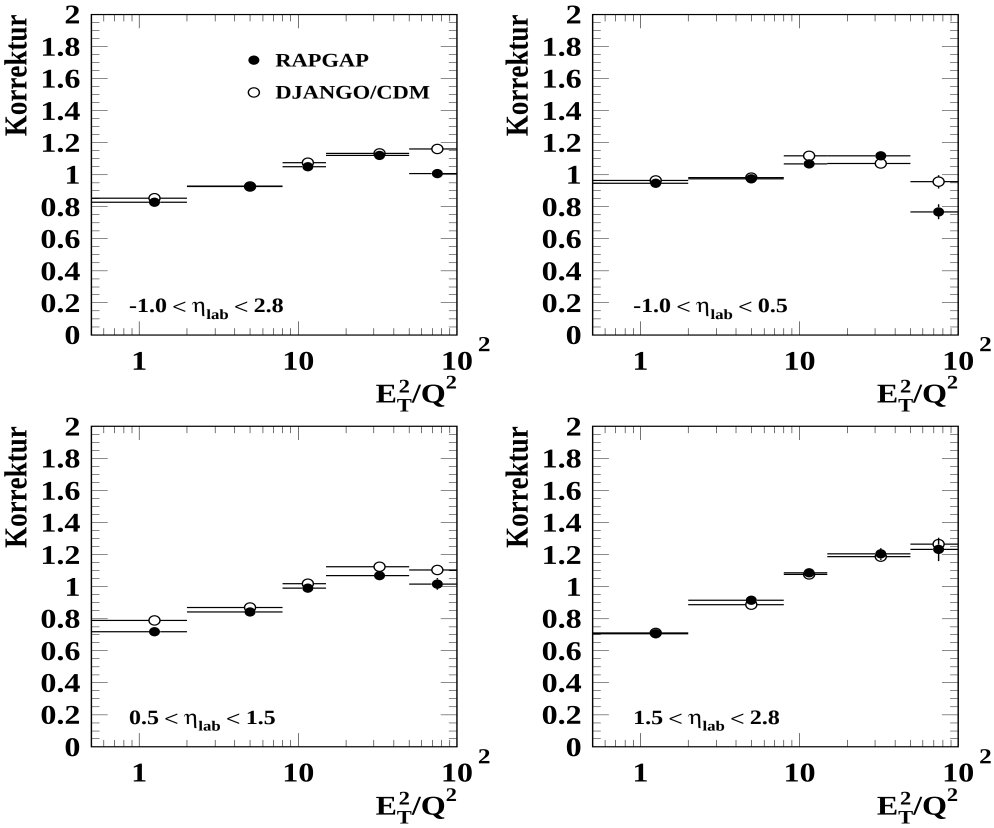


Abbildung 6.14: Korrekturfaktoren für die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ für den gesamten Q^2-Bereich und für verschiedene Bereiche von η_{lab}.

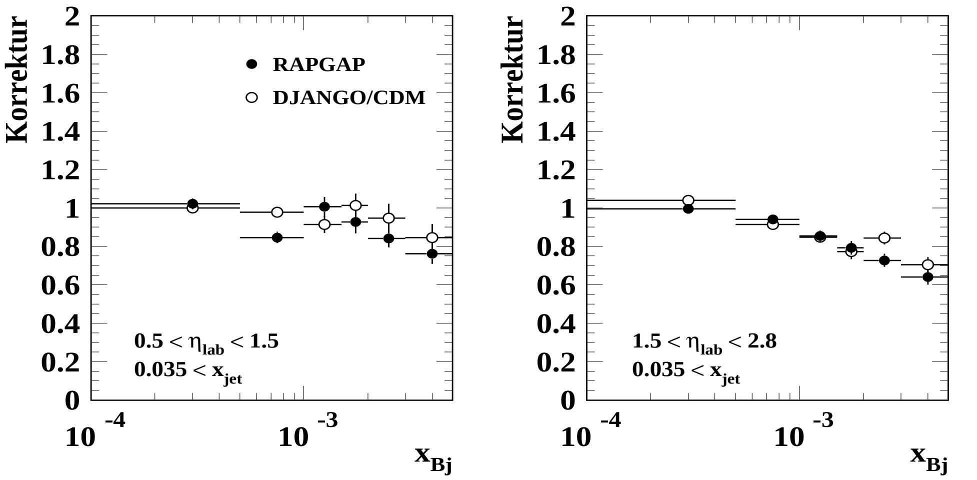


Abbildung 6.15: Korrekturfaktoren für die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für den gesamten Q^2-Bereich und für zwei verschiedene Bereiche von η_{lab}.

Abbildung 6.16 zeigt die Korrekturfaktoren für die verschiedenen Verteilungen der Variable x_{Bj}. Besonders die Anwendung eines Schnittes auf die Variable E_T^2/Q^2 senkt die Korrekturfaktoren im gesamten x_{Bj}-Bereich auf 0.5 bis 0.7 ab, so dass der Entschluss, die Vorwärts-Jets nicht näher zu analysieren, bekräftigt wird (siehe Abschnitt 6.5.2).

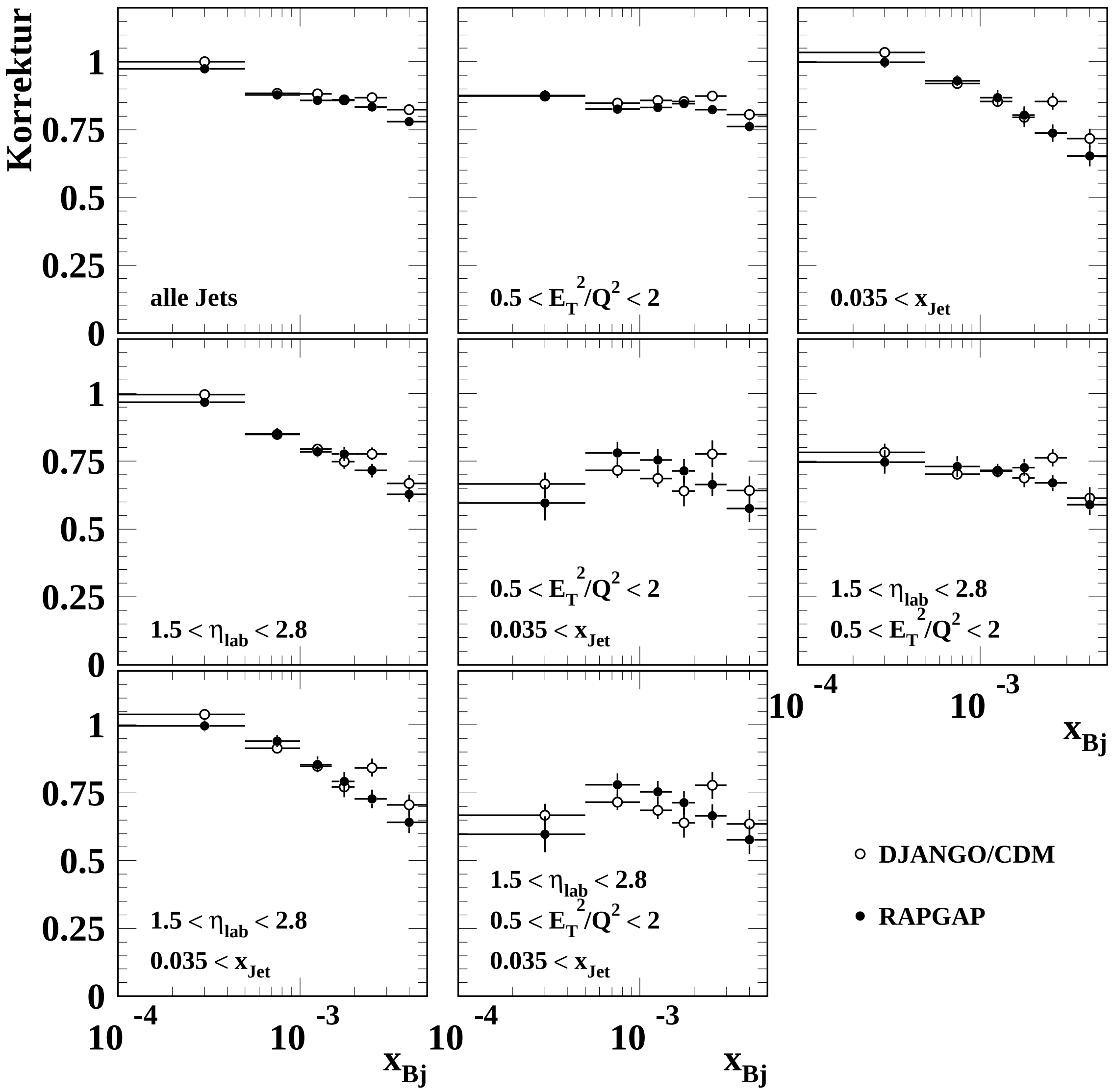


Abbildung 6.16: Korrekturfaktoren für die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_{Bj}$ mit verschiedenen Schnitten. Siehe auch die Erläuterungen im Text.

6.6 Hadronisierungskorrekturen

Die auf Detektor- und Strahlungseffekte korrigierten Daten (Hadronniveau) können nicht direkt mit den QCD-Rechnungen (Partonniveau) verglichen werden. Daher wird ein weiterer Schritt nötig, der entweder die Daten oder die Rechnung auf so genannte Hadronisierungseffekte korrigiert, also auf die Ergebnisse der Fragmentation der im harten Streuprozess oder im Partonschauer erzeugten Partonen.

Dieser Schritt wird mithilfe von MC-Modellen vollzogen. Mit den Programmen `ARIADNE` und `LEPTO` werden die Wirkungsquerschnitte auf dem Hadron- und auf dem Partonniveau bestimmt und das Verhältnis der beiden für alle Observablen berechnet. Als endgültige Hadronisierungskorrektur wird der Mittelwert der Vorhersagen der beiden Programme verwendet:

$$\text{Hadronisierungskorrektur} = \frac{1}{2}\left[\frac{\sigma^{Hadron}_{\texttt{ARIADNE}}}{\sigma^{Parton}_{\texttt{ARIADNE}}} + \frac{\sigma^{Hadron}_{\texttt{LEPTO}}}{\sigma^{Parton}_{\texttt{LEPTO}}}\right]; \tag{6.9}$$

der halbe Abstand der beiden Vorhersagen wird als Fehler betrachtet. Da die Korrekturen auf die QCD-Rechnungen und nicht auf die korrigierten Daten angewendet werden, wird dieser Fehler nicht als Teil der systematischen Unsicherheit behandelt. Die Größe der Korrektur beträgt in der Regel 0.8 bis 1.0.

Im Ergebniskapitel 9 sind die Hadronisierungskorrekturen für alle betrachteten Observablen aufgeführt; in besonderen Abbildungen wird dabei die auf Hadronniveau korrigierte QCD-Vorhersage des Programms `DISENT` mit den auf Detektor- und Strahlungseffekte korrigierten Daten verglichen.

Kapitel 7

Systematische Unsicherheiten

Außer mit dem statistischen Fehler ist eine Messung auch mit systematischen Unsicherheiten behaftet. Diese entstehen zum Beispiel aus der Modellabhängigkeit bestimmter Annahmen, einer ungenauen Kenntnis der Kalibration oder aus dem begrenzten Auflösungsvermögen bei der Messung von Variablen. Die verschiedenen systematischen Unsicherheiten (oder Fehler) werden quadratisch aufsummiert. Den gesamten Fehler der Messung erhält man, wenn zu der totalen systematischen Unsicherheit noch der statistische Fehler quadratisch addiert wird.

In dieser Arbeit wurde eine Reihe von systematischen Unsicherheiten auf ihren Einfluss auf die Messgrößen untersucht. Sie werden im Folgenden kurz vorgestellt. Die verschiedenen systematischen Unsicherheiten sind darüber hinaus in den Abbildungen 7.1 bis 7.15 für jede Messgröße separat graphisch dargestellt.

7.1 Studium der einzelnen Unsicherheiten

Die hadronische LAr-Energieskala

Die Unsicherheit bezüglich der hadronischen Energieskala des LAr-Kalorimeters stellt die größte Einzelunsicherheit in der vorliegenden Messung dar. Sie wurde gemäß der in H1 üblichen Praxis zu ± 4 % angesetzt. Ebenfalls gestützt werden die verwendeten 4 % Unsicherheit durch Untersuchungen in einer Analyse von Drei-Jet-Verteilungen [47], in der gezeigt wurde, dass innerhalb einer Variation der hadronischen Energieskala um diesen Betrag sowohl die p_T-Balance als auch die Größe $E - p_z$ von den MC-Modellen beschrieben werden können. Auch aus Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit können sie begründet werden (siehe Abschnitte 5.8.3 und 6.3).
Eine Variation der hadronischen Energieskala im MC-Modell um ± 4 % bewirkt eine Verschiebung der gemessenen Wirkungsquerschnitte um 5-15 %. Nur für hohe Transversalenergien $E_T > 40$ GeV wurden Abweichungen von bis zu 30 % festgestellt (siehe Abbildung 7.3).

Die Messung der Elektronenergie

Der Fehler auf der Messung der Elektronenergie im elektromagnetischen *SpaCal* wurde im Einklang mit anderen Jet-Veröffentlichungen von H1 zu ±1 % angenommen (siehe auch Abschnitt 5.8.2). Eine Variation der elektromagnetischen Skala des *SpaCal* um diesen Betrag resultiert in einer Veränderung der Wirkungsquerschnitte von fast immer weniger als 5 %.

Die Messung des Elektronwinkels

Der Polarwinkel des gestreuten Elektrons wurde als auf ±2 mrad bekannt angenommen [121]. Diese Ungenauigkeit zieht eine Unsicherheit in den Wirkungsquerschnitten von meist weniger als 2 % nach sich.

Die Bestimmung der Spurimpulse

Für die Spuren, die in die FSCOMB-Objekte des hadronischen Endzustandes eingehen, wurde eine Impulsauflösung von ±3 % angenommen [121]. Die Auswirkungen dieser Unsicherheit auf die Messung der Jet-Variablen wurde über eine Variation der Viererimpulse der Spuren im Ereignis-Generator zu 1-5 % abgeschätzt.

Die SpaCal-Energieskala

In die Berechnung der Größe $E - p_z$ und in die Bestimmung der Transversalenergie des hadronischen Endzustandes $p_{T,had}$ gehen auch die im *SpaCal* gefundenen hadronischen Teilchen ein. Die Bestimmung der Energie dieser Teilchen erfolgt auf ±7 % genau [129], was eine Unsicherheit in den gemessenen Wirkungsquerschnitten von unter 2 % nach sich zieht.

Die Methode der kinematischen Rekonstruktion

Wird statt der Elektron-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen die Elektron-Σ-Methode verwendet, die die Nachteile der Elektron-Methode bezüglich der Kompensation von QED-Strahlung teilweise ausgleicht (siehe Abschnitt 5.3.2), verändert sich der Wirkungsquerschnitt um weniger als 5 %.

Die Modellabhängigkeit

Für die Korrektur der Daten auf Detektor- und QCD-Strahlungseffekte wurden die MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM` verwendet (siehe Abschnitt 6.5). Da sich die aus den beiden Modellen resultierenden Korrekturfaktoren leicht unterscheiden, wurde für die Korrektur der Daten ebenfalls eine systematische Unsicherheit abgeleitet: Gewählt wurde die halbe Abweichung der Vorhersagen der beiden Modelle. Im Wirkungsquerschnitt äußert sich diese Unsicherheit als Schwankung um bis zu 10 %, in einigen Intervallen auch bis 20 % (siehe Abbildung 7.6).

Die Luminositätsunsicherheit

Um die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Luminosität zu berücksichtigen, wurde quadratisch ein zusätzlicher Beitrag von 1.5 % zur totalen systematischen Unsicherheit addiert (siehe Abschnitt 2.2.4).

7.2 Systematische Studien: Zusammenfassung

Die folgende Tabelle 7.1 fasst noch einmal die untersuchten systematischen Unsicherheiten zusammen. Die totale systematische Unsicherheit beträgt in der Regel um die 15 %. Eine genaue Übersicht über die totalen systematischen Fehler für jede einzelne Observable findet sich zusammen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten und ihren statistischen Fehlern in Anhang D.

Unsicherheit	Variation	Auswirkung	Anmerkungen
hadr. LAr-Skala	±4 %	5 - 15 %	bis zu 30 % für höchste E_T
Elektronenergie	±1 %	<5 %	selten 5 - 10 % (hohe x_{Bj})
Elektronwinkel	±2 mrd	<2 %	selten 2 - 7 % (niedrige E_T)
Spurimpulse	±3 %	<5 %	
hadr. *SpaCal*-Skala	±7 %	<2 %	
Rekonstruktion	El.-Σ-Methode	<5 %	größer für hohe x_{Bj}
Modell	DJANGO/CDM	<10 %	für $E_T > 20$ GeV bis 20 %
Luminosität		1.5 %	globaler Beitrag
gesamter syst. Fehler		ca. 15 %	

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten.

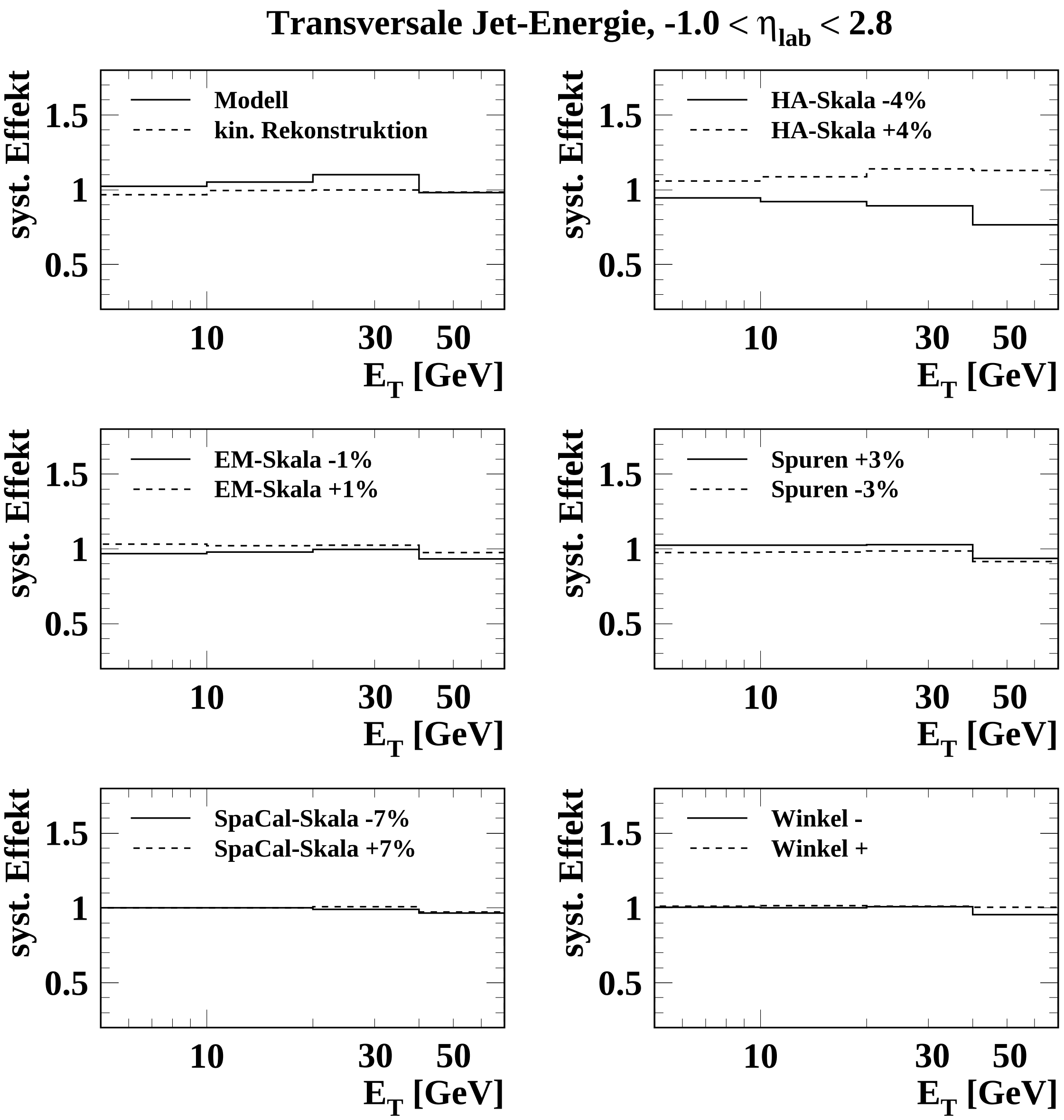


Abbildung 7.1: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für den gesamten Q^2- und η_{lab}-Bereich. Gezeigt ist jeweils das Verhältnis aus korrigierten Daten ohne systematische Variationen und den Daten, die mit einem MC-Modell mit systematischen Variationen korrigiert wurden.

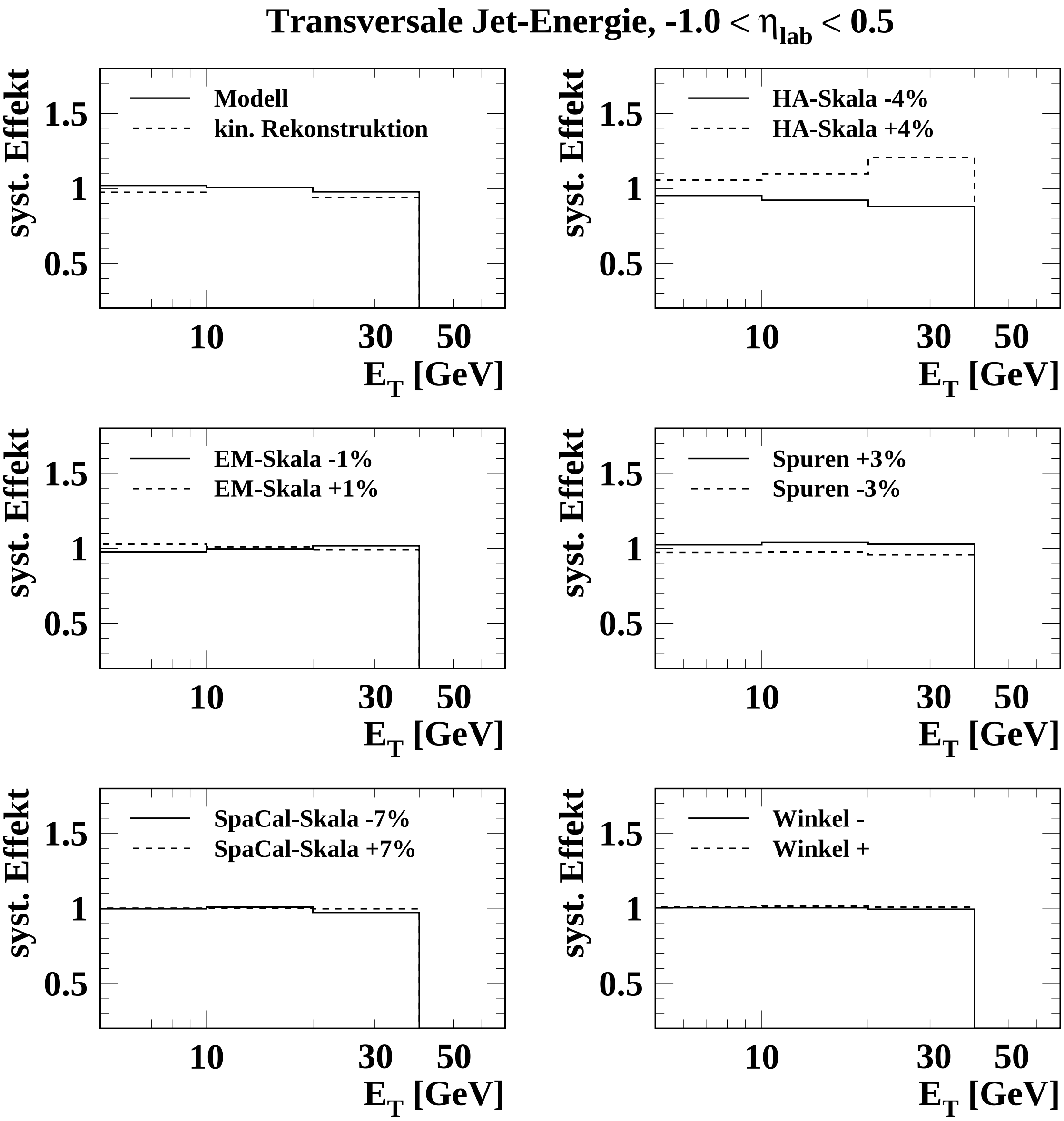


Abbildung 7.2: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für den gesamten Q^2-Bereich und -1.0 $< \eta_{lab} <$ 0.5.

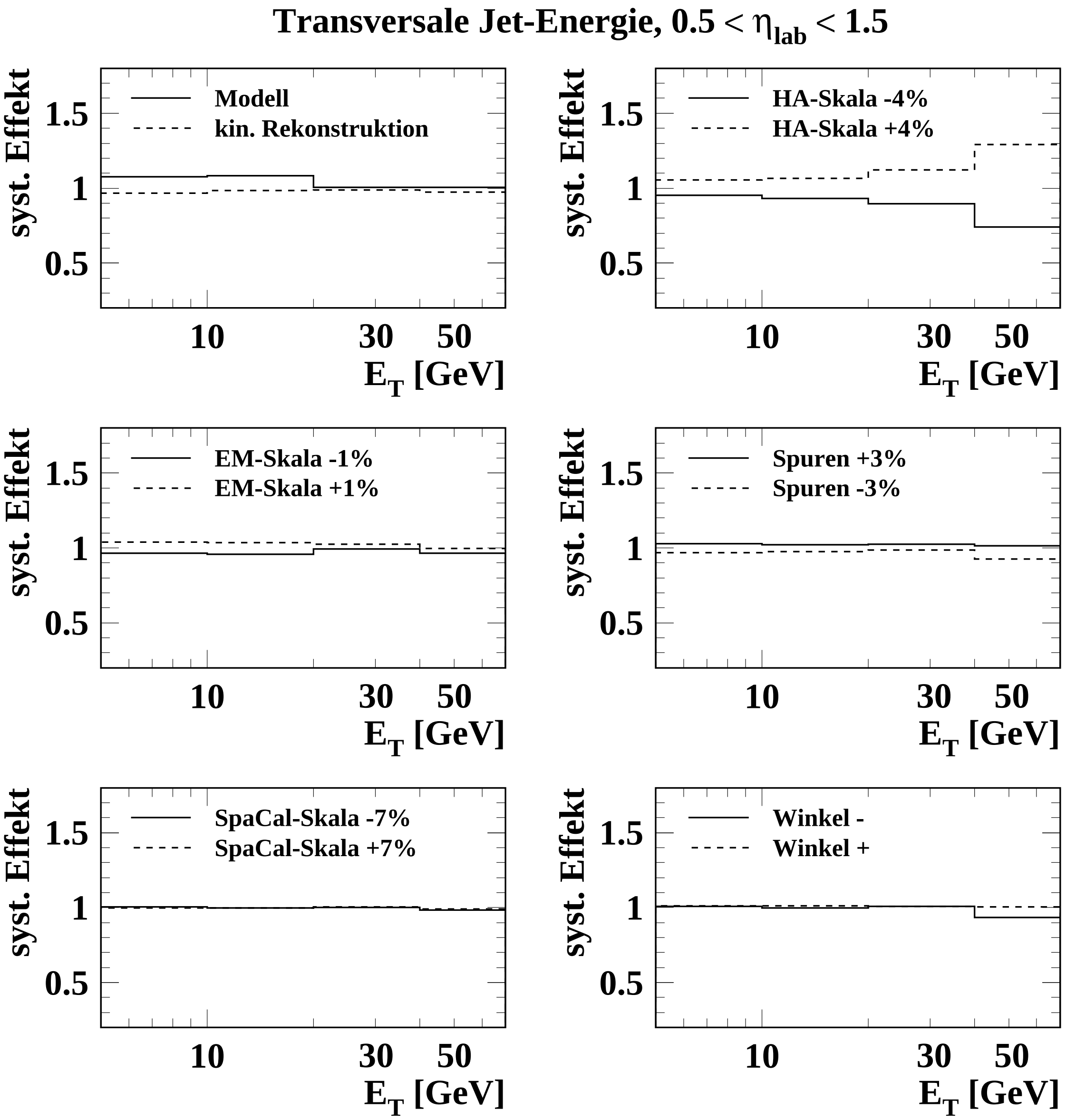


Abbildung 7.3: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für den gesamten Q^2-Bereich und $0.5 < \eta_{lab} < 1.5$.

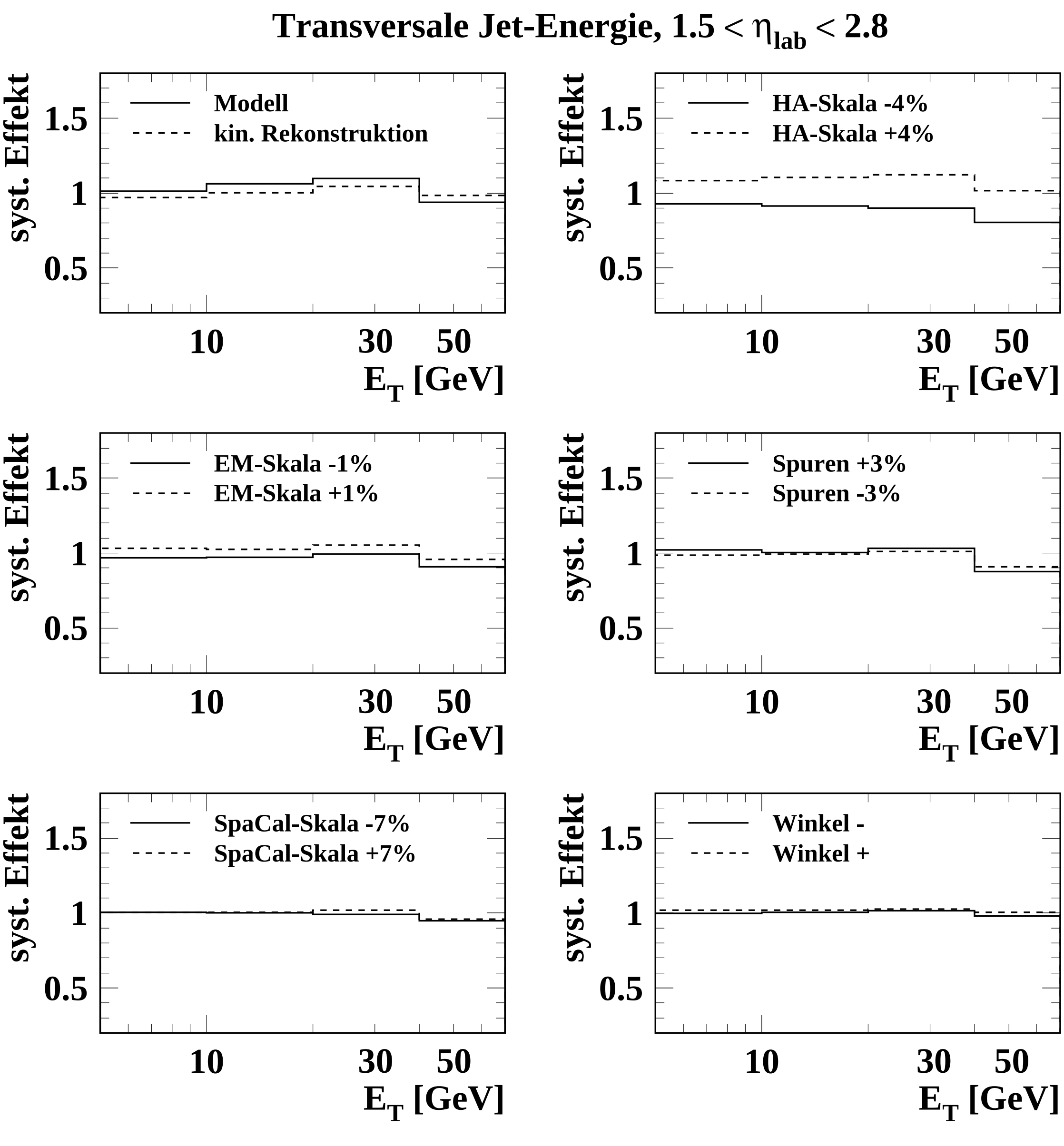


Abbildung 7.4: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für den gesamten Q^2-Bereich und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

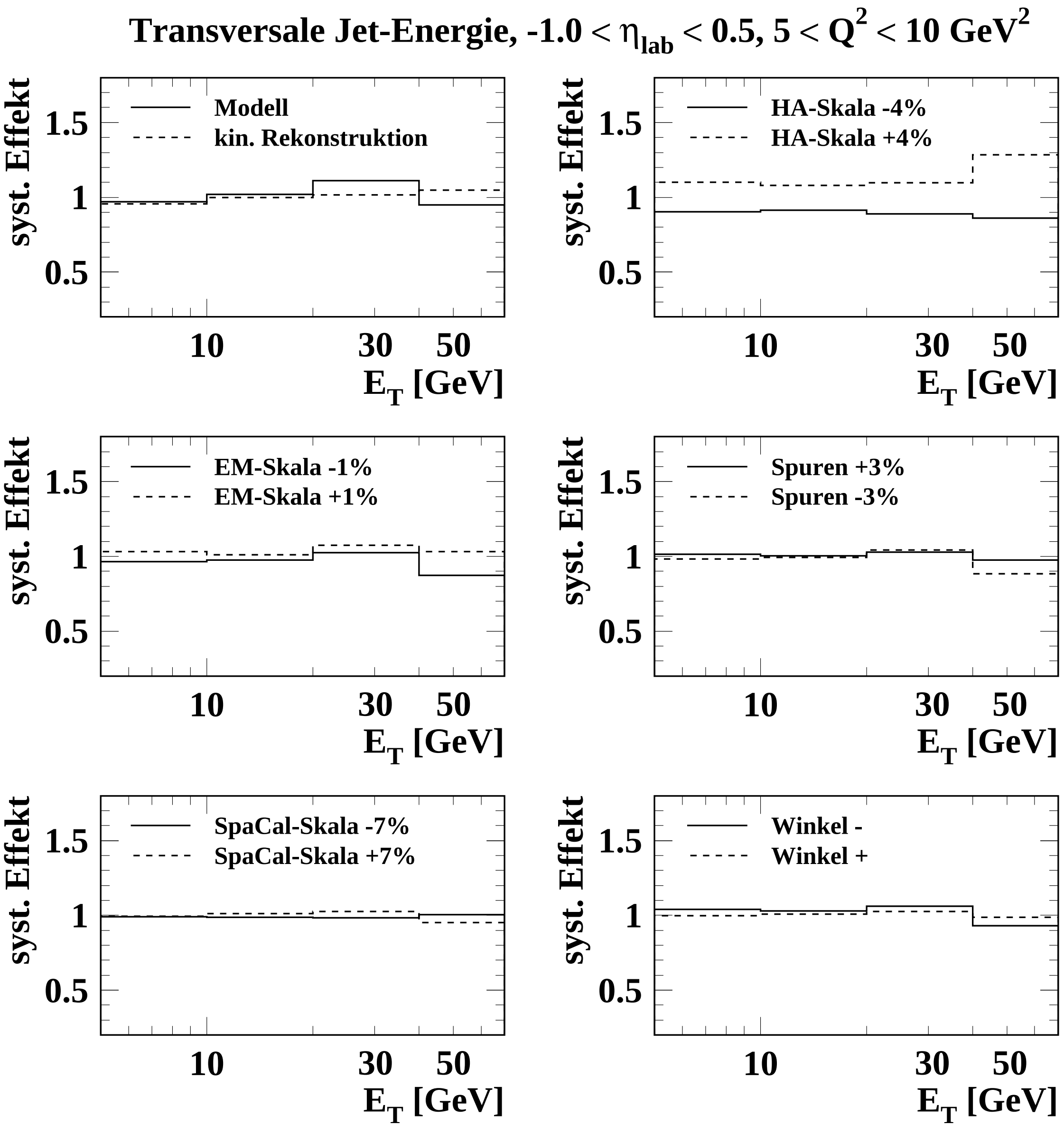


Abbildung 7.5: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für $5 < Q^2 < 10$ GeV^2 und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

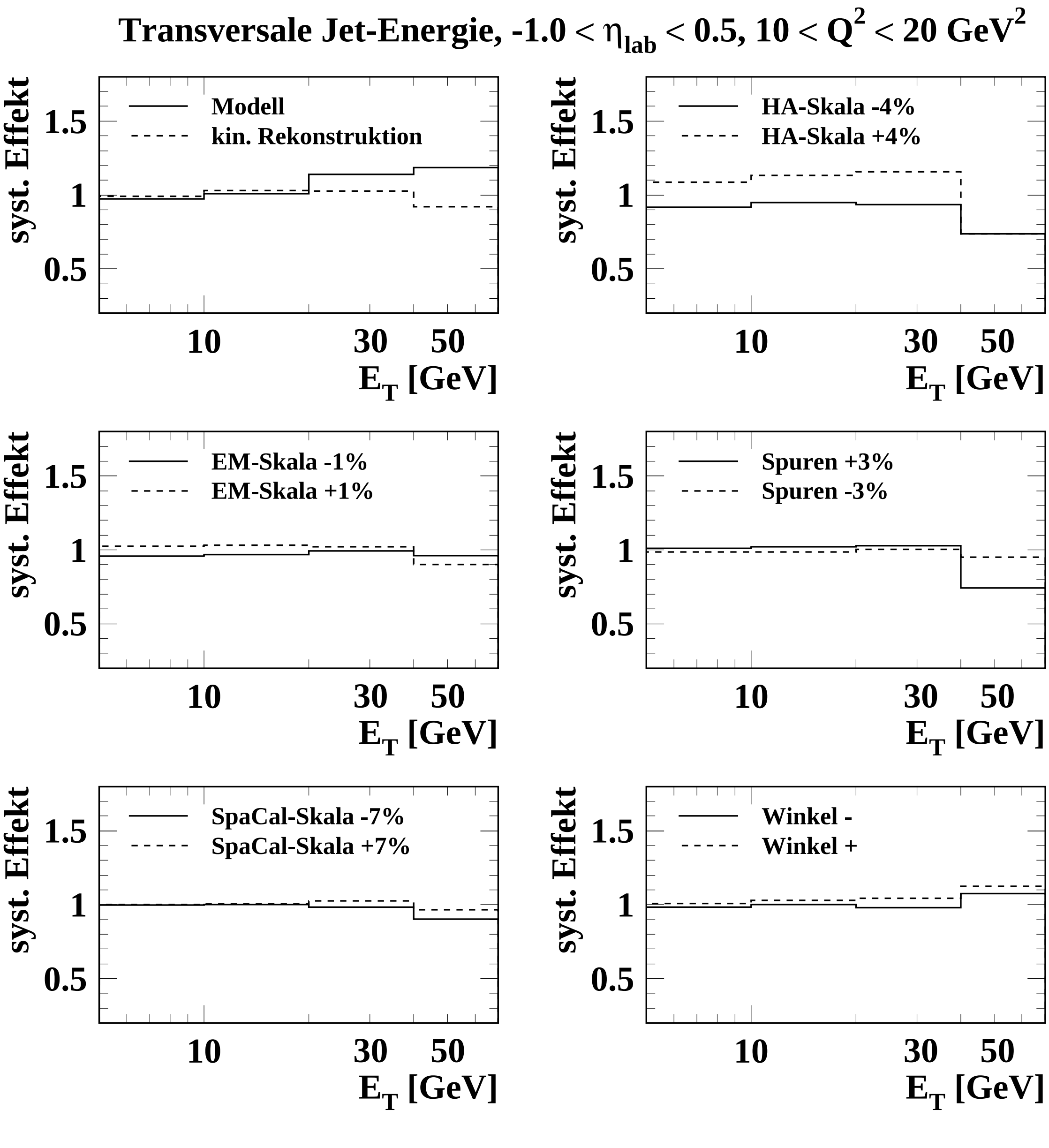


Abbildung 7.6: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für $10 < Q^2 < 20$ GeV^2 und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

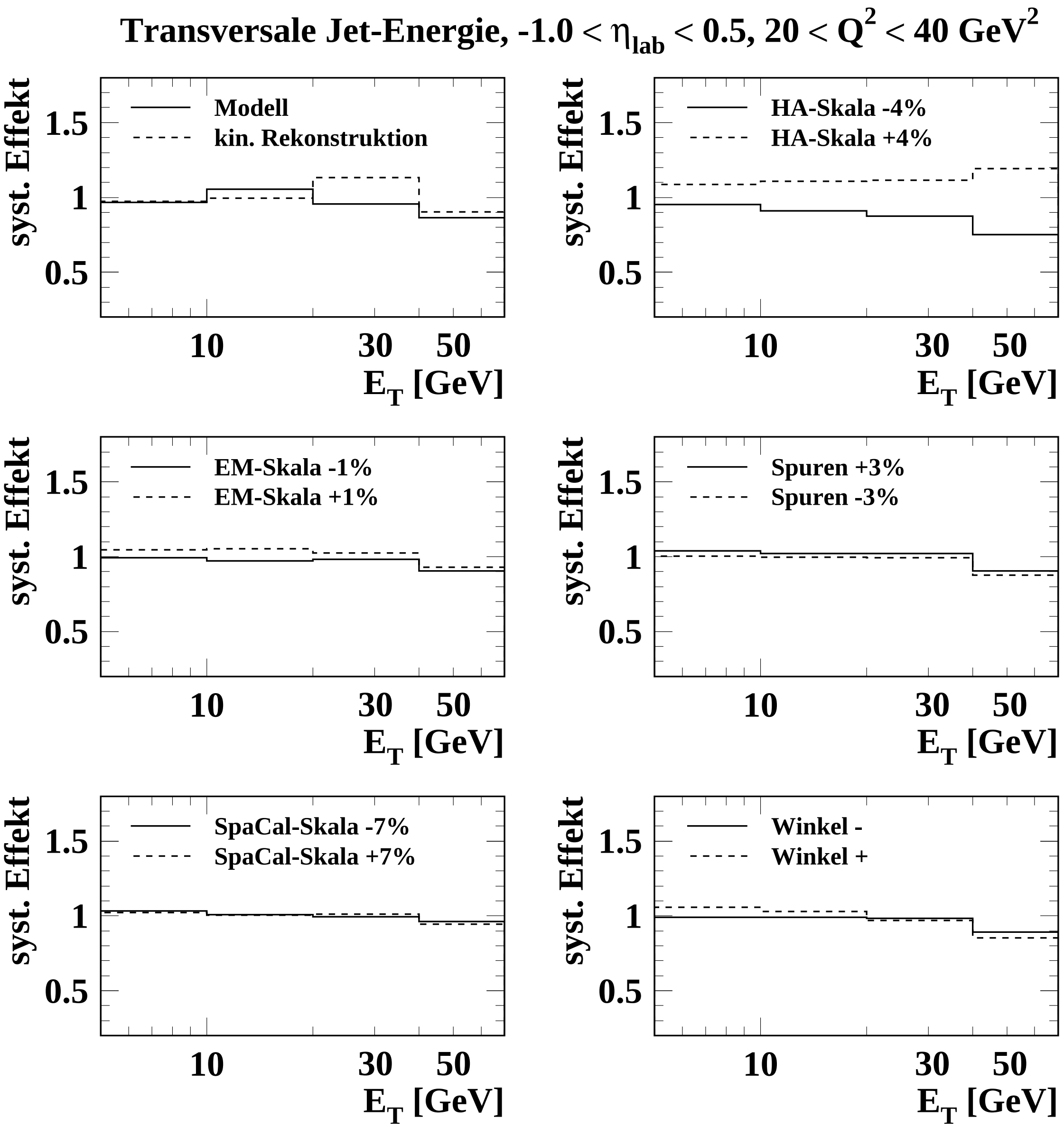


Abbildung 7.7: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für $20 < Q^2 < 40$ GeV^2 und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

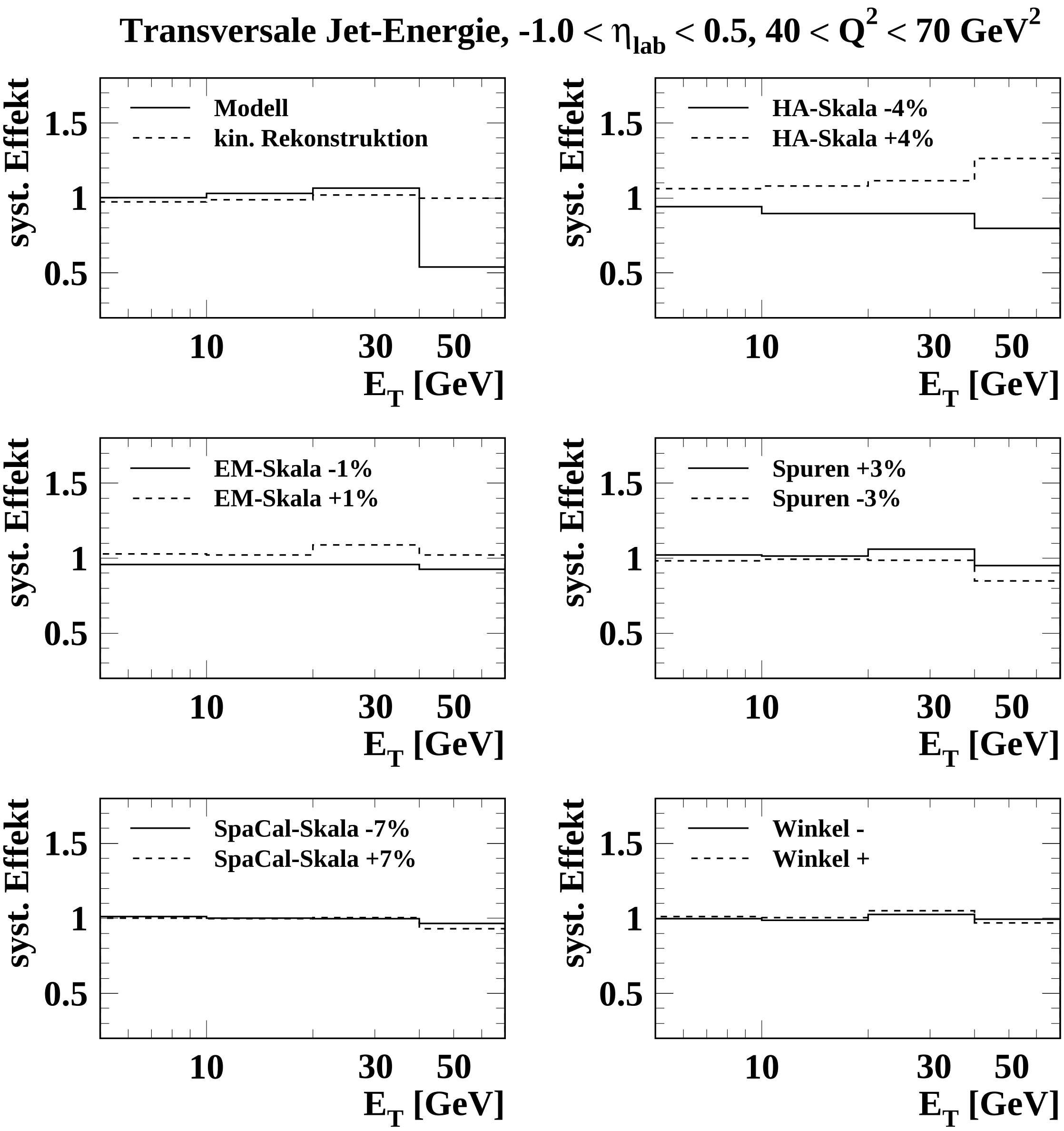


Abbildung 7.8: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für $40 < Q^2 < 70$ GeV^2 und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

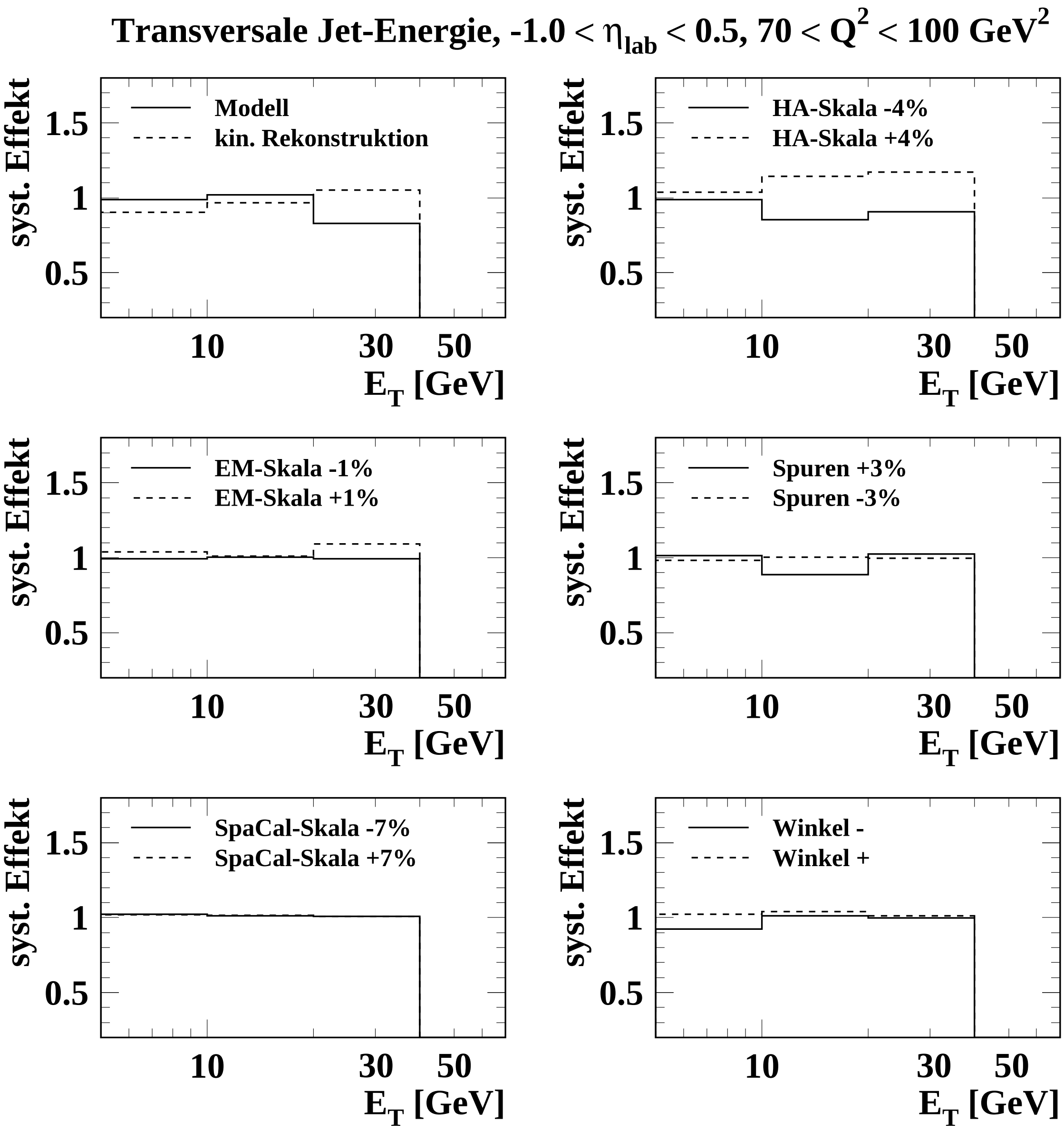


Abbildung 7.9: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für $70 < Q^2 < 100$ GeV^2 und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

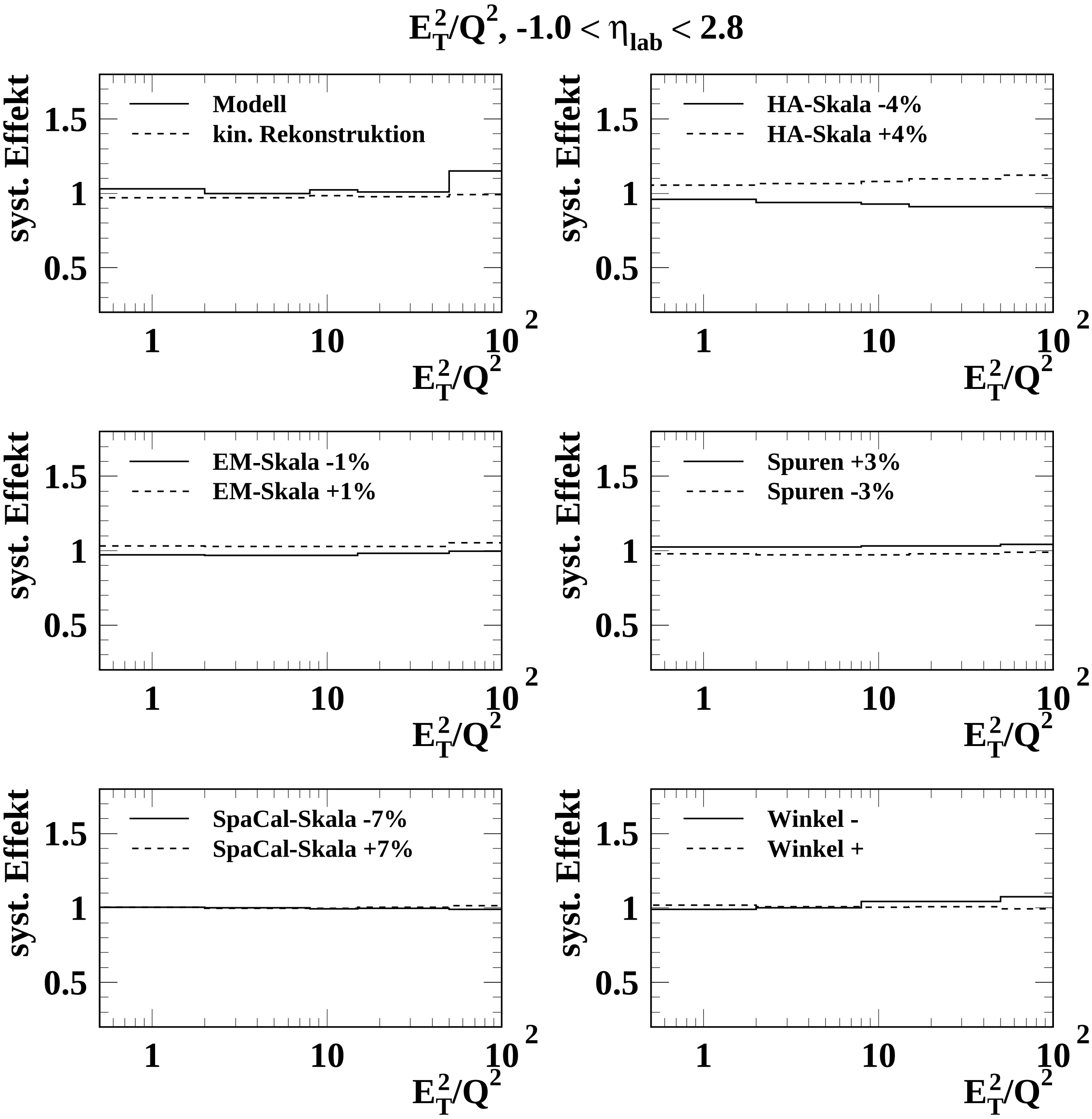


Abbildung 7.10: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2- und η_{lab}-Bereich.

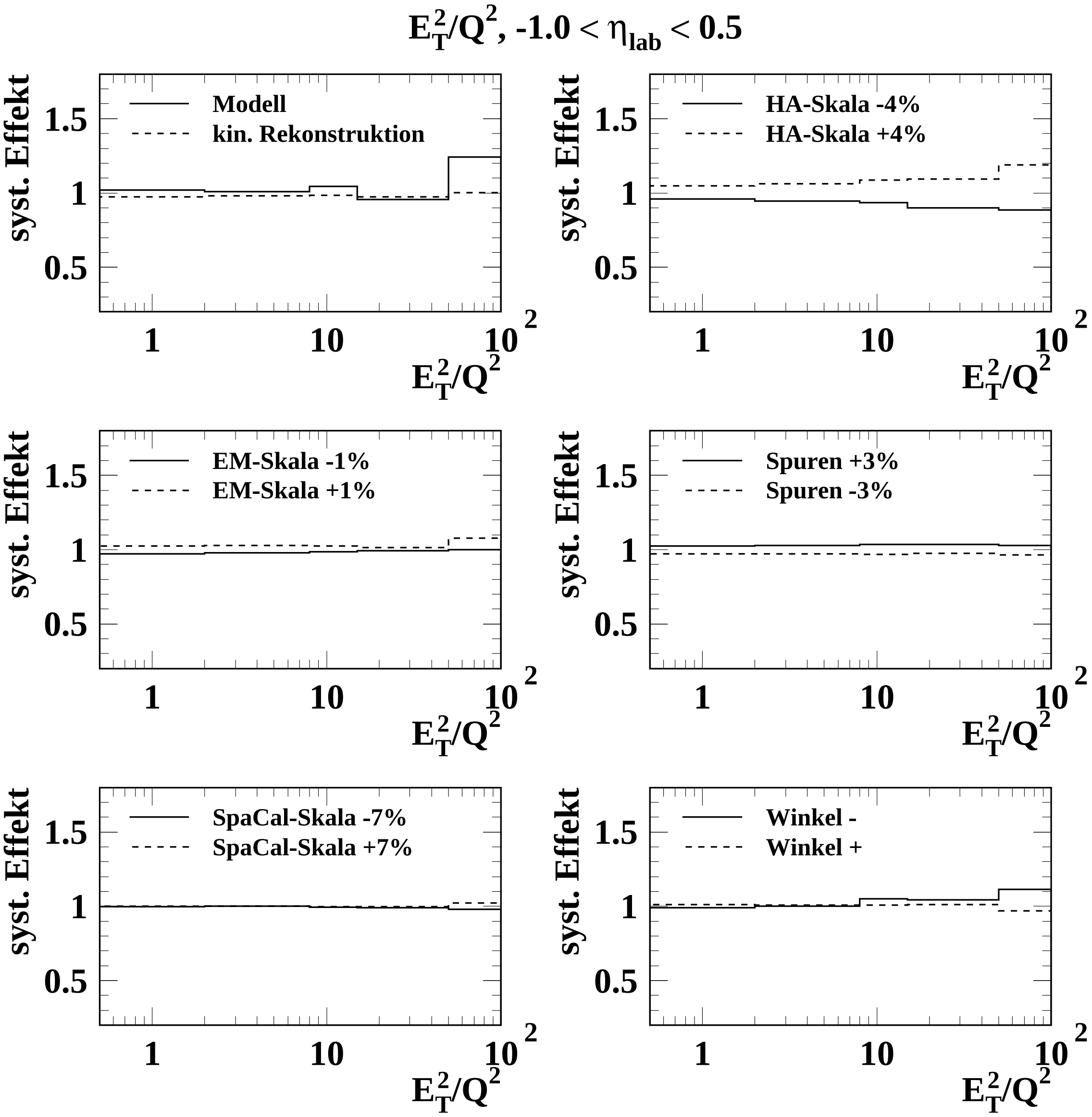


Abbildung 7.11: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2-Bereich und -1.0 $< \eta_{lab} <$ 0.5.

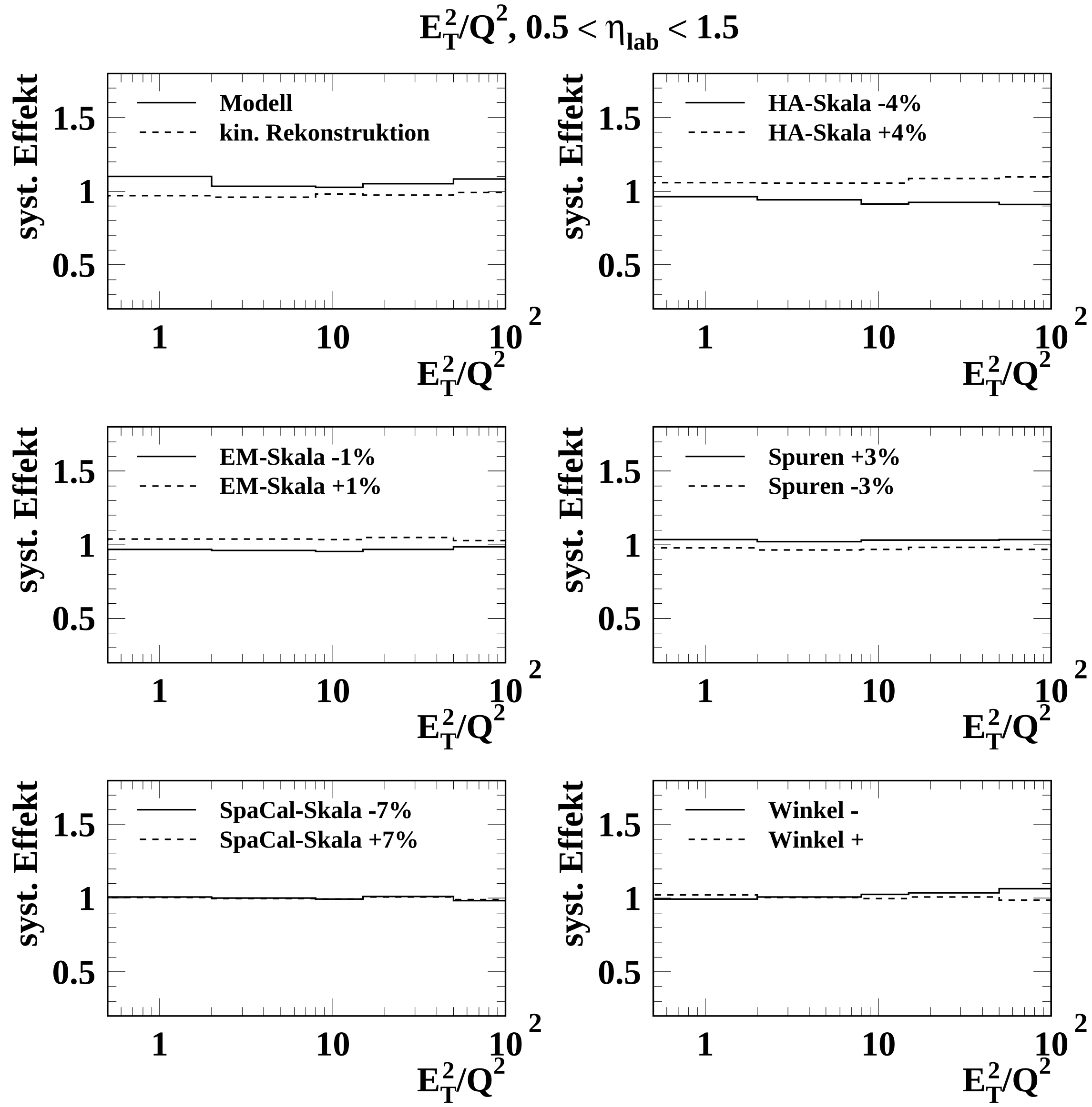


Abbildung 7.12: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2-Bereich und $0.5 < \eta_{lab} < 1.5$.

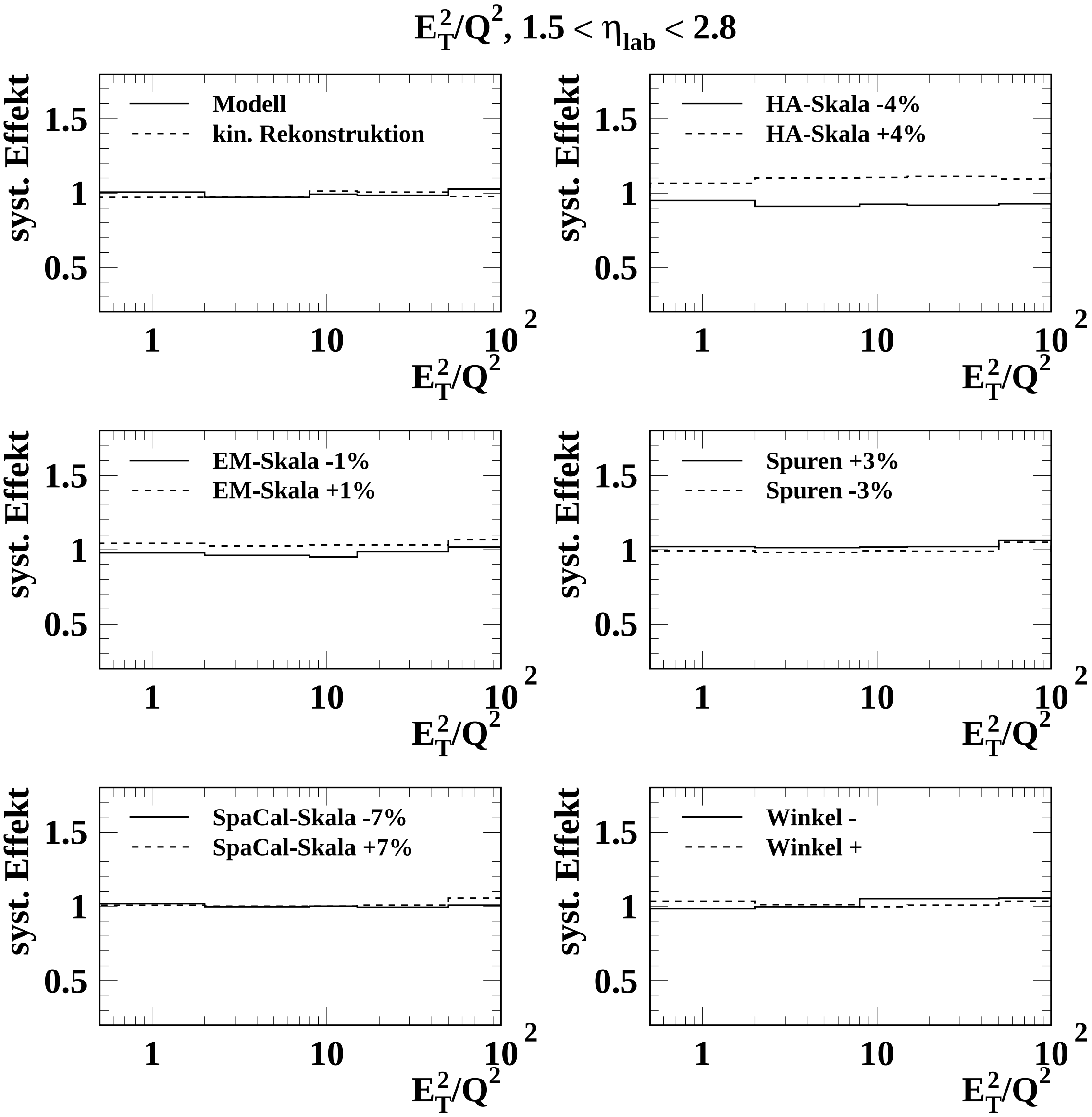


Abbildung 7.13: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2-Bereich und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

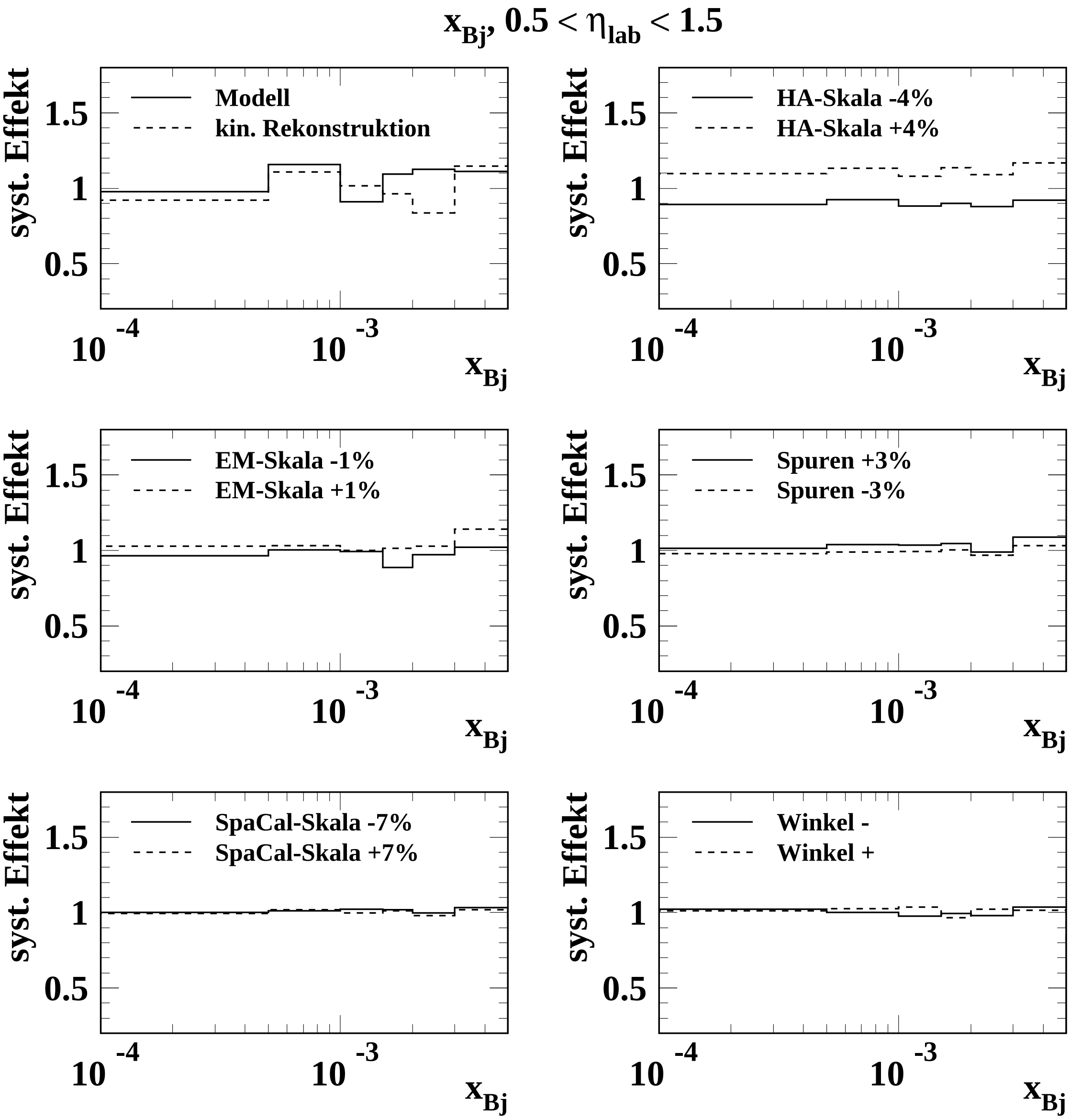


Abbildung 7.14: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_{Bj} für den gesamten Q^2-Bereich und $0.5 < \eta_{lab} < 1.5$.

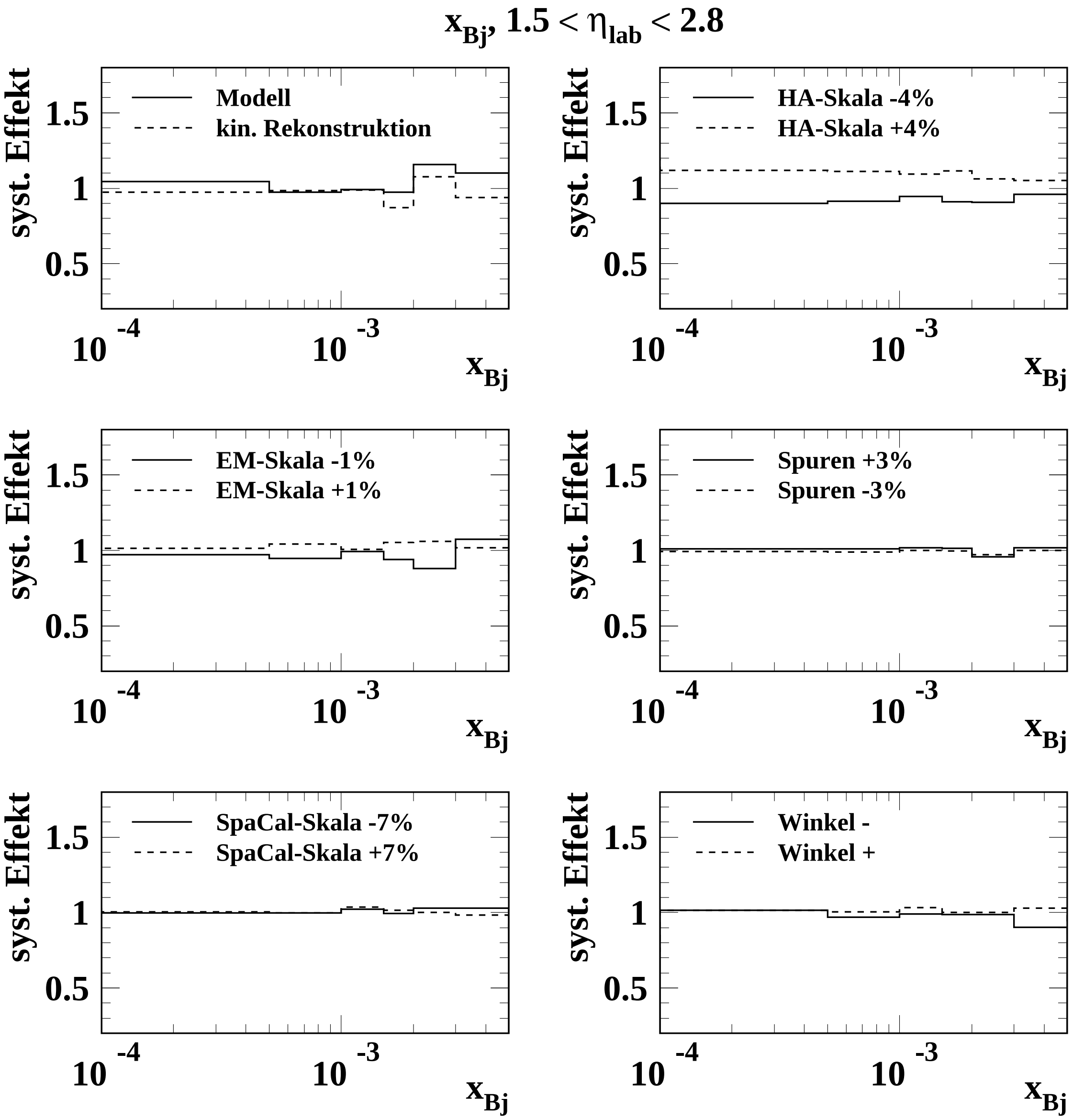


Abbildung 7.15: Systematische Studien für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_{Bj} für den gesamten Q^2-Bereich und $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

Kapitel 8

K-Faktoren, Skalenvariationen und der Einfluss der hadronischen Photonstruktur

In diesem Kapitel werden zum einen die mit `DISENT` ermittelten Korrekturen zwischen den Vorhersagen für Jet-Wirkungsquerschnitte der führenden (LO) und der nächstführenden Ordnung (NLO) (die so genannten K-Faktoren) diskutiert. Zum anderen wird, wiederum unter Verwendung von `DISENT`, der Einfluss einer Variation der Renormierungsskala μ_R^2 auf die Vorhersagen des Programms untersucht. Danach wird das Programm `JetViP` hinsichtlich der in Abschnitt 4.1.2 erwähnten Probleme im Falle virtueller Photonen ($Q^2 \gg 0$ GeV^2) studiert.

8.1 Die K-Faktoren

Die führende Ordnung (LO) einer QCD-Rechnung erlaubt meist nur eine Abschätzung der Größenordnung und einiger Eigenschaften einer Observablen. Für verlässliche quantitative Vorhersagen ist hingegen zumindest die nächstführende Ordnung (NLO) nötig.

Eine grobe Abschätzung dafür, ob man von NLO-QCD eine Beschreibung der Daten erwarten kann, liefert die Betrachtung von K-Faktoren, also des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte der nächstführenden und führenden Ordnungen:

$$\mathrm{K-Faktor} \equiv \frac{\sigma(\mathrm{NLO})}{\sigma(\mathrm{LO})}. \tag{8.1}$$

Dazu geht man davon aus, dass die Beiträge der Störungsreihe mit wachsender Potenz der starken Kopplungskonstante kleiner werden. Ist die Korrektur der nächstführenden zur führenden Ordnung gering, kann man daher annehmen, dass die nächstnächstführende Ordnung (NNLO) keine deutliche Veränderung der Vorhersage der nächstführenden Ordnung bewirken würde. In diesem Fall ist die nächstführende

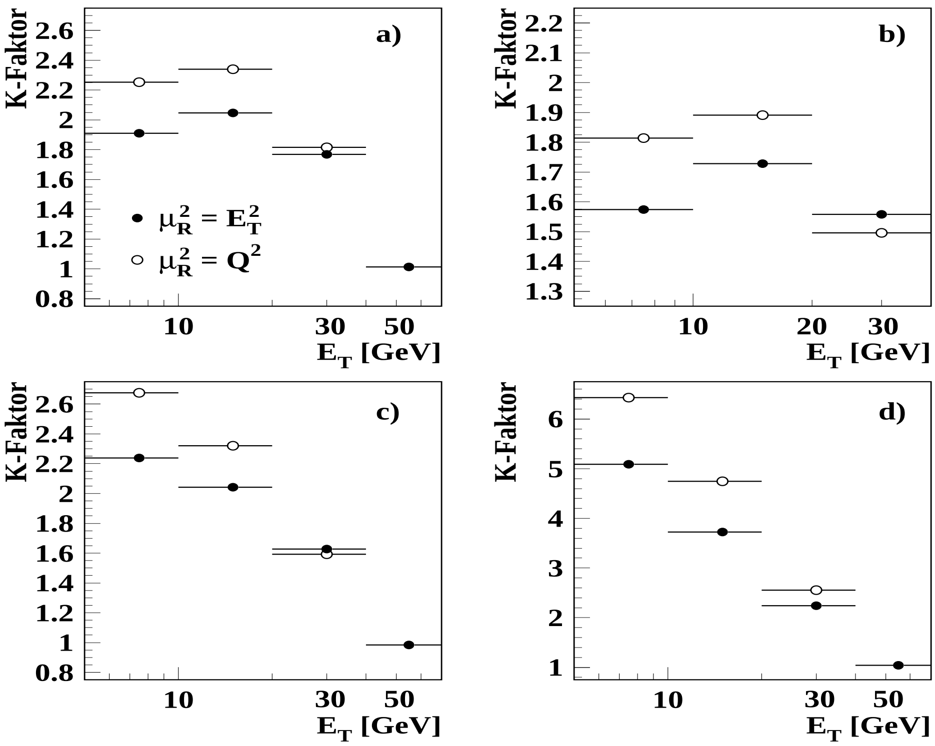


Abbildung 8.1: Die K-Faktoren für inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität: a) -1 < η_{lab} < 2.8; b) -1 < η_{lab} < 0.5; c) 0.5 < η_{lab} < 1.5; d) 1.5 < η_{lab} < 2.8. Gezeigt sind die Korrekturen für $\mu_R^2 = E_T^2$ (Punkte) und für $\mu_R^2 = Q^2$ (Kreise).

Ordnung als hinreichend stabile Näherung an eine vollständige, alle Ordnungen der Störungsreihe berücksichtigende Rechnung anzusehen und sollte die Daten beschreiben können, wenn denn QCD die richtige Theorie ist.

Abbildung 8.1 zeigt die mit dem Programm `DISENT` ermittelten K-Faktoren für die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ für den gesamten η_{lab}-Bereich und auch für die rückwärtige, zentrale und vorwärts gelegene Detektorregion für eine Wahl der Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$ (Punkte) und für $\mu_R^2 = Q^2$ (Kreise). Es fällt auf, dass zum einen die K-Faktoren für die Wahl $\mu_R^2 = Q^2$ fast durchweg größer sind als für $\mu_R^2 = E_T^2$, und zwar um bis zu 25 %. Zum anderen sind die Korrekturen in den meisten Fällen für niedrige E_T-Werte deutlich größer als für höhere Werte; so fallen zumindest für $\eta_{lab} > 0.5$ die K-Faktoren monoton mit zunehmendem E_T ab. Drittens sind vor allem für die Vorwärtsrichtung, aber in Ansätzen auch schon im Zentralbereich die K-Faktoren sehr groß: Sie erreichen Werte bis ca. 6.5 (Q^2-Skala) bzw. 5 (E_T^2-Skala). Auch im Zentralbereich werden für $E_T < 20$ GeV Werte der K-Faktoren von mehr als 2 beobachtet.

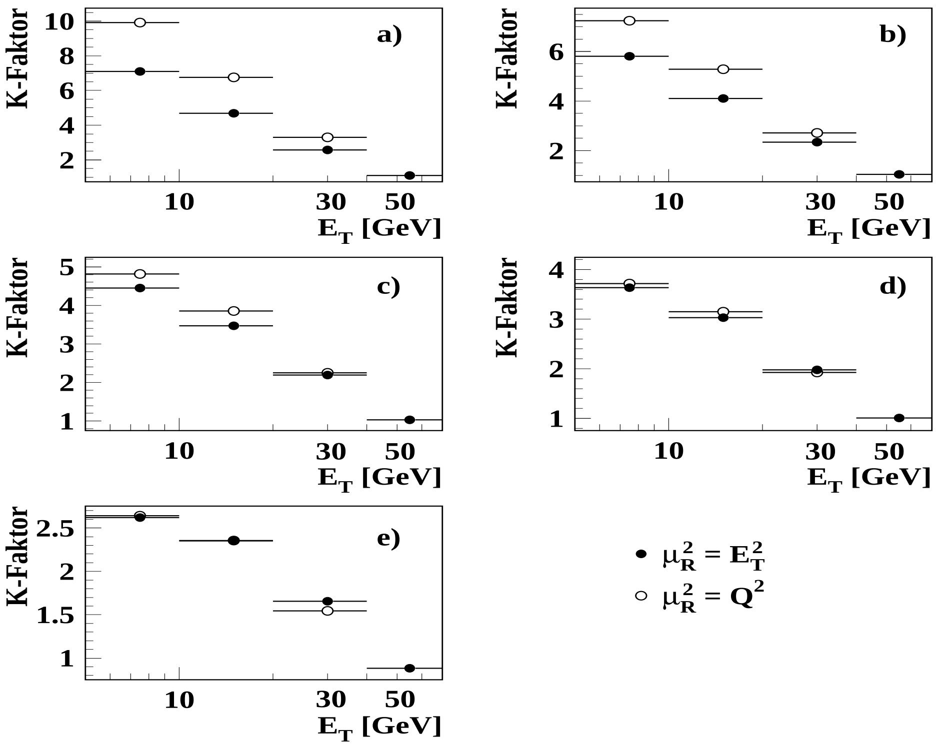


Abbildung 8.2: Die K-Faktoren für inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ in verschiedenen Bereichen der Photonvirtualität für Jets in der Vorwärtsrichtung: a) $5 < Q^2 < 10$ GeV^2; b) $10 < Q^2 < 20$ GeV^2; c) $20 < Q^2 < 40$ GeV^2; d) $40 < Q^2 < 70$ GeV^2; e) $70 < Q^2 < 100$ GeV^2. Gezeigt sind die Korrekturen für $\mu_R^2 = E_T^2$ (Punkte) und für $\mu_R^2 = Q^2$ (Kreise).

Abbildung 8.2 betrachtet die Korrekturfaktoren als Funktion von E_T in verschiedenen Bereichen von Q^2 für Jets in der Vorwärtsrichtung. Es wird deutlich, dass zum einen wiederum für weichere E_T und vor allem für $\mu_R^2 = Q^2$ die K-Faktoren groß werden. Zum anderen führen vor allem die kleineren Q^2-Werte zu großen Korrekturen zwischen LO- und NLO-Rechnung in der Größenordnung von 10 (Q^2-Skala) bzw. 7 (E_T^2-Skala).

Generell also scheinen die K-Faktoren größer zu sein, wenn keine harten Skalen im Ereignis vorhanden sind: Sind E_T und Q^2 groß, also zum Beispiel $E_T > 20$ GeV und $Q^2 > 20$ GeV^2, so bleiben die Korrekturen kleiner als 2 oder 3. Verzichtet man auf ein solch hartes E_T, so erreichen sie schon Werte bis ca. 5. Wird überhaupt keine harte Skala mehr gefordert, so können K-Faktoren bis 10 erreicht werden.
Die Tatsache, dass in fast allen Fällen die Q^2-Skala höhere K-Faktoren liefert als die Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$, lässt sich dadurch erklären, dass fast für den gesamten betrachteten Phasenraum $Q^2 < E_T^2$ und dass $d\alpha_S/d\mu_R < 0$. Da zumindest in LO der Wirkungsquerschnitt direkt proportional zur starken Kopplungskonstante α_S ist, gilt in den meisten Fällen $\alpha_S(Q^2) > \alpha_S(E_T^2)$, also $\frac{d\sigma}{dE_T}|_{\mu_R^2=Q^2} > \frac{d\sigma}{dE_T}|_{\mu_R^2=E_T^2}$. Diesen Schluss legt auch ein

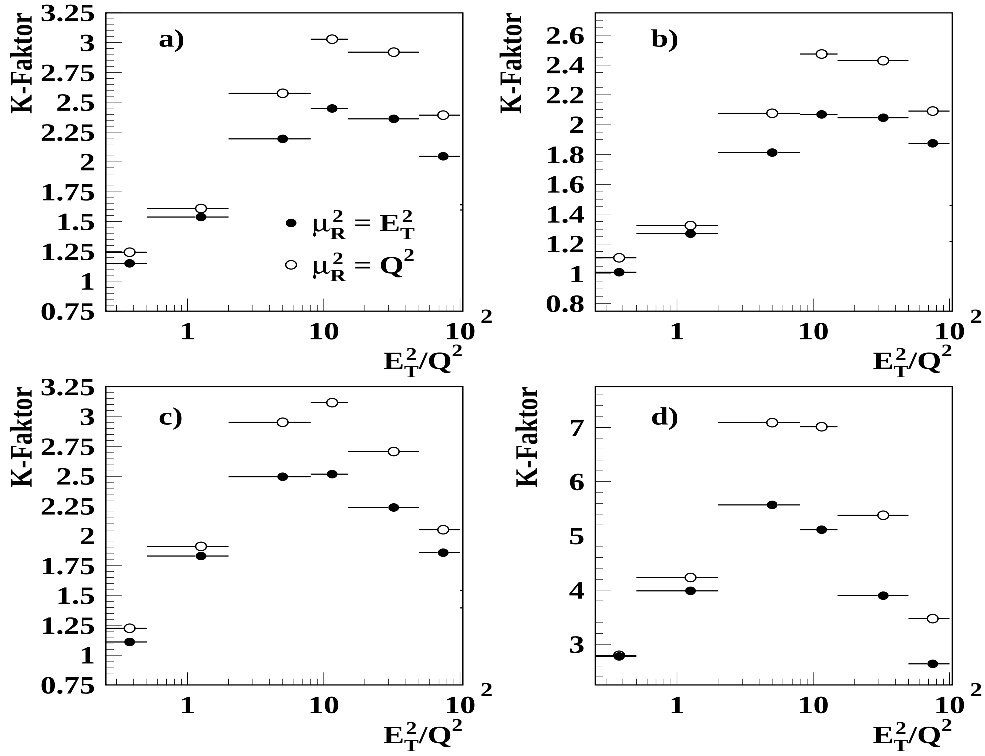


Abbildung 8.3: Die K-Faktoren für inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität: a) -1.0 < η_{lab} < 2.8; b) -1.0 < η_{lab} < 0.5; c) 0.5 < η_{lab} < 1.5; d) 1.5 < η_{lab} < 2.8. Gezeigt sind die Korrekturen für $\mu_R^2 = E_T^2$ (Punkte) und für $\mu_R^2 = Q^2$ (Kreise).

Blick auf Abbildung 8.3 nahe, in der die K-Faktoren mit beiden Skalenwahlen für die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ für den gesamten η_{lab}-Bereich und verschiedene Teilbereiche davon gezeigt sind: Die Diskrepanz zwischen $\mu_R^2 = Q^2$ und $\mu_R^2 = E_T^2$ wird ausgeprägter, je größer E_T^2/Q^2 wird (allerdings scheint sich die Diskrepanz für $E_T^2/Q^2 > 50$ wieder zu verringern). Wie schon bei den Wirkungsquerschnitten als Funktion von E_T werden die Korrekturfaktoren darüber hinaus in der Vorwärtsrichtung deutlich größer als sonst im Detektor. Interessant sind die kleinen Werte der K-Faktoren für sehr niedrige oder sehr hohe Werte von E_T^2/Q^2. Diese deuten wieder darauf hin, dass sich die Korrekturen zwischen LO und NLO in Grenzen halten, wenn wenigstens eine harte Skala vorhanden ist (Q^2 für kleine E_T^2/Q^2, E_T für große E_T^2/Q^2).

Abschließend kann man anmerken, dass offensichtlich vor allem für die Vorwärtsrichtung des Detektors hohe NNLO-Korrekturen erwartet werden müssen und man nicht davon ausgehen kann, dass die Daten hier von NLO-QCD beschrieben werden. Auch für zu kleine Werte von Q^2 und E_T scheint dies zuzutreffen.

8.2 Der Einfluss von Skalenvariationen auf die DISENT-Vorhersagen

Die Wahl sowohl der Faktorisierungsskala als auch der Renormierungsskala für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist im Rahmen der QCD nicht streng vorgegeben (siehe Abschnitte 1.4.3 und 1.4.4). Eine Variation der Skalen in den Rechnungen und die Betrachtung der Auswirkungen auf den Wirkungsquerschnitt kann daher einen Eindruck von der theoretischen Unsicherheit der erzielten Vorhersagen vermitteln. Im Falle der Faktorisierungsskala konnte in einer anderen Arbeit [47] gezeigt werden, dass selbst große Variationen der Skala über mehrere Größenordnungen nur zu kleinen Änderungen der vorhergesagten Wirkungsquerschnitte in der Größe von einem oder zwei Prozent führen. Daher kann zumindest im Phasenraum dieser Analyse die entsprechende theoretische Unsicherheit vernachlässigt werden. Der Effekt einer Variation der Renormierungsskala muss jedoch berücksichtigt werden. Um ihn abzuschätzen, wird in H1 (und auch in anderen Experimenten der Hochenergiephysik) die Renormierungsskala üblicherweise um einen Faktor 4 nach oben und nach unten variiert, also von μ_R^2 auf $4{\cdot}\mu_R^2$ und $1/4{\cdot}\mu_R^2$.

In diesem Abschnitt werden exemplarisch die aus einer solchen Variation resultierenden theoretischen Unsicherheiten für den Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität und in verschiedenen Intervallen von Q^2 aufgezeigt. Es muss angemerkt werden, dass der diesen Betrachtungen zugrunde liegende Phasenraum nicht mit dem sonst in dieser Arbeit untersuchten identisch ist, wie auch der Beschriftung der Abbildung 8.4 und den weiteren Erläuterungen im Text zu entnehmen ist.

In Abbildung 8.4 ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ mit einer veränderten Renormierungsskala μ_R^2 und mit der nominellen Skala μ_{R0}^2 aufgetragen, für die entweder Q^2 (oberer Teil) oder E_T^2 (unterer Teil) gewählt wurde:

$$\left[\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Jet}}}{\mathrm{d}E_T}\Big|_{\mu_R^2}\right] \Big/ \left[\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Jet}}}{\mathrm{d}E_T}\Big|_{\mu_{R0}^2}\right].$$

Gezeigt sind jeweils drei Kurven: eine durchgezogene Linie für Jets mit einer Transversalenergie im Bereich von 5 bis 10 GeV, eine gestrichelte für Jets mit einem E_T von 10 bis 20 GeV und eine gepunktete für Jets mit $20 < E_T < 70$ GeV.

Betrachtet man den oberen Teil von Abbildung 8.4, in dem $\mu_{R0}^2 = Q^2$ gesetzt wurde, so fällt zunächst auf, dass eine Variation der Renormierungsskala vor allem für niedrige Q^2 zwischen 5 und 10 GeV^2 (linke Spalte) und dort noch einmal verstärkt für Jets in der Vorwärtsrichtung ($\eta_{lab} > 1.5$, untere Reihe) deutliche Auswirkungen hat: Für diese niedrigsten Photonvirtualitäten erhöht eine Renormierungsskala $\mu_R^2 = 1/4 \cdot \mu_{R0}^2$ den Wirkungsquerschnitt um ca. 50 %; in der Vorwärtsrichtung werden für weiche Jets mit Transversalenergien unter 10 GeV sogar fast 90 % erreicht.

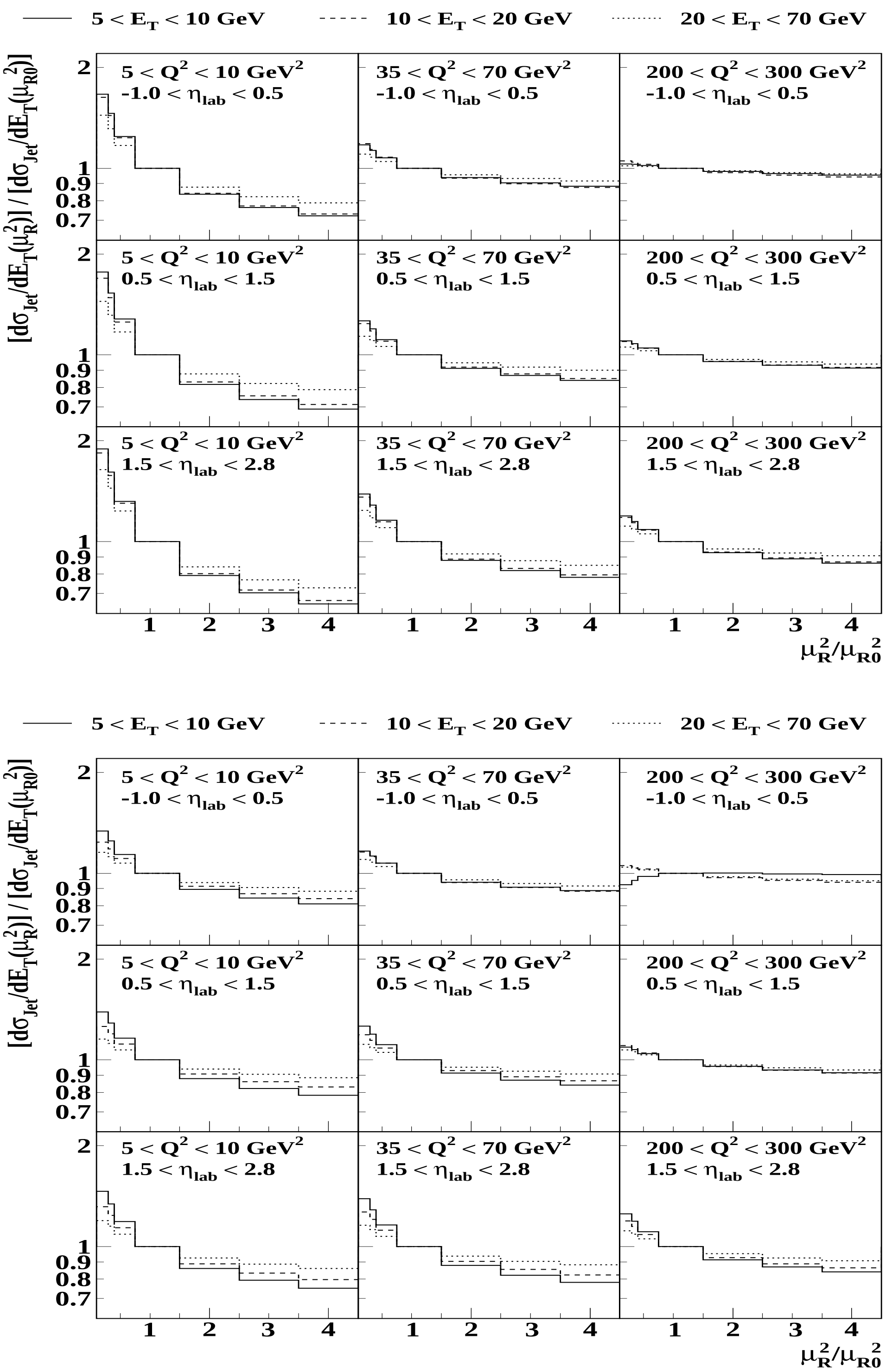


Abbildung 8.4: Einfluss der Renormierungsskala μ_R^2 auf die Vorhersagen der NLO-Rechnung gemäß `DISENT` für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für verschiedene Bereiche von Q^2 und η_{lab} und verschiedene Jet-Transversalenergien. Im oberen Teil der Abbildung wurde $\mu_{R0}^2 = Q^2$ verwendet, unten hingegen $\mu_{R0}^2 = E_T^2$.

Bei hohen Photonvirtualitäten jenseits von 200 GeV^2 (rechte Spalte) werden hingegen auch in der Vorwärtsrichtung maximal 20 % Variation des Wirkungsquerschnittes erreicht - ansonsten betragen die Veränderungen für diese hohen Q^2 stets weniger als 10 %.
Dabei verändert eine Variation des Jet-E_T für $Q^2 > 35$ GeV^2 das Ergebnis um maximal 10 %. Lediglich für $Q^2 < 10$ GeV^2 und für sehr kleine Renormierungsskalen $\mu_R^2 \approx 1/4 \cdot \mu_{R0}^2$ ergeben verschiedene Jet-E_T deutlich unterschiedliche Skaleneffekte. Der Unterschied zwischen den Variationen der Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen E_T kann hier bis zu 30 % betragen. Dabei resultiert für höhere Transversalenergien eine geringere Variation des Querschnitts: Die gepunktete Linie verläuft flacher als die durchgezogene oder die gestrichelte.

Das Bild ändert sich nur wenig, wenn wie im unteren Teil von Abbildung 8.4 $\mu_{R0}^2 = E_T^2$ verwendet wird. Wieder ist die Variation des Wirkungsquerschnittes für kleine Photonvirtualitäten $Q^2 < 10$ GeV^2 größer als für höhere Werte dieser Variablen; auch höhere Werte von η_{lab} begünstigen starke Variationen des Querschnitts. Der Einfluss verschiedener Jet-E_T ist etwas größer als im Falle $\mu_{R0}^2 = Q^2$, wobei wieder für kleine $\mu_R^2 \approx 1/4 \cdot \mu_{R0}^2$ und für die kleinsten Q^2 die stärksten Effekte auftreten.
Allerdings sind vor allem für den Bereich kleinster Photonvirtualitäten die Skaleneffekte im Falle $\mu_{R0}^2 = E_T^2$ deutlich geringer als für die Wahl $\mu_{R0}^2 = Q^2$: Nur für die weichsten Jets mit Transversalenergien unter 10 GeV werden Variationen von mehr als 30 % beobachtet; für härtere Jets werden nie mehr als 25 % erreicht.

Schließlich kann für $\mu_{R0}^2 = E_T^2$ im Rückwärtsbereich für weiche Jets mit $E_T < 10$ GeV und für die höchsten Q^2 (entsprechend der durchgezogenen Linie im rechten oberen Bild im unteren Teil von Abbildung 8.4) ein interessanter Effekt beobachtet werden: Statt, wie in allen anderen Fällen, monoton mit steigendem μ_R^2 abzufallen, wird das Verhältnis der Wirkungsquerschnitt für kleinste μ_R^2 kleiner, so dass sich für ca. $\mu_R^2 \approx \mu_{R0}^2$ ein Maximum ausbildet. Bis jetzt konnte keine plausible Erklärung dafür gefunden werden, dass dieser Punkt der 'minimalen Sensitivität' (siehe Abschnitt 1.4.3) gerade bei den niedrigsten Transversalenergien auftritt.

Abschließend lässt sich sagen, dass mit höheren Renormierungsskalen die Variation des Wirkungsquerschnitts mit der Skala kleiner ausfällt. Dies entspricht einer naiven Erwartung: Zumindest in führender Ordnung ist der Wirkungsquerschnitt proportional zur starken Kopplungskonstante α_S; außerdem wird $\mathrm{d}\alpha_S/\mathrm{d}\mu_R$ mit abnehmendem μ_R immer negativer. Die resultierenden Skaleneffekte sind allerdings in einigen Regionen des Phasenraums beträchtlich; so kann zum Beispiel für $\mu_{R0}^2 = Q^2$ im Bereich $Q^2 < 10$ GeV^2 durch eine Variation der Renormierungsskala um einen Faktor 4 nach oben und unten eine Veränderung des Wirkungsquerschnitts um fast einen Faktor 3 erreicht werden. Diese geringe Stabilität der Rechnungen, die natürlich das Vertrauen in die NLO-Vorhersagen für diesen Bereich vermindert, überrascht, da sie im Gegensatz zu Untersuchungen an Zwei-Jet-Ereignissen steht. Bei diesen hatte sich ein in manchen Bereichen recht flacher Verlauf der NLO-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Renormierungsskala ergeben [130]. Offensichtlich sind die inklusiven Jet-Messungen sensitiver auf die Skalenwahl als die Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte, vor allem in der Vorwärtsrichtung des Detektors. Hier muss also wohl mit großen NNLO-Korrekturen gerechnet werden, wie schon die Betrachtung der K-Faktoren im vorangegangenen Abschnitt deutlich gemacht hatte.

Des Weiteren ist deutlich geworden, dass das Vorliegen einer zusätzlichen harten Skala, die nicht als Renormierungsskala verwendet wird (also hohe E_T für $\mu_{R0}^2 = Q^2$ oder hohe Q^2 für $\mu_{R0}^2 = E_T^2$), die Variationen des Wirkungsquerschnittes mit der Renormierungsskala verringert. Ein analoges Phänomen wurde schon bei der Betrachtung der K-Faktoren im vorangegangenen Abschnitt beobachtet.

Drittens ist vor allem die Vorwärtsregion des Detektors sensitiv auf die Variation der Renormierungsskala. Dies könnte eine Erklärung in der Überlegung finden, dass die NLO hier möglicherweise eine schlechtere Näherung an eine alle Ordnungen umfassende QCD-Rechnung darstellt als in der zentralen Detektorregion. Diese Überlegung wird gestützt durch die Betrachtung der gerade in der Vorwärtsrichtung sehr großen Korrekturen zwischen LO- und NLO-Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 8.1).

8.3 JetViP und der Einfluss der hadronischen Photonstruktur

In Abschnitt 4.1.2 wurde geschildert, dass das Programm `JetViP` für den Fall der tiefunelastischen Streuung ($Q^2 \gg 0$ GeV^2) verschiedene Möglichkeiten der Berechnung liefert, die zu unterschiedlichen Problemen und voneinander abweichenden Ergebnissen führen können: Entweder können alle in den harten Streuprozess einlaufenden Partonen als masselos betrachtet werden, was konsistent mit der Konstruktion der Matrixelemente ist, aber für $Q^2 \gg 0$ GeV^2 eine schlechte Näherung darstellt. Oder aber man versucht, Masseneffekte zu berücksichtigen und kombiniert massive Partonen mit den masselosen Matrixelementen, was aber zu einer anderen Inkonsistenz führt.

In einer Veröffentlichung der ZEUS-Kollaboration [126] wurde `JetViP` benutzt, um anhand der Verteilung der Observable E_T^2/Q^2 den Einfluss der hadronischen Photonstruktur auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt zu überprüfen. Neben `JetViP` wurde auch das die führende Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ implementierende MC-Modell `RAPGAP` für den Vergleich mit den Daten verwendet, und zwar in einer Version, in der ebenfalls die Beiträge der hadronischen Photonstruktur abgeschätzt werden können. Der von ZEUS untersuchte Phasenraum ist definiert durch $Q^2 > 10$ GeV^2, $y > 0.1$, $2.5{\cdot}10^{-4} < x_{Bj} < 0.08$ und unterscheidet sich damit deutlich von dem in dieser Analyse betrachteten. Auch die Auswahl der Jets, die statt im Breit- im Labor-System

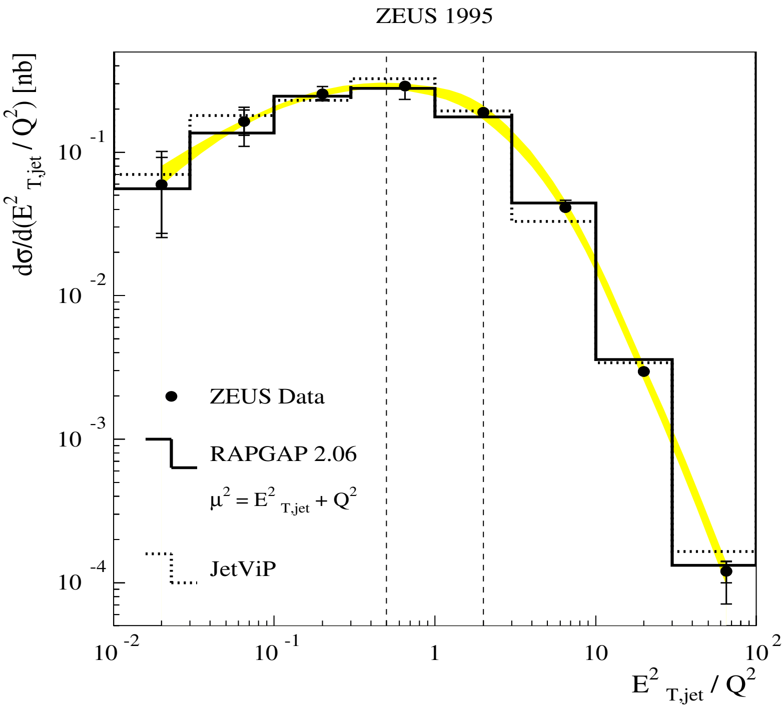


Abbildung 8.5: Vergleich der ZEUS-Messung des Jet-Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ für Jets in der Vorwärtsrichtung des Detektors mit den Vorhersagen von `JetViP` und dem Modell `RAPGAP`. Die verwendeten Schnitte sind im Text aufgeführt.

erfolgte, ist anders: Verlangt wird insbesondere $\eta_{lab} < 2.6$ und $E_{T,lab} > 5$ GeV. Ein weiterer Schnitt auf $x_{Jet} > 0.036$ selektiert Jets in der Vorwärtsrichtung des Detektors (siehe Abschnitt 6.2 zur Motivation dieses Schnitts). Insgesamt sind die Ergebnisse der ZEUS-Analyse also nicht direkt mit den hier erzielten zu vergleichen; zum Studium des `JetViP`-Programms können sie aber sehr wohl herangezogen werden.

Im Falle der ZEUS-Messung konnten alle MC-Modelle, die nur direkte Prozesse implementieren, für $E_T^2/Q^2 > 0.5$ (für `ARIADNE` erst ab $E_T^2/Q^2 > 3$) die Daten nicht mehr beschreiben. Aus Abbildung 8.5 hingegen ist ersichtlich, dass `JetViP` und das `RAPGAP`-Modell eine über den gesamten Bereich der Observablen vernünftige Beschreibung der Daten liefern[1]. ZEUS folgerte, dass die Beiträge der hadronischen Photonstruktur zum Jet-Wirkungsquerschnitt nötig seien, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. Die Autoren des `JetViP`-Programms haben allerdings auch argumentiert, dass die Beiträge der Photonstruktur möglicherweise effektiv die nächsthöhere Ordnung der Störungsreihe (NNLO) simulieren. Daher könnte die bessere Beschreibung der Daten durch Rechnungen unter Berücksichtigung der hadronischen Photon-

[1] Allerdings müsste die `JetViP`-Vorhersage noch auf Hadronisierungseffekte korrigiert werden, was laut [126] einen Effekt von bis zu 20 % haben kann.

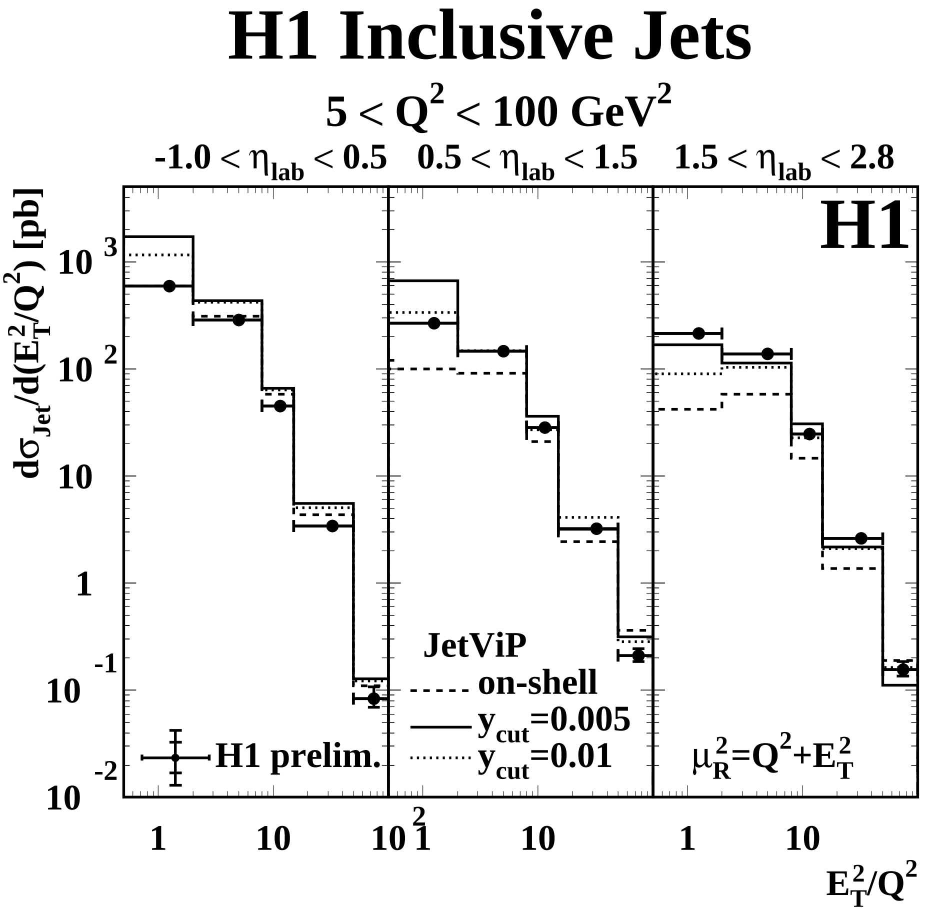


Abbildung 8.6: Vergleich von H1-Daten und `JetViP`-Vorhersagen für den Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ für drei verschiedene Bereiche der Pseudorapidität. Es sind mehrere `JetViP`-Versionen gezeigt, die im Text erläutert werden.

struktur auch auf die vollständigere Berechnung der Störungsreihe zurückzuführen sein [131].

In der vorliegenden Arbeit wurde nicht nur der Vorwärtsbereich analysiert, sondern der gesamte Rapiditätsbereich, der in mehrere Intervalle unterteilt wurde. Abbildung 8.6 zeigt das Ergebnis dieser Analyse, deren detaillierte Ergebnisse in Kapitel 9 vorgestellt werden; außer den Datenpunkten sind auch verschiedene Vorhersagen von `JetViP` zu sehen. Neben einer mit 'on-shell' bezeichneten Kurve, die das erste oben erwähnte `JetViP`-Szenario beschreibt (masselose Partonen), sind auch zwei Kurven zu sehen, für die massive Partonen mit masselosen Matrixelementen kombiniert wurden. Dieses Verfahren führt, wie in Abschnitt 4.1.2 erwähnt, zu einer Abhängigkeit der Ergebnisse vom unphysikalischen 'Phase-Space-Slicing'-Parameter y_{cut}, dessen jeweils verwendete Werte angegeben sind.

Es ist deutlich zu sehen, dass keines der berechneten Szenarios die Daten über den gesamten Phasenraum beschreiben kann. Vielmehr weichen die einzelnen Vorhersagen teilweise massiv sowohl von den gemessenen Daten als auch voneinander ab. Da für den Vorwärtsbereich die mit '$y_{cut} = 0.005$' bezeichnete Vorhersage die beste Übereinstimmung mit den Daten erzielt, verwundert es nicht, dass dies auch das Szenario ist, das den in der ZEUS-Veröffentlichung gezeigten Vorhersagen zugrunde liegt [132].

Aufgrund der uneindeutigen Aussagen von `JetViP` (insbesondere aufgrund der Abhängigkeit vom Parameter y_{cut}) für den untersuchten Phasenraum ($Q^2 \gg 0$ GeV^2) wird das Programm im Weiteren nicht mehr betrachtet. Allerdings fällt somit das einzige derzeit verfügbare Instrument zur Untersuchung des Beitrags der hadronischen Photonstruktur zu Jet-Wirkungsquerschnitten in tiefunelastischer Streuung weg.

8.4 Fazit

Der in dieser Analyse gewählte Phasenraum niedriger Q^2 ist gegenüber dem in einer neueren H1-Veröffentlichung [121] untersuchten ($Q^2 > 150$ GeV^2) deutlich sensitiver auf die Variation der Renormierungsskala und weist deutlich größere K-Faktoren auf (bis zu 10 im Gegensatz zu 1.5 in [121]). Nicht zuletzt aus diesem Grund wurde in [121], wo auch der Wert der starken Kopplungskonstante α_S bestimmt werden sollte, eine Analyse niedrigerer Q^2 abgelehnt. Insgesamt muss also in dieser Analyse davon ausgegangen werden, dass zumindest für manche Bereiche des untersuchten Phasenraums die QCD-Vorhersagen in nächstführender Ordnung keine gute Näherung an eine vollständige, alle Ordnungen der Störungsreihe umfassende QCD-Rechnung darstellen werden, etwa für niedrige Transversalenergien $E_T < 10$ GeV in der Vorwärtsrichtung des Detektors.

Die K-Faktoren, die mit abnehmendem E_T oder für mittlere Werte von E_T^2/Q^2 und vor allem in der Vorwärtsrichtung am größten werden, sind für eine Wahl $\mu_R^2 = Q^2$ um bis zu 25 % größer als für $\mu_R^2 = E_T^2$. Zudem bewirkt auch die Variation der Renormierungsskala für $\mu_{R0}^2 = Q^2$ meist größere Effekte im Wirkungsquerschnitt, wobei diese Effekte wiederum für kleine Werte von E_T, von Q^2 und für die Vorwärtsrichtung am stärksten ausgeprägt sind. Diese beiden Ergebnisse legen eine Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ nahe, was zudem der physikalischen Skala entspricht, bei der der harte QCD-Streuprozess aufgelöst wird.

Die Untersuchungen zur hadronischen Substruktur des Photons, deren Bedeutung für die Jet-Produktion in tiefunelastischer Streuung in dieser Arbeit studiert werden sollte, kamen zu dem Ergebnis, dass derzeit keine analytische QCD-Rechnung in NLO zur Verfügung steht, mit der diese Effekte im betrachteten Phasenraum verlässlich analysiert werden könnten.

Kapitel 9

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messung inklusiver Jet-Wirkungsquerschnitte vorgestellt. Diese Ergebnisse erhielten im Frühjahr 2000 den Status vorläufiger H1-Ergebnisse ('H1 preliminary'), wurden im April desselben Jahres auf dem '8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD' in Liverpool vorgestellt [97] und führten zu einem Beitrag für die '30th Internal Conference on High Energy Physics' in Osaka 2000 [98]. An einer eigenständigen Veröffentlichung der Daten wird derzeit noch gearbeitet.

Die hier gezeigten Daten, die alle mit den Programmen `RAPGAP` und `DJANGO/CDM` auf Detektor- und QED-Strahlungseffekte korrigiert wurden, werden mit NLO-Rechnungen des `DISENT`-Programmes verglichen. Die NLO-Rechnungen wurden dazu mit Hadronisierungskorrekturen versehen, die mithilfe der MC-Modelle `LEPTO` und `ARIADNE` bestimmt wurden (Gleichung 6.9 in Abschnitt 6.6). Die Daten sind grundsätzlich mit statistischen Fehlern (innerer Fehlerbalken) gezeigt; der äußere Fehlerbalken enthält jeweils auch den quadratisch zum statistischen Fehler addierten systematischen Fehler. Alle Ergebnisse werden auch in Tabellenform in Anhang D zusammengefasst.

Im Folgenden wird häufig von der Signifikanz von Diskrepanzen zwischen Daten und theoretischen Vorhersagen gesprochen. Die Diskrepanz oder genauer die relative Abweichung Δ wird dabei berechnet als

$$\Delta \equiv \frac{NLO - Daten}{Daten}, \tag{9.1}$$

wobei mit NLO die auf das Hadronniveau korrigierten theoretischen NLO-Vorhersagen und mit *Daten* die auf Detektor- und Strahlungseffekte korrigierten Daten gemeint sind. Eine relative Abweichung Δ wird als signifikant bezeichnet, wenn sie größer ist als die Summe aus ihren theoretischen Unsicherheiten und ihrem durch Fehlerfortpflanzung erhaltenen experimentellen Fehler, wenn also

$$\Delta > \delta_{theo} + \delta_{exp} \equiv \delta_{tot}. \tag{9.2}$$

In dieser Relation bedeutet δ_{theo} die Summe der aus der Variation der Renormierungsskala entstehenden Unsicherheit und dem Fehler auf der Hadronisierungskorrektur; δ_{exp} ist die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Die Summe von δ_{theo} und δ_{exp} wird auch als totaler Fehler oder totale Unsicherheit δ_{tot} bezeichnet, so dass Unterschiede zwischen Daten und Theorie auch als ein Vielfaches dieses Wertes angegeben werden können.

9.1 Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T

Zunächst werden die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ präsentiert.

Abbildung 9.1 diskutiert den inklusiven Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für den gesamten Rapiditätsbereich und für alle Werte von Q^2. Im oberen Teil der Abbildung ist der gemessene Wirkungsquerschnitt zu sehen, der über mehr als vier Größenordnungen reicht (Punkte mit Fehlerbalken). Außerdem sind auch die `DISENT`-Vorhersagen der führenden (LO) und nächstführenden Ordnung (NLO) als gestrichelte bzw. als gepunktete Linie eingezeichnet. Für die Rechnungen wurde $\mu_R^2 = E_T^2$ gesetzt. Die nächstführende Ordnung wird zusammen mit der theoretischen Unsicherheit gezeigt (hellgraues Band), die durch eine Variation der Renormierungsskala μ_R^2 auf $1/4 \cdot \mu_R^2$ bzw. $4 \cdot \mu_R^2$ abgeschätzt wurde.

Im mittleren Bereich der Abbildung 9.1 sind die Hadronisierungskorrekturen mit ihren Unsicherheiten (dunkelgraues Band) zu sehen, die, angewendet auf die `DISENT`-Vorhersagen der nächstführenden Ordnung, in die Kurven des unteren Teils der Abbildung einfließen. Hier wird die relative Abweichung Δ mit allen Fehlern gezeigt: Der innere Teil des Fehlerbalkens ist wieder der statistische Fehler auf den Daten, der äußere Teil enthält auch den quadratisch dazu addierten systematischen Fehler. Das dunkelgraue Band stellt die Unsicherheit der Hadronisierungskorrektur dar; das hellgraue Band enthält dazu auch die aus der Variation der Renormierungsskala resultierende Unsicherheit. Zumindest innerhalb aller theoretischen und experimentellen Fehler sollte Δ mit null verträglich sein (also der totale Fehler δ_{tot} größer sein als Δ), wenn man von einer guten Beschreibung der Daten durch die Theorie reden will.

Aus dem oberen Teil der Abbildung geht hervor, dass für den gesamten E_T-Bereich die auf Detektorniveau korrigierten Daten innerhalb des aus der Variation der Renormierungsskala resultierenden Bands um die NLO-Vorhersage liegen; die K-Faktoren, also die Verhältnisse zwischen den NLO- und den LO-Vorhersagen des `DISENT`-Programms, liegen für $E_T < 20$ GeV in der Ordnung von 2.
Die Hadronisierungskorrekturen betragen je nach E_T 5 - 15 %, mit einer Unsicherheit von maximal 10 %. Wendet man sie auf die NLO-Rechnung an, kann diese die Daten noch innerhalb aller Fehler beschreiben: Die Signifikanz der Abweichungen erreicht maximal 0.82 δ_{tot}, nämlich im Falle des niedrigsten E_T-Intervalls (siehe unterer Bildteil). Allerdings beträgt der Wert von Δ für $E_T < 10$ GeV schon -0.3 und für

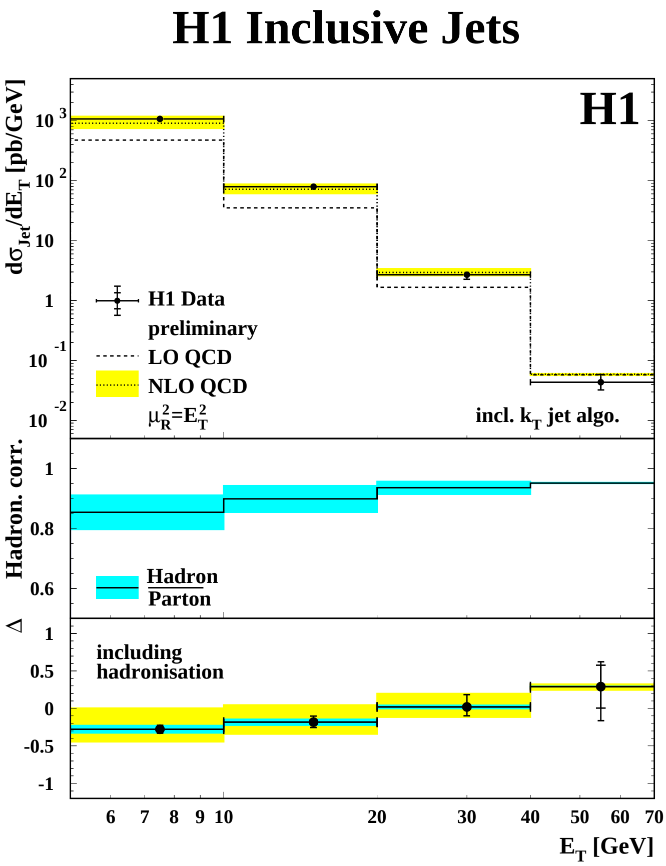


Abbildung 9.1: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$ und den gesamten Q^2- und η_{lab}-Bereich. Oben: Daten mit systematischen und statistischen Fehlern, NLO- und LO-Vorhersagen. Mitte: Hadronisierungskorrektur mit Unsicherheit. Unten: relative Abweichung Δ.

$10 < E_T < 20$ GeV auch noch etwa -0.2. Das bedeutet, dass die NLO-Vorhersage um ca. 20 - 30 % zu tief liegt.

In diesem unteren Bildteil fällt auch auf, dass außer für das höchste E_T-Intervall die theoretische Unsicherheit aus Hadronisierungsunsicherheit und Renormierungsskalenunsicherheit (das helle Band) signifikant größer ist als der kombinierte statistische und systematische Fehler (Fehlerbalken) - eine Aussage, die für alle Messgrößen in beinahe allen Intervallen zutrifft.

Abbildung 9.2 zeigt die gleichen Daten und den gleichen generellen Aufbau wie die vorhergehende Abbildung; die QCD-Rechnungen wurden allerdings mit einer Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$ durchgeführt. In diesem Fall liegt die theoretische NLO-Vorhersage deutlich höher als für den Fall $\mu_R^2 = E_T^2$; so nimmt z. B. für das Intervall $20 < E_T < 40$ GeV Δ einen Wert von ca. 0.6 an. In diesem Intervall (und nur in ihm)

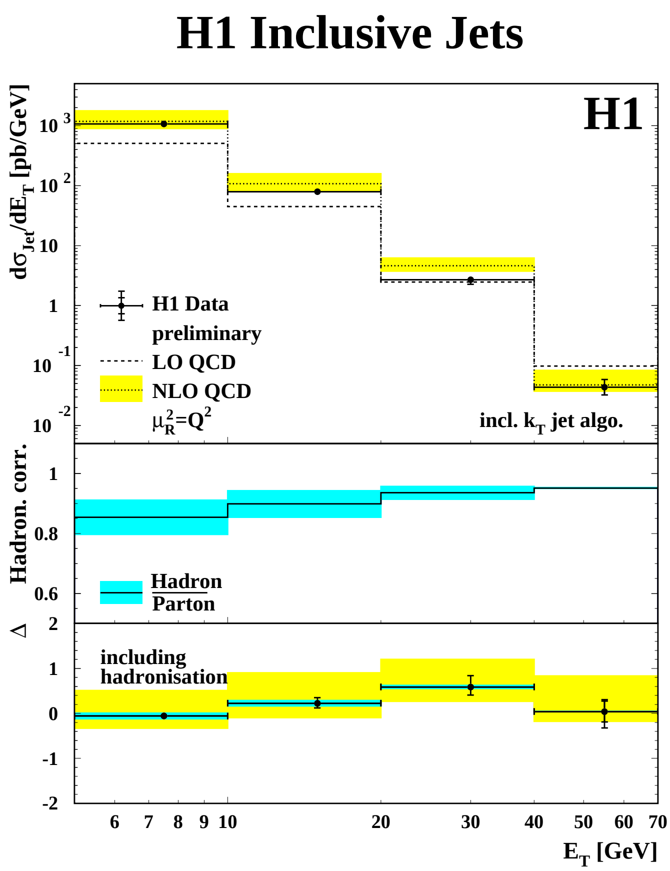


Abbildung 9.2: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$ und den gesamten Q^2- und η_{lab}-Bereich. Ansonsten wie Abbildung 9.1.

wird die Diskrepanz zwischen Daten und Theorie auch signifikant: Die Abweichung entspricht 1.17 Unsicherheiten δ_{tot}. Interessant ist der Abfall von Δ für die höchsten $E_T > 40$ GeV auf ca. null. Da dieser Abfall in fast allen weiteren E_T-Verteilungen mit $\mu_R^2 = Q^2$ zu beobachten sein wird, erscheint es unwahrscheinlich, dass es sich nur um eine statistische Fluktuation handelt, wie die vergleichsweise großen statistischen Fehler (22 %) zunächst vermuten lassen.

Insgesamt können also die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T im gesamten Pseudorapiditätsbereich -1 $< \eta_{lab} <$ 2.8 von der Theorie für beide untersuchten Skalenwahlen im Wesentlichen beschrieben werden: Nur in einem einzigen Messintervall ergibt sich eine leicht signifikante Diskrepanz. Allerdings zeigen die beiden Skalen E_T^2 und Q^2 ein unterschiedliches Verhalten: Für $\mu_R^2 = E_T^2$ steigt der Wert von Δ monoton mit der Transversalenergie an, für $\mu_R^2 = Q^2$ hingegen fällt er für die höchsten $E_T > 40$ GeV wieder ab. Dabei sind die Skalenunsicherheiten für $\mu_R^2 = Q^2$

größer und nehmen auch, anders als für $\mu_R^2 = E_T^2$, nicht mit steigender Transversalenergie der Jets ab. Außerdem liegt die NLO-Vorhersage für $\mu_R^2 = Q^2$ tendenziell höher als die Daten, während sie für $\mu_R^2 = E_T^2$ eher leicht zu tief liegt.

Allerdings ist eine Betrachtung der Jet-Wirkungsquerschnitte, in der über den gesamten Bereich -1 < η_{lab} < 2.8 integriert wird, eventuell nicht sensitiv genug, um die Vor- oder Nachteile einer bestimmten Skalenwahl zu demonstrieren. Abbildung 9.3 betrachtet daher die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ in drei verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität (rückwärts, zentral und vorwärts).

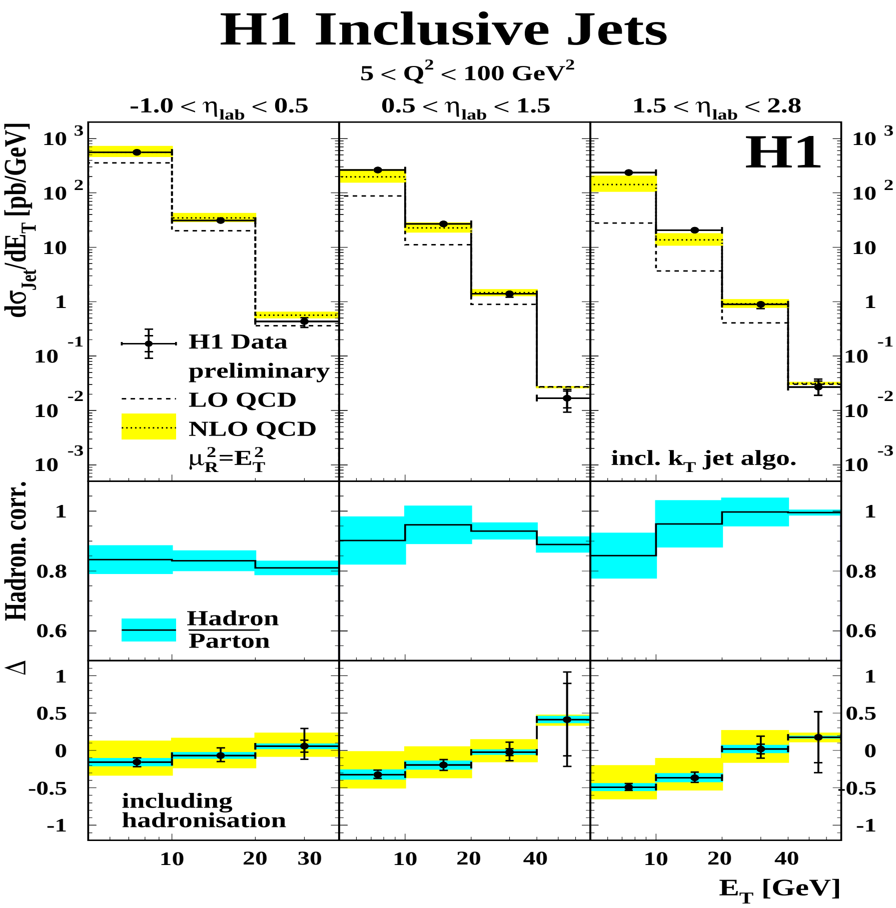


Abbildung 9.3: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$, den gesamten Q^2-Bereich und drei verschiedene Bereiche von η_{lab}. Oben: Daten mit systematischen und statistischen Fehlern, NLO- und LO-Vorhersagen. Mitte: Hadronisierungskorrektur mit Unsicherheit. Unten: relative Abweichung Δ.

Für die QCD-Rechnungen wurde die Renormierungsskala E_T^2 verwendet. Im oberen Teil der Abbildung sind wiederum die Daten und die QCD-Vorhersagen der führenden und nächstführenden Ordnung zu sehen, letztere zusammen mit der aus der Variation der Renormierungsskala resultierenden Unsicherheit. Der mittlere Bereich zeigt die Hadronisierungskorrekturen, die rückwärts ca. 0.85 betragen und in der Mitte und in der Vorwärtsrichtung des Detektors zwischen 0.85 und 1 liegen. Im unteren Bildteil ist wieder die relative Abweichung Δ eingezeichnet, zusammen mit allen Unsicherheiten und Fehlern.

Schon der Blick auf den oberen Bildteil macht klar, dass die gute Beschreibung der Daten, die in der Analyse des ganzen η_{lab}-Bereichs (Abbildung 9.1) zu sehen war, hier einem η_{lab}-abhängigen Effekt zum Opfer fällt: Für den rückwärtigen und zentralen Bereich (linke und mittlere Spalte) liegen die Daten fast stets im hellgrauen Band der Skalenvariation. In der Vorwärtsrichtung jedoch (rechte Spalte) liegen die Daten für $E_T < 20$ GeV deutlich höher als die NLO-Vorhersage. Dieser Effekt wird durch die Hadronisierungskorrektur kleiner 1 noch verstärkt. Das Ergebnis ist im unteren Bildteil zu sehen: Rückwärts und in der Mitte des Detektors liegt die Größe Δ für $E_T < 40$ GeV zwischen -0.3 und etwa 0.05, ohne signifikant zu werden (für $E_T < 10$ GeV werden im Zentralbereich ca. 0.9 δ_{tot} erreicht); für $\eta_{lab} > 1.5$ jedoch kann die Rechnung die Daten für $E_T < 20$ GeV trotz der großen Renormierungsskalenunsicherheit nicht mehr beschreiben. Δ liegt hier bei -0.49 ($5 < E_T < 10$ GeV) bzw. -0.36 ($10 < E_T < 20$ GeV); die Signifikanz der Abweichung in diesen beiden Intervallen beträgt 1.47 bzw. 1.12 δ_{tot}. Tendenziell ist die Diskrepanz zwischen Daten und Theorie umso größer, je größer η_{lab} ist und je kleiner E_T ist. Interessant ist, dass die Diskrepanz zwischen Daten und Theorie gerade in den Bereichen auftritt, in denen sowohl die K-Faktoren als auch die Unsicherheiten aus der Variation der Renormierungsskala groß sind (für eine Diskussion dieser Effekte siehe Kapitel 8).

Abbildung 9.4 zeigt wie die vorangegangene Abbildung die Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ in den drei Bereichen von η_{lab}; die Daten werden jedoch mit Rechnungen verglichen, in denen $\mu_R^2 = Q^2$ gesetzt wurde. Es zeigt sich nur eine schwache Abhängigkeit der Aussagen von der Pseudorapidität. Vor allem aufgrund der großen Skalenunsicherheiten, die zum Beispiel für niedrige $E_T < 10$ GeV doppelt so groß sind wie im Falle $\mu_R^2 = E_T^2$, sind die Rechnungen für $E_T < 20$ GeV durchweg in der Lage, die Daten zu beschreiben. Δ nimmt dabei Werte zwischen etwa -0.3 und 0.8 an. In dem bereits im Falle $-1 < \eta_{lab} < 2.8$ signifikanten E_T-Intervall von 20 bis 40 GeV allerdings werden im Zentral- und im Vorwärtsbereich des Detektors die Abweichungen zwischen Daten und Theorie wieder signifikant: Für $0.5 < \eta_{lab} < 1.5$ beträgt Δ für diese E_T 0.44 mit einer Signifikanz von genau einer totalen Unsicherheit δ_{tot}; für $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$ hat Δ den Wert 0.74 bei einer Signifikanz der Abweichung von 1.12 δ_{tot}. Auch im Rückwärtsbereich $-1 < \eta_{lab} < 0.5$ ist die Diskrepanz zwischen Daten und Theorie in diesem E_T-Intervall auffällig; allerdings wird die Differenz mit 0.96 δ_{tot} noch nicht signifikant. Wie schon in Abbildung 9.2 kann für die höchsten $E_T > 40$ GeV und $\eta_{lab} > 0.5$ ein Abfall von Δ auf ca. null beobachtet werden, der angesichts des sonstigen Anstiegs dieser Größe mit E_T überrascht.

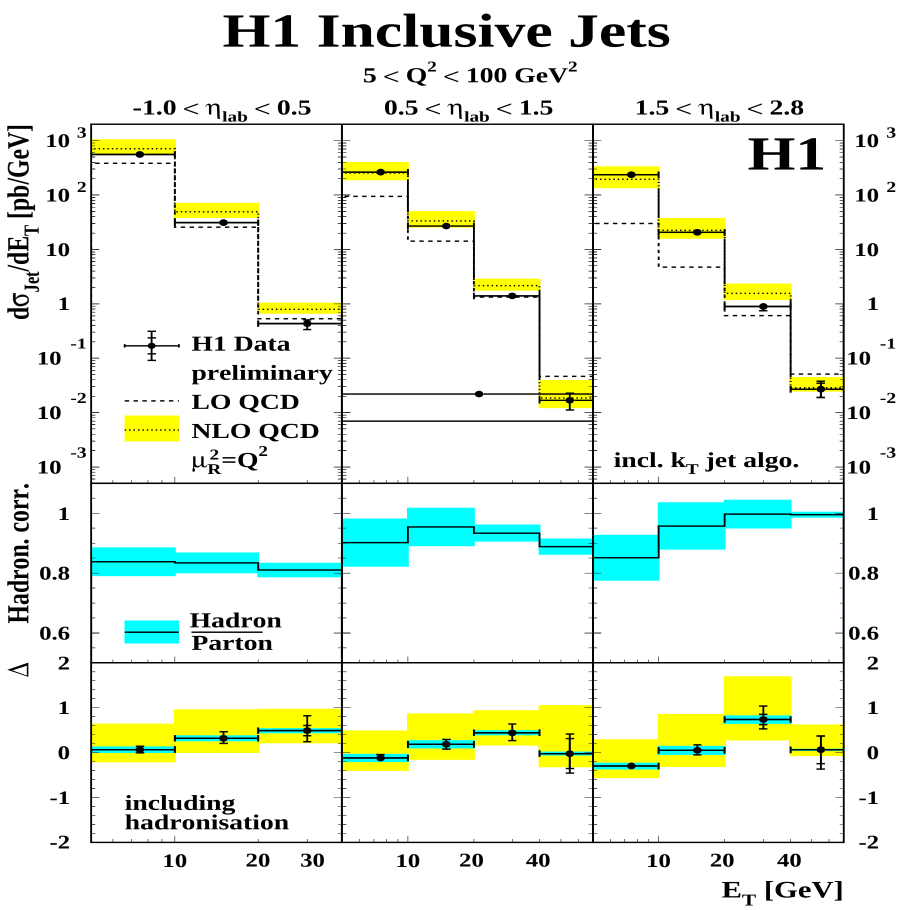


Abbildung 9.4: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$, den gesamten Q^2-Bereich und drei verschiedene Bereiche von η_{lab}. Ansonsten wie Abbildung 9.3.

In einer in η_{lab} differentiellen Betrachtung können also für $\mu_R^2 = E_T^2$ signifikante Unterschiede zwischen den gemessenen Daten und den NLO-Vorhersagen vor allem im Vorwärtsbereich und für niedrige $E_T < 20$ GeV festgestellt werden, während sich für $\mu_R^2 = Q^2$ geringere, aber ebenfalls signifikante Abweichungen für $20 < E_T < 40$ GeV im Zentral- und im Vorwärtsbereich ergeben. Allerdings sind die Skalenunsicherheiten für $\mu_R^2 = Q^2$ deutlich größer als für eine Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$.

Da offensichtlich die Abweichungen zwischen Theorie und Daten in der Vorwärtsrichtung am größten sind, wurde dieser Bereich noch genauer betrachtet, indem der Wirkungsquerschnitt dσ/dE_T für Jets in der Vorwärtsrichtung ($1.5 < \eta_{lab} < 2.8$) in fünf Q^2-Intervalle eingeteilt wurde (5 bis 10, 10 bis 20, 20 bis 40, 40 bis 70 und 70 bis 100 GeV^2). Abbildung 9.5 vergleicht die entsprechenden Querschnitte mit NLO-Rechnungen, in denen wieder das Quadrat des Jet-E_T als Renormierungsskala gewählt

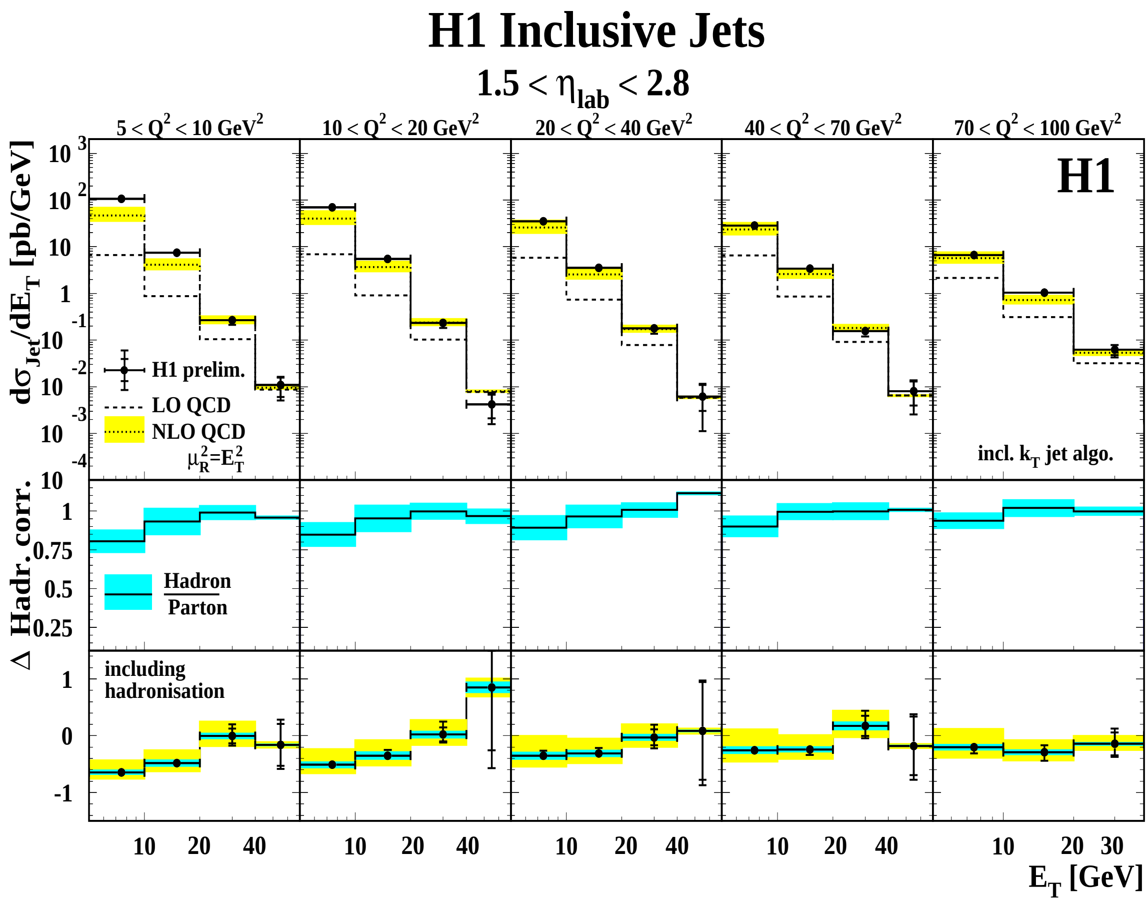


Abbildung 9.5: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für Jets in der Vorwärtsrichtung, für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$ und für fünf Bereiche von Q^2. Oben: Daten mit systematischen und statistischen Fehlern, NLO- und LO-Vorhersagen. Mitte: Hadronisierungskorrektur mit Unsicherheit. Unten: relative Abweichung Δ.

wurde. Der Aufbau der Abbildung entspricht dem der vorangegangenen.

Es wird deutlich, dass der in Abbildung 9.3 beobachtete Effekt (zu kleine NLO-Vorhersagen für niedrige $E_T < 20$ GeV) eine starke Abhängigkeit von Q^2 hat: Während für $Q^2 > 20$ GeV^2 Δ innerhalb der Fehler durchweg mit null verträglich ist (bei Werten von -0.35 bis 0.17), gilt dies für $Q^2 < 20$ GeV^2 nicht mehr, zumindest nicht für $E_T < 20$ GeV. Hier zeigen sich Abweichungen der theoretischen Vorhersagen von den Daten von teilweise mehr als 100 %, entsprechend $\Delta \approx$ -0.5 oder weniger. Selbst unter Berücksichtigung aller Fehler sind diese Werte nicht mehr mit null kompatibel - für $Q^2 < 10$ GeV^2 und $E_T < 10$ GeV bzw. $10 < E_T < 20$ GeV erreicht die Diskrepanz 2.56 bzw. 1.75 δ_{tot}, und auch für $5 < E_T < 10$ GeV und $10 < Q^2 < 20$ GeV^2 sind es noch 1.57 δ_{tot}. In diesen signifikanten Bereichen sind auch die K-Faktoren wieder sehr

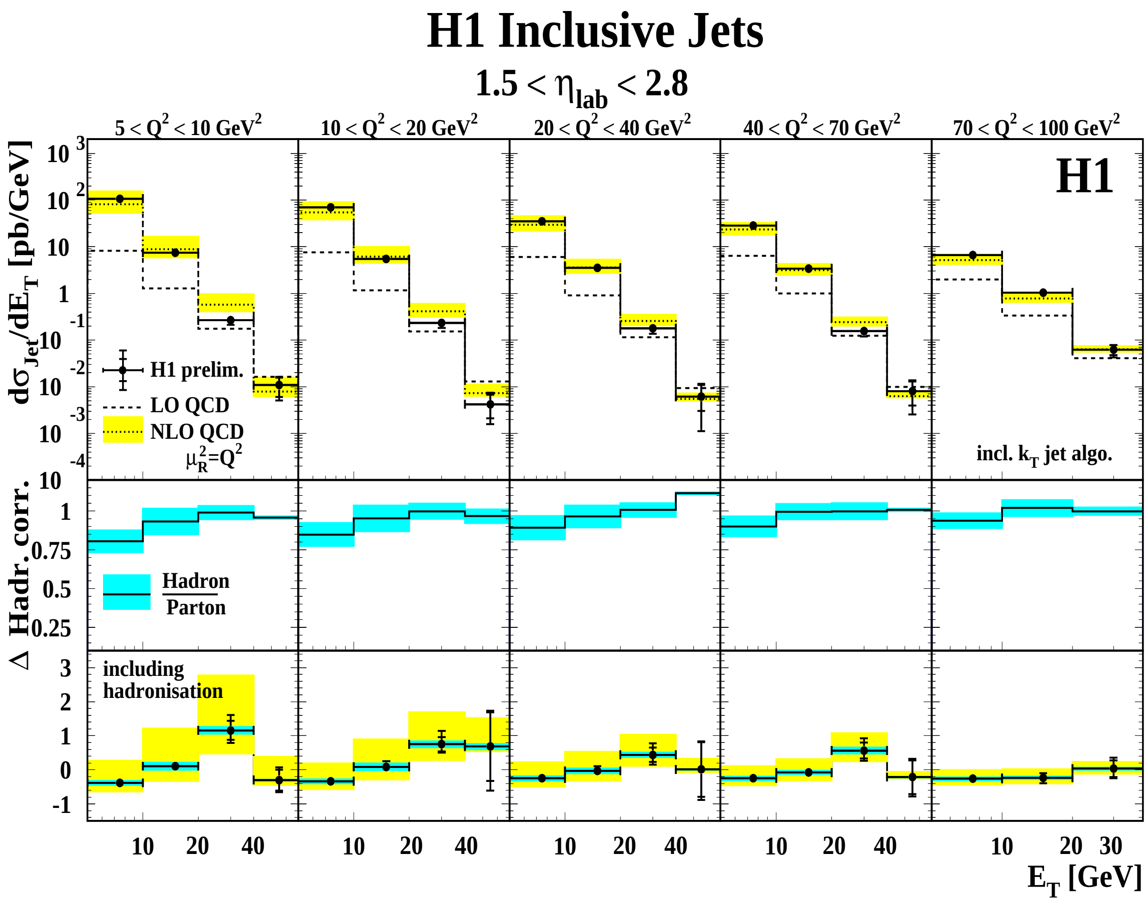


Abbildung 9.6: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T für Jets in der Vorwärtsrichtung, für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$ und für fünf Bereiche von Q^2. Ansonsten wie Abbildung 9.5.

groß - sie erreichen Werte von bis zu 7, wie aus Abbildung 9.5 und aus der Diskussion in Kapitel 8 hervorgeht.

Abbildung 9.6 wendet sich zum Vergleich wieder einer Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$ zu. Es wird deutlich, dass auch hier die in Abbildung 9.4 beobachtete signifikante Abweichung der Theorie von den Daten im Intervall $20 < E_T < 40$ GeV durch die Ereignisse mit den niedrigen $Q^2 < 20$ GeV^2 hervorgerufen wird; es ergeben sich Abweichungen mit Signifikanzen von 1.11 bzw. 1.07 δ_{tot} für $Q^2 < 10$ GeV^2 bzw. $10 < Q^2 < 20$ GeV^2. Betrachtet man außerdem ein festes E_T-Intervall (z. B. von 20 bis 40 GeV) für die verschiedenen Q^2-Bereiche, so fällt auf, dass die Skalenunsicherheit umso größer wird, je kleiner Q^2 ist. Dies ist aus dem Verlauf der starken Kopplungskonstante mit der Skala verständlich: Eine kleinere Skala erhöht die starke Kopplung (und damit im LO-Bild den zu α_S proportionalen Wirkungsquerschnitt) und, aufgrund der für kleinere Skalen negativeren Steigung der Kopplung mit der Skala, auch die Auswirkungen einer Variation der Skala um einen festen Betrag.

Abschließend kann man sagen, dass die Betrachtung der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ vor allem bezüglich der korrekten Wahl der Renormierungsskala zu keiner eindeutigen Aussage führt. Zwar hat sich gezeigt, dass vor allem in der Vorwärtsrichtung des Detektors und für niedrige $Q^2 < 20$ GeV^2 Probleme für die NLO-Rechnung auftreten, also in Bereichen, wo auch die K-Faktoren und die Unsicherheiten auf dem Querschnitt aufgrund der Variation von μ_R^2 am größten sind (siehe Kapitel 8). Allerdings scheint für die Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ das Vorhandensein einer harten Skala (also entweder E_T^2 oder Q^2) zu genügen, um die Theorie in Einklang mit den Daten zu bringen. Gerade dies gilt für $\mu_R^2 = Q^2$ nicht - hier treten ja Probleme zwischen Daten und Theorie gerade für hohe Transversalenergien zwischen 20 und 40 GeV auf.

Es lässt sich also keine zwingende abschließende Aussage machen. Korrekterweise müsste man aufgrund der Unkenntnis der physikalisch 'richtigen' Skala sogar die gesamte Spanne der NLO-Vorhersagen, seien sie mit $\mu_R^2 = E_T^2$ oder mit $\mu_R^2 = Q^2$ gemacht, als Unsicherheit aufgrund der Variation der Renormierungsskala ansehen. Dann allerdings wäre die Vorhersagekraft der Theorie sehr gering und alle gemessenen Daten befänden sich mit ihr in Einklang.

9.2 Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T^2/Q^2

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ betrachtet, zunächst integriert über den gesamten Q^2-Bereich und alle η_{lab}. Der Aufbau der Abbildungen ist derselbe wie schon für die Jet-Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_T.

Zunächst kann im oberen Teil der Abbildung 9.7 (für die $\mu_R^2 = E_T^2$ verwendet wurde) bemerkt werden, dass die auf Hadronniveau korrigierten Daten über den gesamten Bereich der Variablen E_T^2/Q^2 hinweg innerhalb des hellgrauen Bandes der Skalenunsicherheit um die NLO-Vorhersage liegen. Außerdem ist der kombinierte statistische und systematische Fehler der Daten wie schon im Falle der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ deutlich kleiner als diese Skalenunsicherheit. Da allerdings die Hadronisierungskorrekturen, die zwischen 0.85 und 0.95 liegen, die NLO-Vorhersage um 5 bis 15 % vermindern, gibt es ein Intervall ($8 < E_T^2/Q^2 < 15$), für das die Theorie gerade zu tief liegt, um die Daten zu beschreiben. Δ beträgt hier ca. -0.35, die Signifikanz beträgt 1.11 Unsicherheiten δ_{tot}. Für dieses Intervall wurden schon in Kapitel 8 die größten K-Faktoren in der Ordnung von 2.5 gefunden, was auch in dieser Abbildung zu erkennen ist.

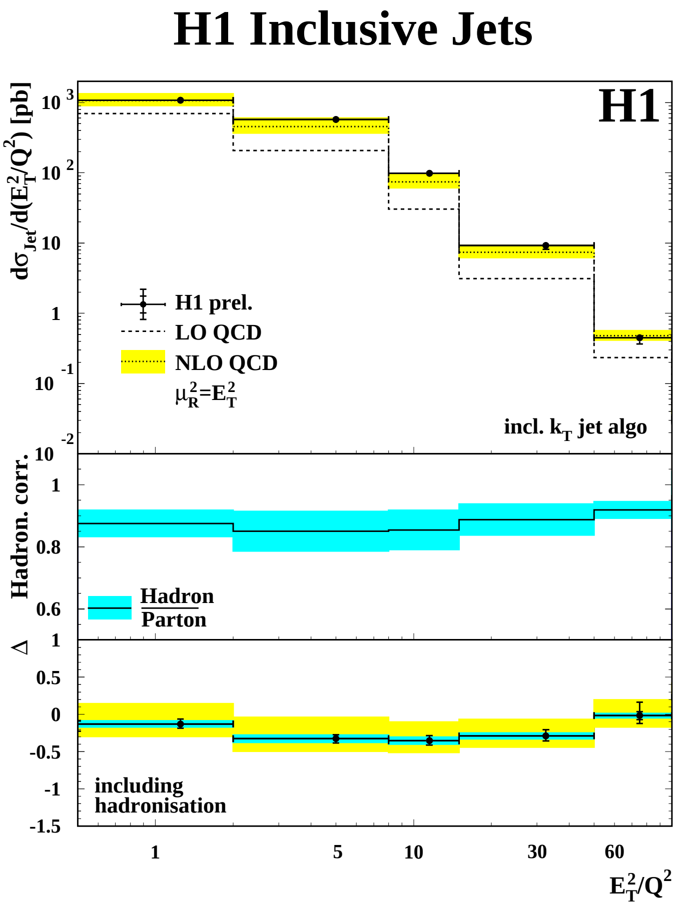


Abbildung 9.7: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2- und η_{lab}-Bereich und für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$. Oben: Daten mit systematischen und statistischen Fehlern, NLO- und LO-Vorhersagen. Mitte: Hadronisierungskorrektur mit Unsicherheit. Unten: relative Abweichung Δ.

Im Falle einer Wahl $\mu_R^2 = Q^2$ (Abbildung 9.8) beobachtet man Abweichungen zwischen der Theorie und den Daten hingegen nur für die höchsten Werte von E_T^2/Q^2 jenseits von 50, also für kleine Werte der Photonvirtualität und große E_T. Selbst wenn man alle Unsicherheiten in Betracht zieht, ist der gemessene Wert von $\Delta \approx 0.85$ nicht mit null kompatibel, die Signifikanz der Abweichung beträgt 1.21 δ_{tot}. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte sein, dass Q^2 zu klein ist, um als Renormierungsskala in diesen Prozessen dienen zu können: Eine zu kleine Renormierungsskala führt zu einer zu großen Kopplungskonstante und damit zumindest im LO-Bild zu einer zu hohen Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt. Wie schon im Falle des Wirkungsquerschnittes $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für Jets in der Vorwärtsrichtung und in verschiedenen Bereichen von Q^2 (Abb. 9.6) führen kleine Q^2 (entsprechend großen E_T^2/Q^2) außerdem zu deutlich größeren Unsicherheiten auf der theoretischen Vorhersage.

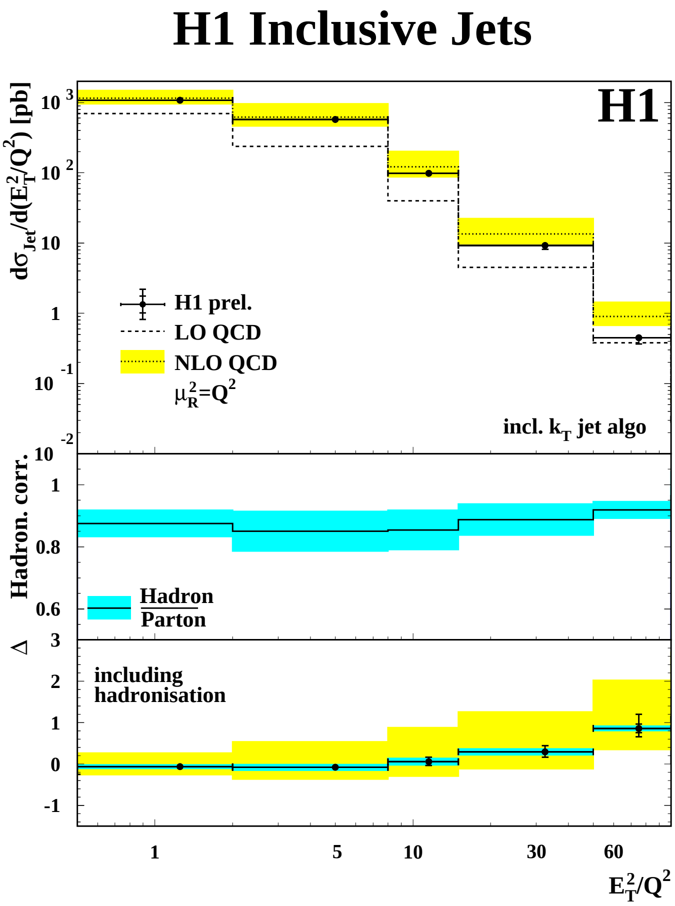


Abbildung 9.8: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2- und η_{lab}-Bereich und für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$. Ansonsten wie Abbildung 9.7.

Wie bei den Wirkungsquerschnitten als Funktion von E_T sind die eben für die Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ beschriebenen Effekte stark von der Wahl eines bestimmten Bereichs der Pseudorapidität abhängig, wie die Abbildungen 9.9 und 9.10 zeigen. In Abbildung 9.9 wurde $\mu_R^2 = E_T^2$, in Abbildung 9.10 $\mu_R^2 = Q^2$ gesetzt.

In der linken Spalte von Abbildung 9.9, die der Rückwärtsrichtung des Detektors entspricht, beschreibt die NLO-Rechnung die Daten sehr gut; die Hadronisierungskorrekturen betragen zwischen 0.8 und 0.85, die Werte von Δ liegen in etwa zwischen -0.2 und 0.1, ohne signifikant zu werden. Im Zentralbereich hingegen ist eine kleine Diskrepanz für den Bereich $2 < E_T^2/Q^2 < 15$ zu beobachten, deren Signifikanz 1.08 bzw. 1.26 δ_{tot} für $2 < E_T^2/Q^2 < 8$ bzw. $8 < E_T^2/Q^2 < 15$ erreicht. Diese Diskrepanz wird in der Vorwärtsrichtung (rechte Spalte in Abbildung 9.9) noch signifikanter; hier

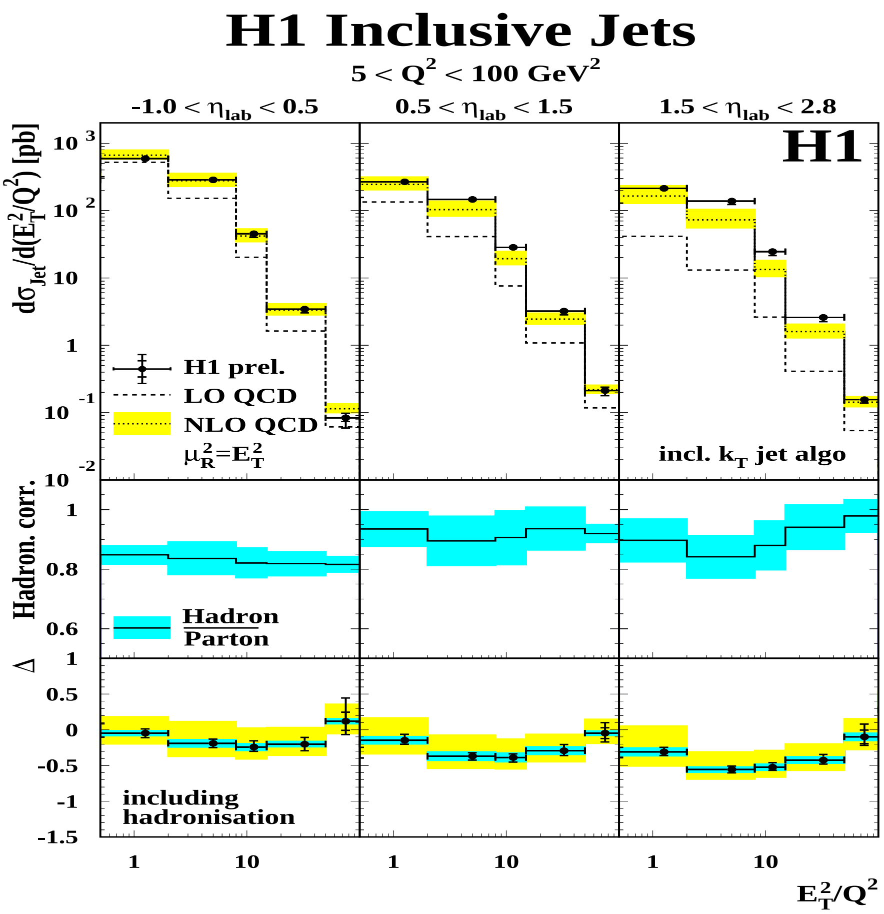


Abbildung 9.9: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2-Bereich, drei verschiedene Bereiche von η_{lab} und für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$. Oben: Daten mit systematischen und statistischen Fehlern, NLO- und LO-Vorhersagen. Mitte: Hadronisierungskorrektur mit Unsicherheit. Unten: relative Abweichung Δ.

wird der gesamte Bereich $2 < E_T^2/Q^2 < 50$ von der Theorie nicht innerhalb der Fehler reproduziert: -0.56 < Δ < -0.42 bei einer Signifikanz der Abweichung zwischen 1.90 und 1.38 totalen Unsicherheiten δ_{tot}.

Auffällig ist, dass sowohl für die kleinsten als auch für die größten gemessenen Werte von E_T^2/Q^2 die Daten wieder von der NLO-Rechnung beschrieben werden können, also in den Bereichen, in denen entweder E_T oder Q^2 (nicht beide) groß ist. Offensichtlich ist für $\mu_R^2 = E_T^2$ wie schon im Falle der Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ eine harte Skala im Ereignis genug, um das 'Funktionieren' von NLO-QCD sicherzustellen. Diese Vermutung wird gestützt durch Betrachtungen der K-Faktoren der E_T^2/Q^2-Verteilungen in Abschnitt 8.1: Die K-Faktoren haben ebenfalls die größten Werte (bis zu 7 für $\eta_{lab} > 1.5$) für den mittleren Bereich der Observablen, während

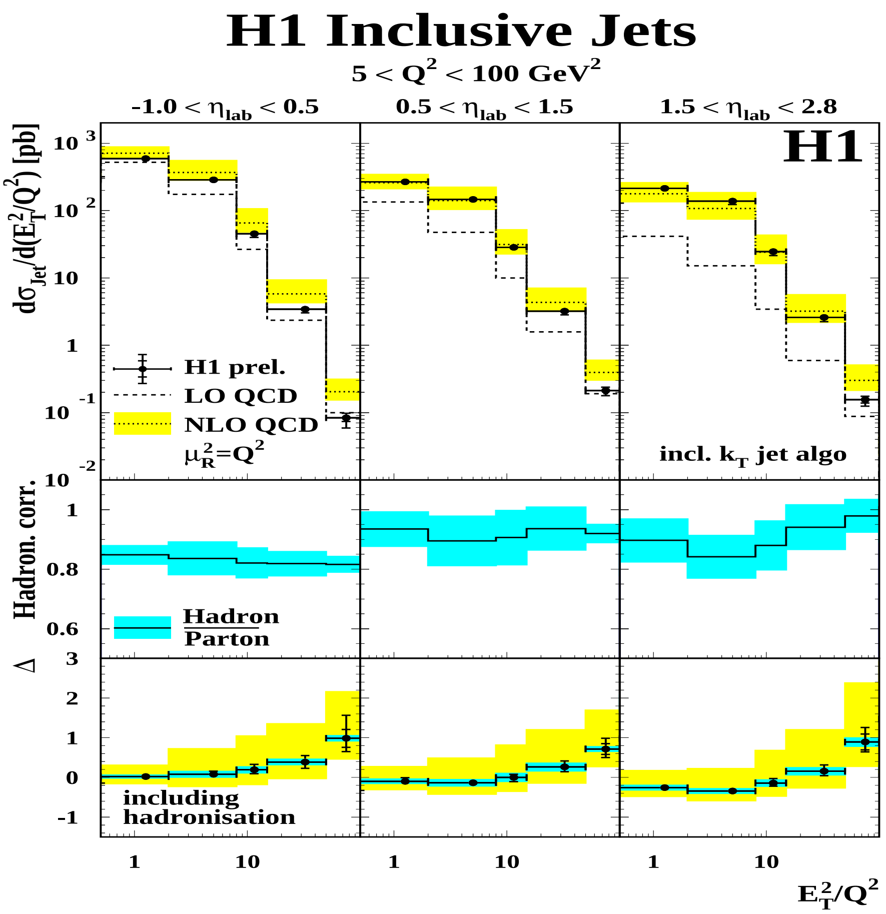


Abbildung 9.10: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_T^2/Q^2 für den gesamten Q^2-Bereich, drei verschiedene Bereiche von η_{lab} und für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$. Ansonsten wie Abbildung 9.9.

sie für $E_T^2/Q^2 < 2$ oder $E_T^2/Q^2 > 50$ nur in einem Fall größer als 4 werden.
In diesem Zusammenhang fällt auch auf, dass die Hadronisierungskorrekturen für $\eta_{lab} > 0.5$ im Bereich $2 < E_T^2/Q^2 < 15$ ein kleines Minimum ausbilden.

Ein Wechsel zu $\mu_R^2 = Q^2$ (Abbildung 9.10) zeigt, dass in diesem Fall die Daten innerhalb der Fehler für alle η_{lab} und für $E_T^2/Q^2 < 50$ durch die NLO-Rechnung beschrieben werden können, bei Werten von Δ zwischen -0.39 und 0.39. Für die höchsten Werte $E_T^2/Q^2 > 50$ (also für die kleinen Photonvirtualitäten und große E_T) ist hingegen auch unter Einbezug aller Fehler und Unsicherheiten der Wert von Δ nicht mit null kompatibel; die Signifikanz der Abweichungen beträgt zwischen 1.15 δ_{tot} in der Rückwärtsrichtung und 1.03 δ_{tot} in der Vorwärtsrichtung des Detektors bei Werten von Δ zwischen 0.99 und 0.72. Die Ursache der Abweichungen für die größten E_T^2/Q^2 liegt also nicht in einer bestimmten Detektorregion.

Wie auch schon die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ ergeben die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ kein klares Bild. Problematisch ist vor allem, dass unterschiedliche Skalenwahlen ganz unterschiedliche Aussagen über die Vorhersagen der NLO-Rechnung ergeben. Für $\mu_R^2 = E_T^2$ treten Probleme für mittlere E_T^2/Q^2 zwischen etwa 2 und 50 auf, wie bereits für die Querschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ vor allem in der Vorwärtsrichtung. Für $\mu_R^2 = Q^2$ hingegen gibt es Probleme für $E_T^2/Q^2 > 50$, und zwar in allen Detektorregionen. Für die Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ resultieren allerdings aus der Variation der Renormierungsskala die kleineren Schwankungen der vorhergesagten Wirkungsquerschnitte.
Bestätigen lässt sich für $\mu_R^2 = E_T^2$ die Erkenntnis, die die Messung der Querschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ ergeben hatte: Sobald mindestens eine harte Skala im Prozess verfügbar ist, also sobald entweder ein großes E_T große Werte oder ein großes Q^2 kleine Werte von E_T^2/Q^2 erzeugt, werden die Daten von der Theorie beschrieben.

9.3 Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_{Bj}

Als letzter Punkt in diesem Ergebniskapitel werden die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für den Zentral- und Vorwärtsbereich diskutiert (Abbildungen 9.11 und 9.12). Für die erste der beiden Abbildungen wurde E_T^2 als Renormierungsskala verwendet, für die zweite Q^2.

Im Falle $\mu_R^2 = E_T^2$ kann die NLO-Rechnung die Daten für den Zentralbereich des Detektors (linke Spalte) bis auf ein Intervall über den gesamten Bereich der Variablen x_{Bj} innerhalb aller Unsicherheiten beschreiben; die Signifikanz der Abweichung in dem einen erwähnten Intervall ($0.0005 < x_{Bj} < 0.001$) ist mit 1.06 allerdings recht gering. Die Hadronisierungskorrekturen sind mit Werten von ca. 0.95 eher klein. In der Vorwärtsrichtung hingegen sinkt der Wert der Größe Δ von ca. -0.2 für $x_{Bj} = 0.005$ auf -0.58 für $x_{Bj} = 0.0001$ stetig ab und ist für $x_{Bj} < 0.0015$ nicht mehr mit null kompatibel: Die Abweichung beträgt 2.10 δ_{tot} für die niedrigsten Werte von $x_{Bj} < 0.0005$, 1.38 δ_{tot} für $0.0005 < x_{Bj} < 0.001$ und immer noch 1.01 δ_{tot} für den Bereich $0.001 < x_{Bj} < 0.0015$. Diese Diskrepanz bestätigt Beobachtungen, die in früheren H1-Messungen von in der Vorwärtsrichtung gelegenen Jets oder neutralen Pionen gemacht wurden [125] und dort als möglicher Hinweis auf die Beobachtung von BFKL-Dynamik gewertet wurden.

Für $\mu_R^2 = Q^2$ fallen vor allem die sehr großen Skalenunsicherheiten auf (hellgraues Band im oberen Teil der Abbildung 9.12), die für kleine Werte von $x_{Bj} < 0.005$ mehr als doppelt so groß sind wie im Falle $\mu_R^2 = E_T^2$. Allerdings ist die QCD-Rechnung in diesem Falle für alle Werte von x_{Bj} und beide η_{lab}-Intervalle in der Lage, die Daten zu beschreiben. Im Zentralbereich nimmt Δ Werte zwischen -0.4 und 0.4 an; in der Vorwärtsrichtung liegt die Größe zwischen -0.56 und -0.12.

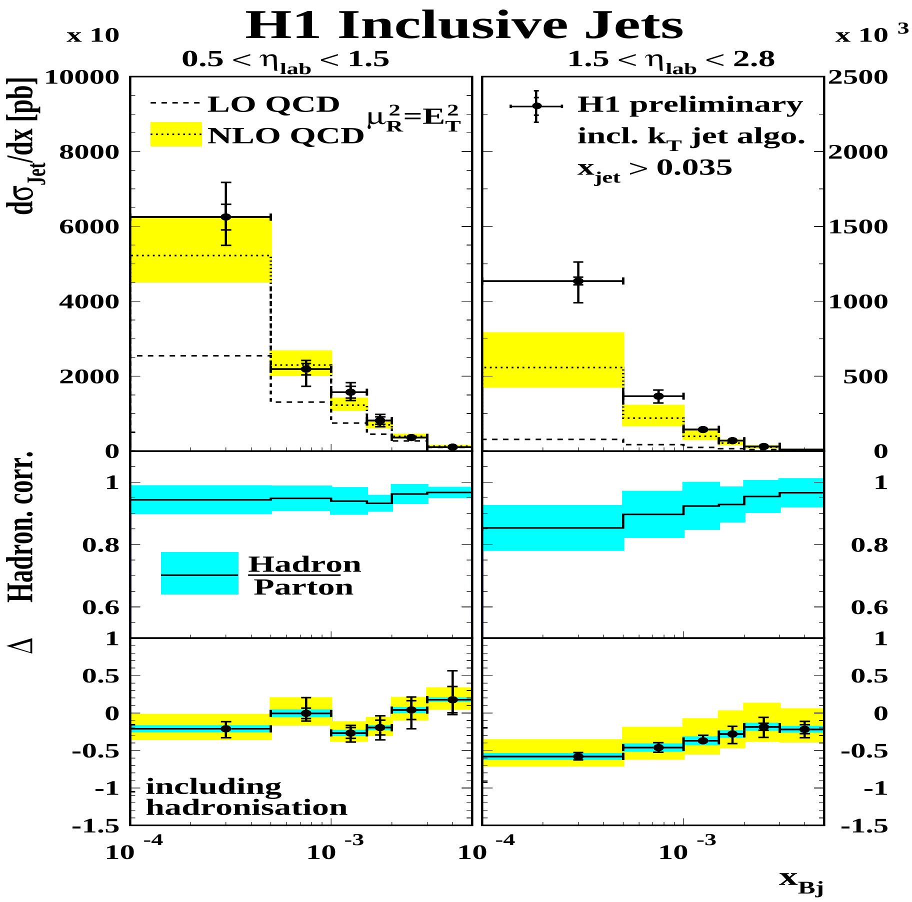


Abbildung 9.11: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_{Bj} für den gesamten Q^2-Bereich, zwei verschiedene Bereiche von η_{lab} und für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = E_T^2$. Oben: Daten mit systematischen und statistischen Fehlern, NLO- und LO-Vorhersagen. Mitte: Hadronisierungskorrektur mit Unsicherheit. Unten: relative Abweichung Δ.

Auch für die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ ergibt sich also kein klares Bild darüber, ob die NLO-Rechnungen die Daten beschreiben können oder nicht. Zum einen sind zumindest im Falle $\mu_R^2 = Q^2$ die Skalenunsicherheiten zu groß, als dass ein wirklicher Vergleich von Theorie und Daten möglich wäre. Zum anderen ist weiterhin unklar, welche Renormierungsskala überhaupt gewählt werden soll.

9.4 Abschließende Bemerkung zu den Ergebnissen

Die doppelte Problematik der korrekten Wahl der Renormierungsskala und der großen, durch die Variation der Skala erzeugten Unsicherheiten erschwert die Bewertung der vorgestellten Ergebnisse für die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte.

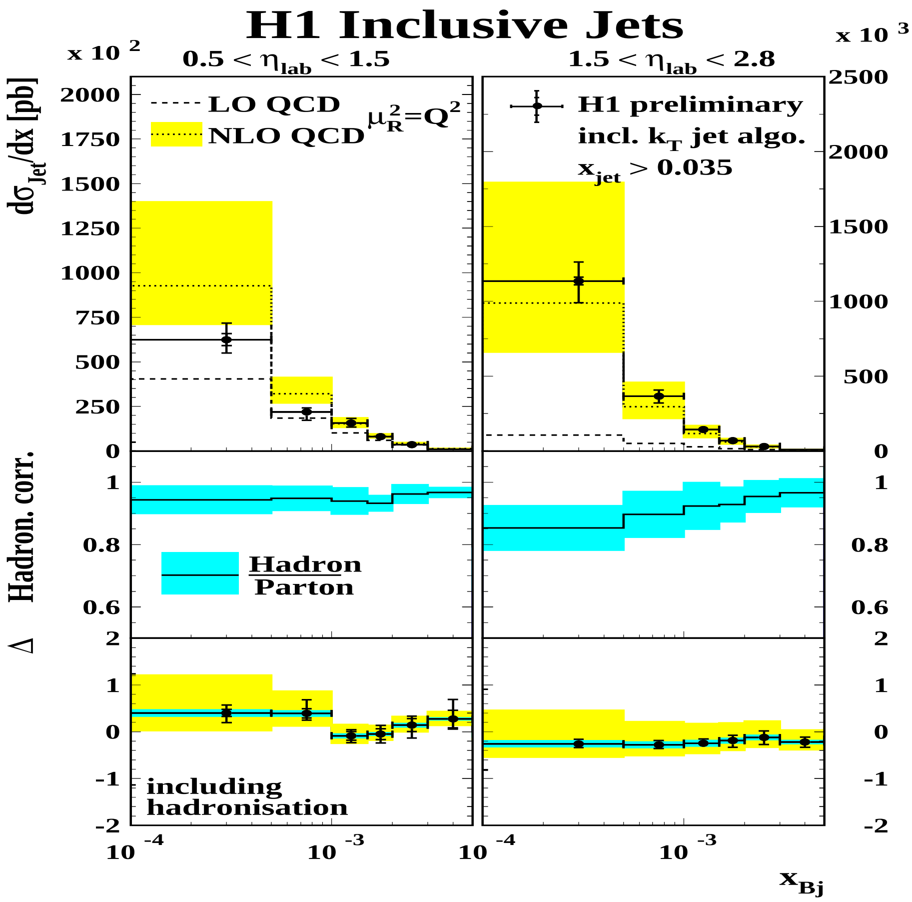


Abbildung 9.12: Ergebnisse für den inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_{Bj} für den gesamten Q^2-Bereich, zwei verschiedene Bereiche von η_{lab} und für die Renormierungsskala $\mu_R^2 = Q^2$. Ansonsten wie Abbildung 9.11.

Betrachtet man die Ergebnisse für $\mu_R^2 = E_T^2$, so kommt man zu dem Schluss, dass NLO-QCD so lange eine gute Beschreibung der Daten leisten kann, wie mindestens eine harte Skala im Ereignis vorhanden ist, sei es Q^2 oder E_T^2. So ist die NLO-Vorhersage für die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für $E_T > 20$ GeV grundsätzlich mit den gemessenen Daten kompatibel, wie auch für $Q^2 > 20$ GeV^2. Differenzen treten nur für $Q^2 < 20$ GeV^2 und für weiche Jets mit $E_T < 20$ GeV auf, und auch nur in der Vorwärtsrichtung $\eta_{lab} > 1.5$. Analog findet sich im Querschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ im Vorwärtsbereich (und in geringerem Maße auch im Zentralbereich) nur für mittlere Werte von E_T^2/Q^2 zwischen 2 und 50 eine signifikante Differenz, wo kleine E_T und kleine Q^2 statistisch dominieren. Im Jet-Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ schließlich werden die Abweichungen zwischen Daten und Rechnung wiederum nur in der Vorwärtsrichtung beobachtet, und hier nur für kleine Werte von $x_{Bj} < 0.005$, die im Wesentlichen kleinen Q^2 entsprechen. Die Theorie liegt dabei in den erwähnten kritischen Regionen des Phasenraums um teilweise mehr als einen Faktor 2 zu tief; die

Signifikanz der Abweichungen beträgt bis zu 2.56 δ_{tot} (jeweils im Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ im Vorwärtsbereich für $E_T < 10$ GeV und $Q^2 < 10$ GeV^2).

Für eine Wahl $\mu_R^2 = Q^2$ hingegen treten signifikante Diskrepanzen zwischen Daten und Theorie erstaunlicherweise nur für den Fall hoher E_T zwischen 20 und 40 GeV und hoher $E_T^2/Q^2 > 50$ auf: Für die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ zeigen sich diese Abweichungen im Zentral- und Vorwärtsbereich (hier nur für niedrige $Q^2 < 20$ GeV^2); die Abweichung im entsprechenden Intervall der rückwärtigen Detektorregion ist mit 0.96 δ_{tot} gerade nicht signifikant. Für die Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ treten die Probleme in der Beschreibung in allen Rapiditätsbereichen auf. Die Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_{Bj} sind für diese Skalenwahl durchweg von der Theorie beschrieben.

Für die Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ werden die signifikanten Diskrepanzen stets von Skalenunsicherheiten begleitet, die groß sind im Vergleich zu den Bereichen, in denen die Daten von der Theorie beschrieben werden können. Darüber hinaus sind für $\mu_R^2 = E_T^2$ gerade in den kritischen Regionen große K-Faktoren zu beobachten. Beide Umstände legen eine Interpretation der aufgetretenen Differenzen im Sinne fehlender höherer Ordnungen in der QCD-Störungsreihe nahe.
Allerdings kann auch der Zusammenbruch der DGLAP-Näherung für zumindest manche der beobachteten Diskrepanzen (z. B. im Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für niedrige Werte von x_{Bj}) eine mögliche Erklärung sein. Solange allerdings keine BFKL-Rechnung frei verfügbar ist, kann diese Überlegung keiner dezidierten Überprüfung ausgesetzt werden.

Bezüglich der Frage der korrekten Wahl der Renormierungsskala scheinen die besseren Argumente für E_T^2 zu sprechen. Zunächst unterhöhlen die sehr großen Effekte von Skalenvariationen das Vertrauen in die Vorhersagen mit $\mu_R^2 = Q^2$. Zweitens ist es schwer einzusehen, wieso Q^2 als physikalische Skala gewählt werden soll, bei der der harte QCD-Streuprozess abläuft. Drittens sind die mit $\mu_R^2 = E_T^2$ gewonnenen Ergebnisse leichter im Sinne von fehlenden Termen in der Störungsreihe zu interpretieren. Dafür spricht die beobachtete Korrelation zwischen der schlechten Beschreibung der Daten durch die Theorie einerseits und den K-Faktoren bzw. Skalenunsicherheiten andererseits: Im Falle $\mu_R^2 = E_T^2$ sind Diskrepanzen zwischen Daten und NLO-Vorhersagen meist von großen K-Faktoren und Skalenunsicherheiten begleitet, während die K-Faktoren und die Effekte einer Skalenvariation für Bereiche, in denen die Theorie die Daten gut beschreibt, tendenziell klein sind. Für eine Wahl $\mu_R^2 = Q^2$ hingegen treten die Differenzen zwischen Messung und Vorhersage gerade dort auf, wo die K-Faktoren und Skalenunsicherheiten eher klein sind.
Diese These, dass E_T^2 die korrektere Wahl der Skala ist, kann aber aufgrund fehlender theoretischer Vorhersagen nicht untermauert werden.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals bei HERA inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Impulsüberträgen $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 über einen großen Rapiditätsbereich hinweg als Funktion verschiedener Variablen im Breit-Bezugssystem gemessen. Dafür wurden Daten des H1-Detektors der Jahre 1996 und 1997 verwendet, die einer integrierten Luminosität von 21.1 pb^{-1} entsprechen.

Nach der kinematischen Selektion der Daten und einigen technischen Schnitten wurden die Messungen des Elektrons und des hadronischen Endzustandes untersucht. Mithilfe des inklusiven $k_\perp$-Algorithmus wurden anschließend die Ereignisse mit wenigstens einem hadronischen Jet selektiert. Die Korrektur der Daten auf Detektor- und QED-Strahlungseffekte erfolgte mithilfe der Faktormethode, für deren Durchführung wie auch für die Berechnung der Hadronisierungskorrekturen verschiedene MC-Generatoren verwendet wurden.
Die Jet-Wirkungsquerschnitte wurden als Funktion der transversalen Jet-Energie E_T, des Verhältnisses E_T^2/Q^2 und der Bjorken-Skalenvariablen x_{Bj} in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität und der Photonvirtualität gemessen. Diese umfangreichen Daten stellen einen echten Prüfstein für die Theorie der starken Wechselwirkung dar, die in dieser Arbeit von Rechnungen des `DISENT`-Programms bis zu einer Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ repräsentiert wird.

Der Vergleich der gemessenen Daten und der Theorie ergab, dass die Interpretation der Ergebnisse stark vom betrachteten Phasenraum und von der Wahl der in den Rechnungen verwendeten Renormierungsskala abhängig ist.
Im Falle einer Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ können die Verteilungen $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ für $E_T > 20$ GeV und $Q^2 > 20$ GeV^2 innerhalb der kombinierten theoretischen und experimentellen Unsicherheiten von der Theorie beschrieben werden. Für $\eta_{lab} < 1.5$, also für den rückwärtigen und zentralen Detektorbereich, werden die gemessenen Verteilungen auch für weichere Jets noch gut reproduziert. Lediglich für Jets im Vorwärtsbereich treten für $E_T < 20$ GeV und $Q^2 < 20$ GeV^2 signifikante Differenzen zwischen Theorie und Daten von teilweise mehr als 100 % auf - die Rechnungen liegen hier deutlich zu tief. In der Beschreibung der Jet-Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}(E_T^2/Q^2)$ scheitert die Theorie in der zentralen und Vorwärtsregion des Detektors für mittlere Werte des Verhältnisses E_T^2/Q^2 zwischen 2 und 50, die statistisch von niedrigen Werten der Transversalenergie und der Photonvirtualität dominiert werden. Im Falle der Wir-

kungsquerschnitte $d\sigma/dx_{Bj}$ werden die Daten im Zentralbereich des Detektors von der Theorie beschrieben, während im Vorwärtsbereich für $x_{Bj} < 0.0015$ die Theorie um bis zu einen Faktor 2-3 zu tief liegt.

In systematischen Untersuchungen wurde darüber hinaus festgestellt, dass die Diskrepanzen zwischen Daten und Theorie im Falle $\mu_R^2 = E_T^2$ stets von großen Korrekturen zwischen LO- und NLO-Vorhersagen und großen Effekten von Variationen der Renormierungsskala begleitet werden. So erreichen die K-Faktoren für die E_T-Verteilungen bei niedrigen $E_T < 10$ GeV, $Q^2 < 10$ GeV^2 in der Vorwärtsrichtung Werte von ca. 7. Die Variation der Renormierungsskala führt im gleichen Phasenraum zur Erzeugung von Wirkungsquerschnitten, die teilweise um mehr als einen Faktor 2 (und damit deutlich stärker als im Falle von Zwei-Jet-Verteilungen) voneinander abweichen.

Diese Ergebnisse legen den Schluss nahe, dass in den Bereichen, in denen für $\mu_R^2 = E_T^2$ Diskrepanzen zwischen Daten und Theorie beobachtet wurden, die NLO keine ausreichende Näherung an eine vollständige QCD-Rechnung darstellt und NNLO-Rechnungen benötigt werden. Dies gilt besonders für die Vorwärtsrichtung.

Für $\mu_R^2 = Q^2$ bietet sich ein anderes Bild: Hier weicht die Theorie nur in wenigen Messintervallen von den Daten ab. Für die E_T-Verteilungen geschieht dies im Intervall $20 < E_T < 40$ GeV, wo die Rechnungen im Zentral- und (zumindest für $Q^2 < 10$ GeV^2) im Vorwärtsbereich geringfügig zu hoch liegen; für $\eta_{lab} < 0.5$ ist die Abweichung gerade nicht signifikant. Für die Verteilungen in E_T^2/Q^2 treten Probleme nur für die höchsten Werte der Observable (die den niedrigsten Q^2 entsprechen) auf, und zwar in allen Bereichen der Pseudorapidität. Die Verteilungen $d\sigma/dx_{Bj}$ werden für $\mu_R^2 = Q^2$ im gesamten η_{lab}-Bereich von der Theorie beschrieben. Interessanterweise ist also im Gegensatz zur Wahl $\mu_R^2 = E_T^2$ für die Skalenwahl $\mu_R^2 = Q^2$ das Ausmaß der Übereinstimmung zwischen Daten und Theorie weitgehend unabhängig von der Wahl des Rapiditätsbereichs.

Die QCD-Rechnungen mit $\mu_R^2 = Q^2$ leiden unter ihren verglichen mit dem Fall $\mu_R^2 = E_T^2$ größeren K-Faktoren, die Werte von bis zu 10 erreichen, und den höheren Effekten einer Variation der Renormierungsskala. Es ist interessant, dass die größten Probleme mit der Q^2-Skala jedoch nicht in den Intervallen auftreten, in denen die K-Faktoren am ausgeprägtesten sind. Insgesamt drängt sich der Verdacht auf, dass die recht gute Beschreibung der Daten durch die NLO-Rechnungen mit $\mu_R^2 = Q^2$ Zufall sein könnte.

Die Diskrepanzen, die für $\mu_R^2 = E_T^2$ bei niedrigen $x_{Bj} < 0.0015$ in der Vorwärtsrichtung auftreten, wurden in der Vergangenheit als mögliches Zeichen für die Beobachtung von Effekten der BFKL-Dynamik im Proton betrachtet [125]. Dafür sprach, dass diese Diskrepanz in einer Analyse auftrat, die explizit die Beiträge der DGLAP-Entwicklung unterdrücken und die Effekte der BFKL-Dynamik herauspräparieren sollte; eine analytische BFKL-Rechnung in führender Ordnung unterstrich die Ergebnisse. Die theoretische Diskussion um die BFKL-Entwicklung hält derzeit noch an [133]. Allerdings ist noch keine analytische BFKL-Rechnung frei verfügbar, so dass der flexible Vergleich von Daten mit BFKL-Vorhersagen für den Experimentalphysiker noch nicht möglich ist. In der vorliegenden Arbeit wurden darüber hinaus experimentelle Schwierigkeiten der Analyse von Jets im Vorwärtsbereich deutlich (sehr große Migrationen, hohe Korrekturen). Insgesamt scheinen also sowohl theoretische Anstrengungen als auch neue Überlegungen zu hilfreichen Signaturen nötig, bevor die Frage der Partondynamik im Proton im Rahmen der Jet-Physik bei HERA erfolgreich angegangen werden kann.

Die ZEUS-Kollaboration versuchte, die in den E_T^2/Q^2-Verteilungen beobachteten Probleme durch Effekte der hadronischen Substruktur des Photons zu erklären [126]. In dieser Arbeit konnte jedoch gezeigt werden, dass das Programm `JetViP`, mit dem diese Effekte abgeschätzt wurden, für den Bereich der tiefunelastischen Streuung aus konzeptionellen Gründen keine eindeutigen Vorhersagen machen kann. Daher können mit der von ZEUS verwendeten Version des Programms die im Rahmen dieser Arbeit im Rückwärts- und Zentralbereich gemessenen Verteilungen auch nicht zugleich mit den im Vorwärtsbereich gemessenen beschrieben werden. Dieses Ergebnis relativiert die von ZEUS angestellten Überlegungen. Derzeit ist keine analytische QCD-Rechnung verfügbar, mit deren Hilfe das Problem der hadronischen Photonstruktur in konsistenter Weise zu bearbeiten wäre.

Ausblick

Nicht alle in diese Arbeit gesetzten Hoffnungen konnten erfüllt werden. Zwar wurden Jet-Wirkungsquerschnitte sehr differentiell in mehreren Observablen gemessen, doch einige Fragen konnten vor allem aufgrund fehlender theoretischer Mittel nicht befriedigend untersucht werden. Dabei zeigen die in fast allen Fällen gegenüber den experimentellen Fehlern großen theoretischen Unsicherheiten, dass weitere Schritte im Verständnis der Jet-Physik gerade auf theoretische Fortschritte angewiesen sind.

Neben der Hoffnung auf höhere Ordnungen in der QCD-Störungsreihe (NNLO) stehen dabei BFKL-Rechnungen und Rechnungen, die die hadronische Photonstruktur einbeziehen, im Blickpunkt. Daneben jedoch existiert ein weiterer Ansatz, der ebenfalls Beachtung verdient: die Entwicklung von MC-Generatoren, die Partonschauer mit NLO-Matrixelementen verbinden. Von ihnen kann man sich präzisere Vorhersagen über die genauen Endzustände von Ereignissen der tiefunelastischen Streuung versprechen. Allerdings existieren auch auf diesem Gebiet theoretische Probleme, die Gegenstand eines Workshops Ende des vergangenen Jahres waren [134].

Literaturverzeichnis

[1] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 214.

[2] R.W. McAllister und R. Hofstadter, *Elastic scattering of 188-MeV electrons from the proton and the alpha particle*, Phys. Rev. **102** (1956) 851.

[3] W. Bartel *et al.*, *Electroproduction of pions near the delta(1236) isobar and the form-factor of G*(M)(q^2) of the (gamma-N-delta) vertex*, Phys. Lett. **B28** (1968) 148.

[4] J.D. Bjorken, *Asymptotic sum rules at infinite momentum*, Phys. Rev. **179** (1969) 1547.

[5] J.T. Friedman und H.W. Kendall, *Deep inelastic electron scattering*, Ann. Rev. Nucl. Science **22** (1972) 203.

[6] E.D. Bloom *et al.*, *High-energetic inelastic ep scattering at 6 degrees and 10 degrees*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930.

[7] M. Breidenbach *et al.*, *Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[8] R.P. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[9] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214.

[10] G. Zweig, CERN Preprint TH-401 (1964).

[11] J.D. Bjorken und E.A. Paschos, *Inelastic electron proton and gamma proton scattering, and the structure of the nucleon*, Phys. Rev. **185** (1969) 1975.

[12] CTEQ-Kollaboration, *Handbook of perturbative QCD*, Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 157.

[13] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, New York (1984).

[14] P. Schmueser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, Berlin (1988).

[15] C.G. Callan und D.J. Gross, *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.

[16] W. Albrecht *et al.*, *Separation of σ_L and σ_T in the region of deep inelastic electron-proton scattering*, DESY-Report 69-046 (1969).

[17] CHARM-Kollaboration, *Experimental study of neutral-current and charged-current neutrino cross sections*, Phys. Lett. **B99** (1981) 265.

[18] K. Koller *et al.*, *Three gluon jets as a test of QCD*, Phys. Lett. **B72** (1977) 227; Erratum ibid. **B73** (1978) 504.

[19] Jade-Kollaboration, *Observation of planar three jet events in e+e- annihilation and evidence for gluon bremsstrahlung*, Phys. Lett. **B91** (1980) 142.

[20] D.J. Fox, *Test of scale invariance in high-energy muon scattering*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1504.

[21] R.M. Godbole, *Photon structure function*, hep-ph/9602428 (1996).

[22] M. Erdmann, *The Partonic Structure of the Photon*, Springer-Verlag, Berlin (1997).

[23] H. Abramowicz *et al.*, *Parton distributions in the photon*, Int. J. Mod. Phys. **A8** (1993) 1005.

[24] G.A. Schuler und T. Sjöstrand, *Low and high mass components of photon distribution functions*, Z. Phys. **C68** (1995) 607; *Parton distributions of the virtual photon*, Phys. Lett. **B376** (1996) 193.

[25] M. Glück, E. Reya und M. Stratmann, *The parton content of the virtual photon*, Phys. Rev. **D51** (1995) 3220.

[26] H1-Kollaboration, *Measurement of di-jet cross-sections in photoproduction and photon structure*, Phys. Lett. **B483** (2000) 36.

[27] G. 't Hooft und M. Veltman, *Regularization and renormalization of gauge fields*, Nucl. Phys. **B44** (1972) 189.

[28] W.A. Bardeen *et al.*, *Deep inelastic scattering beyond the leading order in asymptotically free gauge theories*, Phys. Rev. **D18** (1978) 3998.

[29] J. Collins, *Choosing the renormalization / factorization scale*, in den Proceedings des *Workshop on Jet Studies at LEP and HERA*, Durham (1990).

[30] G. Grunberg, *Renormalization group improved perturbative QCD*, Phys. Lett. **B95** (1980) 70; Erratum ibid. **B110** (1982) 501.

[31] P.M. Stevenson, *Resolution of the renormalization scheme ambiguity in perturbative QCD*, Phys. Lett. **100** (1981) 61; *Optimized perturbation theory*, Phys. Rev. **D23** (1981) 2916.

[32] J. Kubo und S. Sakakibara, *Equivalence of the fastest apparent convergence criterion and the principle of minimal sensitivity in perturbative quantum chromodynamics*, Phys. Rev. **D26** (1982) 3656.

[33] S.J. Brodsky, G.P. Lepage und P.B. Mackenzie, *On the elimination of scale ambiguities in perturbative quantum chromodynamics*, SLAC-PUB-3011 (1982).

[34] S. Bethke, *Determination of the QCD coupling constant* α_S, J. Phys. **G26** (2000) R27.

[35] R.K. Ellis, W.J. Stirling und B.R. Webber, *QCD and collider physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1996).

[36] M. Ciafaloni, *Coherence effects in initial jets at small* Q^2/s, Nucl. Phys. **B296** (1988) 49.
S. Catani, F. Fiorani und G. Marchesini, *QCD coherence in initial state radiation*, Phys. Lett. **B234** (1990) 339; *Small x behaviour of initial state radiation in perturbative QCD*, Nucl. Phys. **B336** (1990) 18.
A.D. Martin, *Phenomenology of BFKL and CCFM*, in den Proceedings des Workshops *Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena*, Rom (1996) 156.

[37] V.N. Gribov und L.N. Lipatov, *Deep inelastic ep scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438; *e+e- Pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 675.
Y.L. Dokshitzer, *Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e+e- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[38] V. Barone, C. Pascaud und F. Zomer, *A new global analysis of deep inelastic scattering data*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 243.

[39] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Radiatively generated parton distributions for high-energy collisions*, Z. Phys. **C48** (1990) 471.

[40] H.L. Lai *et al.*, *Global QCD analysis of the parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 375.

[41] A.D. Martin *et al.*, *Parton distributions and the LHC: W and Z production*, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 133.

[42] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Dynamical parton distributions revisited*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 461.

[43] M. Botje, *Error propagation in QCD fits*, hep-ph/0006193.

[44] E. Kuraev, L.N. Lipatov und V.S. Fadin, *The Pomeranchuk singularity in non-abelian gauge theories*, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199.
Y.Y. Balitsky und L.N. Lipatov, *The Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822.

[45] E.W.N. Glover und M.R. Sutton, *The energy-energy correlation function revisited*, Phys. Lett. **B342** (1995) 325.

[46] R.K. Ellis, D.A. Ross und A.E. Terrano, *The perturbative calculation of jet structure in e+e- annihilation*, Nucl. Phys. **B178** (1981) 421. e

[47] R. Mohr, Dissertation, Universität Hamburg (2000).

[48] W.T. Giele und E.W.N. Glover, *Higher order corrections to jet cross-sections in e+e- annihilation*, Phys. Rev. **D46** (1992) 1980.

[49] G. Sterman und S. Weinberg, *Jets from quantum chromodynamics*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1436.

[50] L.A. del Pozo, Dissertation, Universität Cambridge/England (1993); RALT-002.

[51] H1-Kollaboration, *Measurement of internal jet structure in di-jet poduction in deep-inelastic scattering at HERA*, Nucl. Phys. **B545** (1999) 3.

[52] S.D. Ellis und D.E. Soper, *Successive combination jet algorithm for hadron collisions*, Phys. Rev. **D48** (1993) 3160.

[53] S. Catani *et al.*, *Longitudinally invariant k(t) clustering algorithms for hadron-hadron collisions*, Nucl. Phys. **B406** (1993) 187.

[54] J. Huth *et al.*, *Towards a standardization of jet definitions*, FERMILAB-CONF-90 (1990) **249-E**.

[55] H1-Kollaboration, `http://www-h1.desy.de/`.

[56] ZEUS-Kollaboration, `http://www-zeus.desy.de/`; *A measurement of* $\sigma_{tot}(\gamma p)$ *at* $\sqrt{s}$*=210 GeV*, Phys. Lett. **B293** (1992) 465; *The ZEUS detector: Status report 1993*, DESY (1993).

[57] HERMES-Kollaboration, `http://www-hermes.desy.de/`; *The HERMES spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. **A417** (1998) 230.

[58] HERA-B-Kollaboration, `http://www-hera-b.desy.de/`.
W. Hofmann *et al.*, *HERA-B - an experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring*, DESY-PRC 95/01 (1995), DESY-PRC 94/02 (1994).

[59] D.R.C. Kelly *et al.*, *The electron beam lifetime problem in HERA*, in den Proceedings der *1995 Particle Accelerator Conference PAC95*, Hamburg (1995).

[60] M. Kuhlen, Habilitation, Universität Hamburg (1997).

[61] H1-Kollaboration, *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310.

[62] H1-Kollaboration, *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 348.

[63] H1 CST Group, D. Pitzl *et al.*, *The H1 silicon vertex detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A545** (2000) 334.
E. Peppel, *First results with the H1 backward silicon strip detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A409** (1998) 201.
M. Keller *et al.*, *A highly compact electromagnetic calorimeter for the VLQ spectrometer in H1 at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A409** (1998) 604.
M. Fleischer, *Performance and upgrade of H1 calorimeters: LAr calorimeter, SpaCal and VLQ*, DESY-Report 98-005 (1997).
R. Maraček *et al.*, *Upgrade of the H1 LAr calorimeter trigger*, in den Proceedings der Konferenz *CALOR 99 - Calorimetry in High Energy Physics*, Lissabon (1999) 583.
B. Reisert, Diplomarbeit, Universität München (1997).

[64] J. Bürger *et al.*, *The central jet chamber of the H1 experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 217.

[65] S. Egli *et al.*, *The central inner z drift chamber of the H1 experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 487.
H. Barwolff *et al.*, *Performance of prototypes of the H1 outer z drift chamber*, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 467.

[66] J. Prell, Dissertation, Universität Hamburg (1992).
M. zur Nedden, Dissertation, Universität Zürich (1998).

[67] K. Müller *et al.*, *Construction and performance of a thin cylindrical multiwire proportional chamber with cathode pad readout for the H1 experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A312** (1992) 457.

[68] G.A. Beck *et al.*, *e+ Identification using the drift chambers and transition radiators of the H1 forward track detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995)

228.
S. Burke, *Track finding and fitting in the H1 forward track detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A373** (1996) 227.
G.A. Beck *et al.*, *Radial wire drift chambers for the H1 forward track detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 471.

[69] B. Schwab, Dissertation, Universität Heidelberg (1996).

[70] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 460.

[71] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*, Nucl. Instr. and Meth. **A350** (1994) 57.

[72] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 499.

[73] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Electron / pion separation with the H1 LAr calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A344** (1994) 492.

[74] H.-P. Wellisch *et al.*, *Hadronic calibration of the H1 LAr calorimeter using software weighting techniques*, MPI-Bericht MPI-PhE/94-03 (1994).
J.P. Kubenka, Dissertation, TU München (1995).

[75] H1 SpaCal Group, R.-D. Appuhn *et al.*, *The H1 lead / scintillating fiber calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 397.

[76] H1 SpaCal Group, R.-D. Appuhn *et al.*, *Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A374** (1996) 149.

[77] H1 Calorimeter Group, R.-D. Appuhn *et al.*, *Hadronic response and e / pion separation with the H1 lead / fibre calorimeter*, DESY-Report 95-250 (1995).

[78] H. Bethe und W. Heitler, *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*, Proc. Roy. Soc. **A146** (1934) 83.

[79] N. Gogitidze und S. Levonian, *An offline luminosity determination for the H1 e+p data*, H1 Internal Note H1-01/96-471 (1996).

[80] E. Elsen, *The H1 trigger and data acquisition system*, H1 Internal Note H1-01/93-262 (1993).

[81] D. Handschuh, Dissertation, Universität Hamburg (1993).

[82] H. Krehbiel, *From trigger elements to L1-Keep*, H1 Internal Note H1-09/92-239 (1992).

[83] J. Köhne *et al.*, *Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A389** (1997) 128.

[84] J.C. Bizot *et al.*, *Status of simulation for a topological level 2 trigger*, H1 Internal Note H1-02/92-212 (1992); *Hardware study for a topological level 2 trigger*, H1 Internal Note H1-09/92-240 (1992).
C. Beigbeider *et al.*, *Level 2 topological trigger (L2TT) hardware*, H1 Internal Note H1-07/98-547 (1998).

[85] E. Barrelet *et al.*, *The hardware implementation of L3 triggers in H1*, H1 Internal Note H1-12/88-100 (1988).

[86] S. Eichenberger *et al.*, *A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals*, Nucl. Instr. and. Meth. **A323** (1992) 532.

[87] T. Wolff *et al.*, *A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment*, Nucl. Instr. and. Meth. **A323** (1992) 537.

[88] S. Catani und M.H. Seymour, *A general algorithm for calculating jet cross-sections in NLO QCD*, Nucl. Phys. **B485** (1997) 291, Erratum ibid. **B510** (1997) 503.

[89] B. Pötter, *JetViP 1.1: Calculating one jet and two jet cross-sections with virtual photons in NLO QCD*, Comput. Phys. Commun. **119** (1999) 45.
G. Kramer und B. Pötter, *Low Q^2 jet production at HERA in next-to-leading order QCD*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 665.

[90] E. Mirkes und D. Zeppenfeld, *Dijet production at HERA in next-to-leading order*, Phys. Lett. **380** (1996) 205.
E. Mirkes, TTP-97-39 (1997), hep-ph/971224 (1997).

[91] D. Graudenz, *Disaster++: Version 1.0*, hep-ph/9710244 (1997).

[92] C. Duprel *et al.*, *Comparison of next-to-leading order calculations for jet cross-sections in deep-inelastic scattering*, hep-ph/9910448 (1999).

[93] B. Pötter, *JetViP 2.1: The Hbook version*, Comput. Phys. Commun. **133** (2000) 105.

[94] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: Nucleon, pion and photon parton density functions and α_S calculations*, CERN Program Library W5051 (1997).

[95] CTEQ-Kollaboration, MSUHEP-60426, CTEQ-604.

[96] S. Catani und M.H. Seymour, *NLO QCD calculations in DIS at HERA based on the dipole formalism*, in den Proceedings des Workshops *Future Physics at HERA*, Hamburg (1996) 519.

[97] T. Schörner, *Single-inclusive jets in DIS at low Q^2 at HERA*, Beitrag für die Proceedings des *8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD*, Liverpool (2000).

[98] H1-Kollaboration, *A measurement of single-inclusive jet cross sections in the central and forward region at low x in DIS at HERA*, Beitrag zur *30th International Conference on High-Energy Physics ICHEP 2000*, Osaka (2000).

[99] H. Jung, *The RAPGAP Monte Carlo for deep inelastic scattering - version 2.07/00*, Comp. Phys. Commun. **86** (1995) 147; `http://www-h1.desy.de/~jung/rapgap.html`.

[100] G. Ingelman, A. Edin und J. Rathsman, *Lepto 6.5 - a Monte Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering*, DESY 96-057, ISSN 0418-9833 (1996).

[101] T. Sjöstrand, *Parton cascade evolution and event structure at HERA*, in Band I der Proceedings des Workshops *Physics at HERA*, Hamburg (1998) 149.

[102] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.J. Mohring, *HERACLES: An event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes: Version 1.0*, Comp. Phys. Comm. **69** (1992) 155.

[103] L. Lönnblad, *ARIADNE version 4: A program for simulation of QCD cascades implementing the colour dipole model, revision 8*, Comp. Phys. Commun. **71** (1992) 15.

[104] G. Gustafson und Ulf Petterson, *Dipole formulation in QCD cascades*, Nucl. Phys. **B306** (1988) 741.
B. Andersson und G. Gustafson, *An infrared stable multiplicity measure on QCD parton states*, Phys. Lett. **B241** (1988) 604; *Fluctuations and anomalous dimensions in QCD cascades*, Z. Phys. **C49** (1991) 79; *Multiplicity distributions in QCD cascades*, Nucl. Phys. **B392** (1993) 251.
B. Andersson *et al.*, *Coherence effects in deep inelastic scattering*, Z. Phys. **C43** (1989) 625.
G. Gustafson, *Dual description of a confined colour field*, Phys. Lett. **175** (1986) 453.

[105] K. Charchula, G. Schuler und H. Spiesberger, *Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton-proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6*, Comp. Phys. Commun. **81** (1994) 381.

[106] N.H. Brook *et al.*, *A comparison of deep inelastic scattering Monte Carlo event generators to HERA data*, in den Proceedings des Workshops *Monte Carlo Generators for HERA Physics*, Hamburg (1999) 10; DESY-PROC-1999-02; ISSN 1435-8077.

[107] R. Engel, *Photoproduction within the two-component dual parton model: amplitudes and cross sections*, Z. Phys. **C66** (1995) 203;
R. Engel und J. Ranft, *Hadronic photon-photon interactions at high energies*, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.

[108] T. Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e+e- physics: JETSET version 6.2*, Comp. Phys. Commun. **39** (1986) 347.
T. Sjöstrand und M. Bengtsson, *The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e+e- physics: JETSET version 6.3 - an update*, Comp. Phys. Commun. **43** (1987) 367.
T. Sjöstrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[109] X. Artru und G. Mennessier, *String model and multiproduction*, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93.
M.G. Bowler, *e+e- Production of heavy quarks in the string model*, Z. Phys. **C11** (1981) 169.
B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *A general model for jet fragmentation*, Z. Phys. **C20** (1983) 317; *A probability measure on parton and string states*, Nucl. Phys. **B264** (1986) 29.
B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rep. **97** (1983) 33.

[110] R.D. Field und S. Wolfram, *A QCD model for e+e- annihilation*, Nucl. Phys. **B213** (1983) 65.
B.R. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.

[111] J. Meyer, *Guide to simulation program H1SIM*, H1 Software Note 03-11/89 (1991).

[112] CERN Application Software Group, *GEANT - detector description and simulation tool*, CERN Program Library W5013.

[113] S. Egli *et al.*, *Calculating event weights in case of downscaling on trigger levels 1-4*, H1 Internal Note H1-04/97-517 (1997).

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

[115] S. Bentveltsen, J. Engelen und P. Kooijman, *Reconstruction of* (x,Q^2) *and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, in Band I der Proceedings des Workshops *Physics at HERA*, Hamburg (1991) 23.

[116] K. Hoeger, *Measurement for* x, y *and* Q^2 *in neutral current events*, in Band I der Proceedings des Workshops *Physics at HERA*, Hamburg (1991) 43.

[117] U. Bassler und G. Bernardi, *Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A426** (1998) 583.

[118] H1-Kollaboration, *Diffractive dissociation in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C74** (1997) 221.

[119] V. Lendermann, *Simulation of passive material in the backward region of the H1 detector*, H1 Internal Note H1-08/99-575 (1999).

[120] H1-Kollaboration, *Energy flow and charged particle spectrum in deep inelastic scattering at HERA*, Z. Phys. **C63** (1994) 377.
ZEUS-Kollaboration, *Hadronic energy distributions in deep inelastic electron-proton scattering*, Z. Phys. **C59** (1993) 231.

[121] H1-Kollaboration, *Measurement and QCD analysis of jet cross-sections in deep inelastic positron proton collisions at* $\sqrt{s}$ *of 300 GeV*, DESY-Report 00-145 (2000), eingeschickt an Eur. Phys. J.

[122] E665-Kollaboration, *First measurement of jet production rates in deep inelastic lepton-proton scattering*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1026.
F.W. Busser *et al.*, *Observation of pi0 mesons with large transverse momentum in high-energy proton-proton collisions*, Phys. Lett. **B46** (1973) 471.
ISR-Kollaboration, *Production of high transverse momentum particles in pp collisions in the central region at the CERN ISR*, Phys. Lett. **B44** (1973) 521.
UA2-Kollaboration, *Inclusive charged particle production at the CERN* $\overline{p}p$ *collider*, Phys. Lett. **B122** (1983) 322; *Observation of very large transverse momentum jets at the CERN* $\overline{p}p$ *collider*, Phys. Lett. **B118** (1982) 203; *Measurement of jet production properties at the CERN* $\overline{p}p$ *collider*, Phys. Lett. **B144** (1984) 283.
UA1-Kollaboration, *Comparison of three jet and two jet cross-sections in* $p\overline{p}$ *collisions at the CERN SPS* $p\overline{p}$ *collider*, Phys. Rev. Lett. **B158** (1985) 494; *Angular distributions and structure functions from two jet events at the CERN SPS* $p\overline{p}$ *collider*, Phys. Lett. **B136** (1984) 294.

[123] H1-Kollaboration, *3-Jet production in DIS at HERA*, in Vorbereitung.

[124] J. Pumplin, *Hard underlying event correction to inclusive jet cross-sections*, Phys. Rev. **D57** (1998) 5787.

[125] H1-Kollaboration, *Forward jet and particle production at HERA*, Nucl. Phys. **B538** (1999) 3.

[126] ZEUS-Kollaboration, *Measurement of the* E_T^2/Q^2 *dependence of forward jet production at HERA*, Phys. Lett. **B474** (2000) 223.

[127] T. Wengler, Dissertation, Universität Heidelberg (1999).

[128] G. d'Agostini, *A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem*, Nucl. Instr. and Meth. **A362** (1995) 487.

[129] H1-Kollaboration, *Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron-proton collisions at large momentum transfer*, Eur. Phys. J. **C13** (2000) 609.

[130] T. Carli, *Renormalization scale dependencies in dijet production at HERA*, MPI-Bericht MPI-PhE/99-03 (1999).

[131] G. Kramer und B. Pötter, *Forward jet production at small x in next-to-leading order QCD*, Phys. Lett. **B453** (1999) 295.

[132] B. Pötter, private Mitteilung.

[133] G.P. Salam, *BFKL and CCFM final states*, in den Proceedings des *7th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD*, Zeuthen (1999) 426.

[134] B. Pötter, hep-ph/0007172, MPI-Bericht MPI-PhT/00-24 (2000).
B. Pötter und T. Schörner, *Matching NLO matrix elements and parton showers in Monte Carlos for deep-inelastic scattering*, Vortrag auf dem *IPPP Workshop on Matrix Elements and Parton Showers*, Durham (2000).

Anhang A

Vergleich unkorrigierter Daten mit MC-Vorhersagen

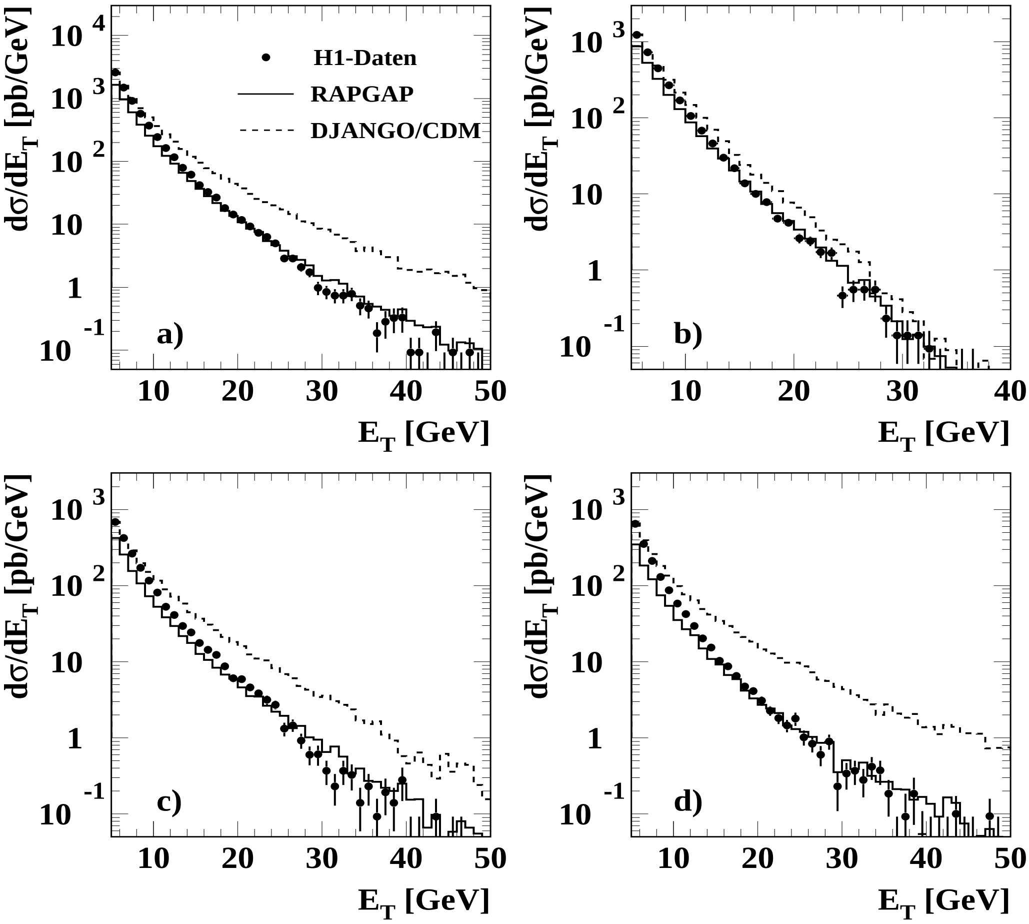


Abbildung A.1: Inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_T$ für unkorrigierte Daten und die MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. a) -1 $< \eta_{lab} <$ 2.8; b) -1 $< \eta_{lab} <$ 0.5; c) 0.5 $< \eta_{lab} <$ 1.5; d) 1.5 $< \eta_{lab} <$ 2.8.

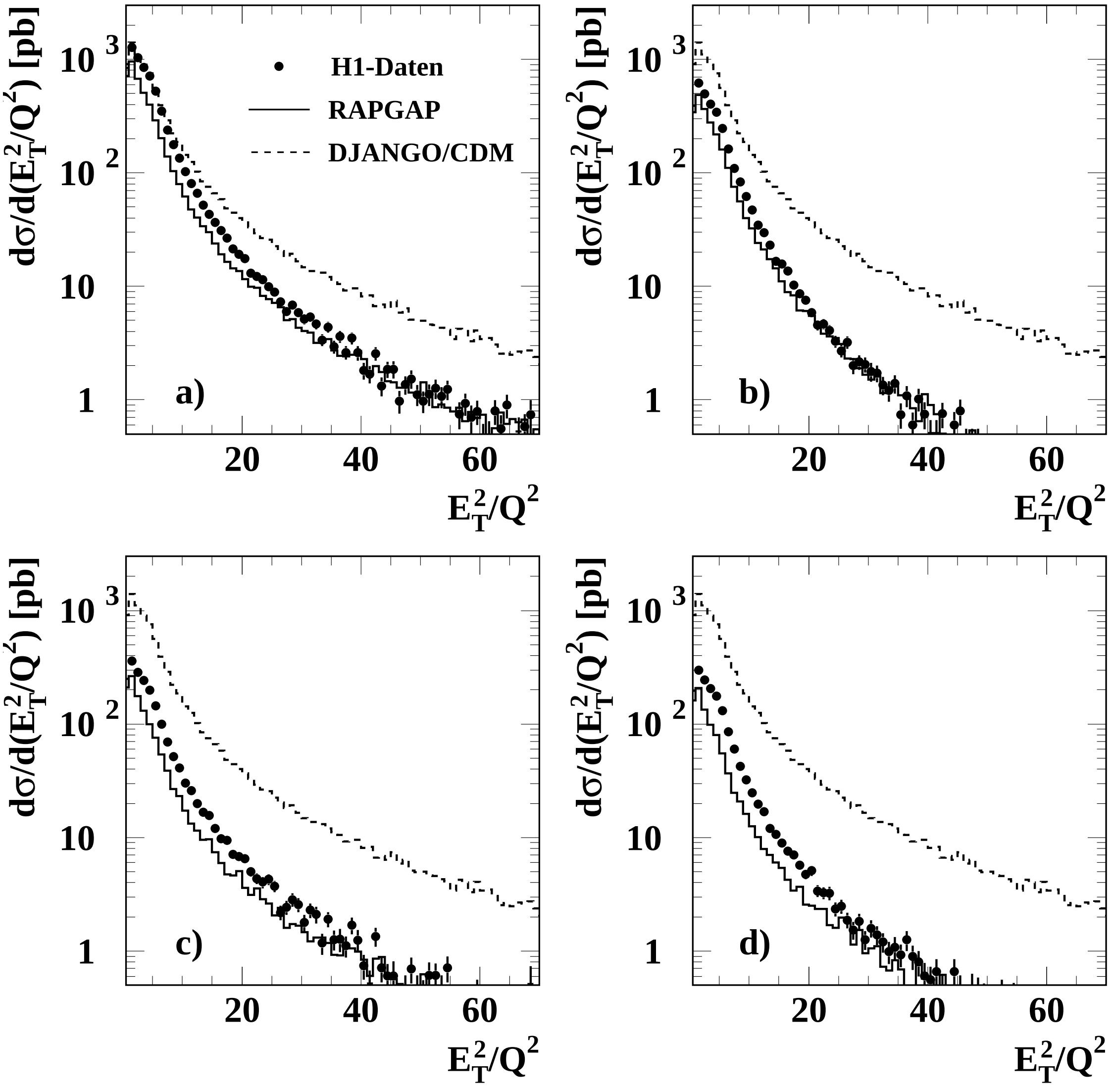


Abbildung A.2: Inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ für unkorrigierte Daten und die MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. a) -1 $< \eta_{lab} <$ 2.8; b) -1 $< \eta_{lab} <$ 0.5; c) 0.5 $< \eta_{lab} <$ 1.5; d) 1.5 $< \eta_{lab} <$ 2.8.

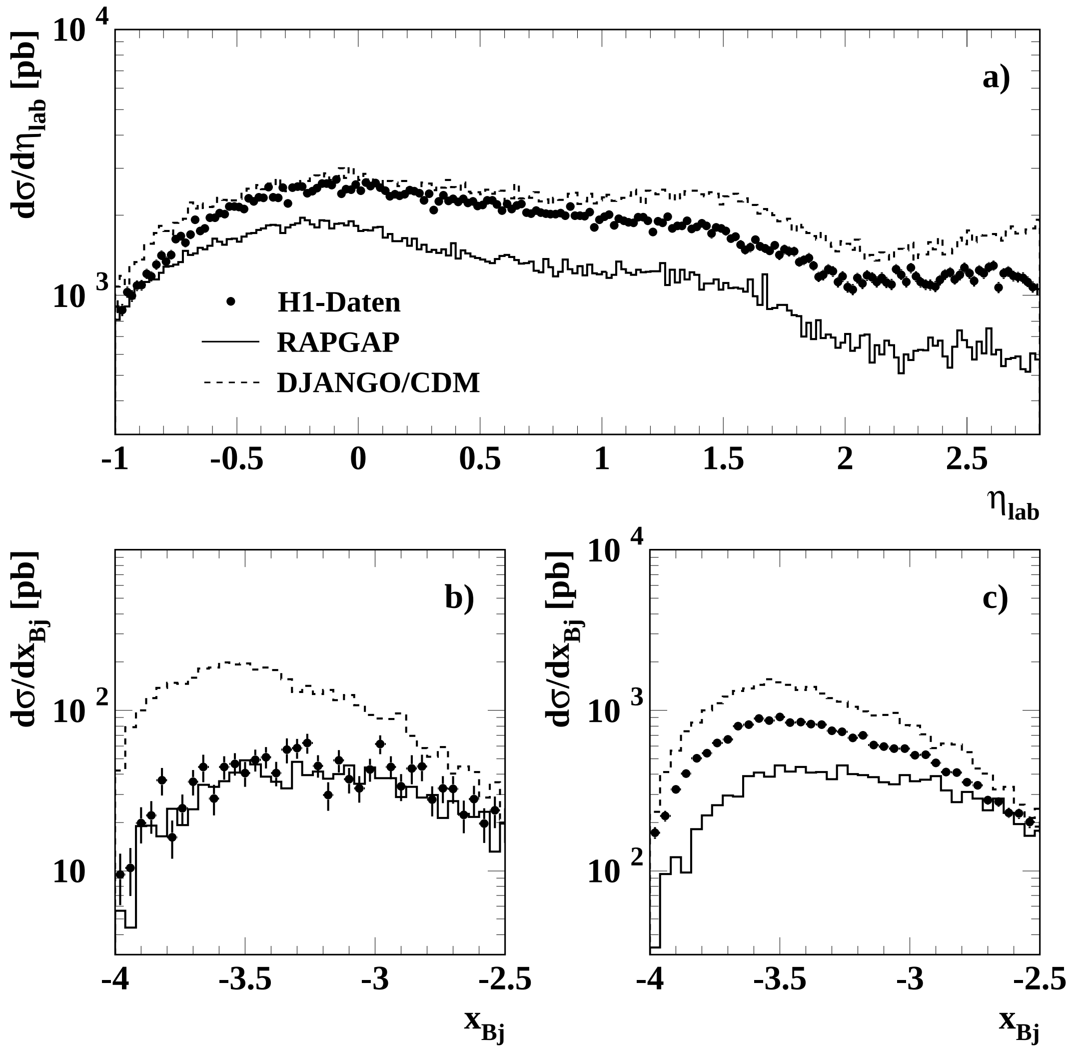


Abbildung A.3: Inklusive Jet-Wirkungsquerschnitte für unkorrigierte Daten und die MC-Modelle `RAPGAP` und `DJANGO/CDM`. a) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\eta_{lab}$; b) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für $0.5 < \eta_{lab} < 1.5$; c) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ für $1.5 < \eta_{lab} < 2.8$.

Anhang B

Verzeichnis ausgeschlossener Run-Bereiche

In diesem Anhang wird ein Ausschnitt aus der `Fortran`-Routine gezeigt, die die Run-Selektion ausführt. Alle Bereiche, die in einen '`if() return`'-Block eingeschlossen sind, werden verworfen. Aus der Auflistung ist jeweils auch der Grund des Ausschlusses ersichtlich.

```
*
*       1996
*
*   reject everything before 5.9.1996 (change of trigger)
        if (inrun.lt.157877) return
*
*
*   cut out inefficient part (iet>2) of 96 data, (broken hardware?)
        if (inrun.gt.166000.and.inrun.lt.168820) return
*
*                            reduced CJC HV
        if (inrun.eq.164429) return
        if (inrun.eq.164432) return
*
*                  unstable period CJC off
        if (inrun.ge.165244 .and. inrun.le.165252 ) return
*
*                  CJC2:  OFF evs. 20055-   End
        if (inrun.eq.165697) return
*
*                            SPACAL trigger problems
        if (inrun.eq.166072) return
*
*                            spacal HV problem
        if (inrun.ge.168471 .and. inrun.le.168488) return
```

```
*
*                             spacal triggers rejected by L4
        if (inrun.ge.169186 .and. inrun.le.169222) return
*
*           new L4 scheme test
        if (inrun.ge.170864 .and. inrun.le.170866) return
*
*
*       1997
*
*           wrong pedestal substraction in SPACAL
*           -> energy was wrong on L4
        if (inrun.ge.176421 .and.inrun.le.179400) return
*
*
*       L2 keep problem, some runs are corrupted
*       (event mixing) Schultz-Coulon DQ 25.3.97
*  these runs can still be used (see DQ minutes 25.3.97)
*
        if ( inrun.eq.179825 .or.
     &       inrun.eq.179919 .or.
     &       inrun.eq.180004 .or.
     &       inrun.eq.180061 .or.
     &       inrun.eq.180074
     &  ) then
*             These runs are ok !
        else
         if (inrun.ge.179563 .and.inrun.le.180075) return
        endif
*
*       unreasonable large weight (=1000)
        if (inrun.eq.180076.and.inevt.eq.12419) return
*
*           COP off
        if (inrun.ge.183675.and.inrun.le.183686) return
*
*           Phase 2,no MWPC r/o
        if (inrun.ge.184462  .and. inrun.le.184469 ) return
*
        if (inrun.ge.185990 .and. inrun.le.186001) return
*                             change of S1 definition
*    COP:   OFF  BDC test r/o 28/4f_ASM&ROR  L2 and L4 transparent
        if (inrun.ge.186020  .and. inrun.le.186021 ) return
*    bad lumi fill (poor runs a trackers off during large periods)
        if (inrun.ge.186468 .and. inrun.le.186479 ) return
*    bad lumi fill (poor runs a trackers off during large periods)
```

```
      if (inrun.ge.186576 .and. inrun.le.186583  ) return
*         COZ off
      if (inrun.eq.189796 ) return
*
      if (inrun.eq.191529) return
*             change of S1 definition! no zvtx t0 !
*
*        Phase 2,no MWPC r/o
      if (inrun.ge.191550 .and. inrun.le.191579) return
*
*  Phase 2,no MWPC r/o  11.06 zVtx trigger not fully operational
      if (inrun.ge.191585 .and. inrun.le.191596) return
*
*     corrupted data logging
*     (in total 60 nb^-1)
      if (inrun.eq.191984) return
      if (inrun.eq.192081) return
      if (inrun.eq.192084) return
      if (inrun.ge.192085 .and. inrun.le.192088) return
      if (inrun.eq.192090) return
      if (inrun.eq.192091) return
      if (inrun.eq.192093) return
      if (inrun.ge.192094.and.inrun.le.192115) return
*
*        bad lumi fill (poors runs and often trackers off)
      if (inrun.ge.192758.and. inrun.le.192765) return
*
*     R/o of last CiInput cards disabled
*     (Nicholls: trigger elements randomly destroyed)
      if (inrun.ge.192815 .and. inrun.le.192964) return
*
*        take out 25.6: problem with TOF timing
*        on 26.6 H1 timing has been shifted by 1.6ns
*        instable IET trigger element (eff drops to 80% mon: s75!!)
      if (inrun.ge.193128 .and. inrun.le.193235) return
      if (inrun.ge.193479 .and. inrun.le.193524) return
*
*        Phase 2,no MWPC r/o
      if (inrun.ge.194643 .and. inrun.le.194644) return
*
*        Phase 2,no MWPC r/o
      if (inrun.ge.195681 .and. inrun.le.195686) return
*
*  total inefficiency of iet trigger in certain spacal region!
*  -> 0.25 pb-1 at beginning of jetidx4 that can't be corrected for
      if (inrun.ge.196000 .and. inrun.le.196360) return
```

```
*
*        HV COZ unstable
        if (inrun.ge.196367 .and. inrun.le.196370) return
*
*          CJC2:  OFF evs.  5783- 13726
        if (inrun.eq.197036) return
*
*          unstable trackers
        if (inrun.ge.198345 .and. inrun.le.198376) return
*
*          bad lumi fill (poor runs and often trackers off)
        if (inrun.ge.199539.and.inrun.le.199546) return
*
*              CJC2:  OFF evs.  3327-  6886
        if (inrun.eq.201366) return
*
*       COZ:   OFF evs.     1-   End off,  100% keep mode for L4
        if (inrun.eq.201369) return
*
* L4 2000 scheme in reject mode or L4 transparent run with test set-up
        if (inrun.eq.201343) return
        if (inrun.ge.201320.and.inrun.le.201343) return
        if (inrun.ge.201373.and.inrun.le.201383) return
```

Anhang C

Verzeichnis ausgeschlossener SpaCal-Zellen

Neben dem in Abschnitt 5.6 bereits erwähnten 'hot spot'

$$-16.20 \text{ cm} < X_{spac} < 8.10 \text{ cm und } -8.10 \text{ cm} < Y_{spac} < 16.20 \text{ cm}$$

wurden, meist aufgrund von Ineffizienzen, weitere Triggerzellen des *SpaCal* von der Datennahme ausgeschlossen:

$$-25.00 \text{ cm} < X_{spac} < -20.50 \text{ cm und } -37.50 \text{ cm} < Y_{spac} < -33.00 \text{ cm;}$$

$$-48.00 \text{ cm} < X_{spac} < -46.10 \text{ cm und } -28.00 \text{ cm} < Y_{spac} < -25.00 \text{ cm;}$$

$$-16.25 \text{ cm} < X_{spac} < -12.50 \text{ cm und } -21.00 \text{ cm} < Y_{spac} < -16.00 \text{ cm;}$$

$$-31.50 \text{ cm} < X_{spac} < -25.50 \text{ cm und } 33.10 \text{ cm} < Y_{spac} < 39.10 \text{ cm;}$$

$$27.00 \text{ cm} < X_{spac} < 38.10 \text{ cm und } -38.00 \text{ cm} < Y_{spac} < -27.00 \text{ cm.}$$

Anhang D

Ergebnisübersicht

In diesem Anhang werden die in Kapitel 9 vorgestellten Messergebnisse der inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte noch einmal in einer tabellarischen Übersicht dargestellt. Angegeben sind jeweils das Messintervall, der Messwert und die statistischen und systematischen Fehler.

Q^2 [GeV^2]	η_{lab}	E_T [GeV]	Messwert [pb/GeV]	stat. Fehler [%]	syst. Fehler [%]
5 - 100	-1.0 - 2.8	5 - 10	1078.000	±0.51	$^{+7.55}_{-7.55}$
		10 - 20	81.075	±1.02	$^{+8.49}_{-10.03}$
		20 - 40	2.836	±3.27	$^{+10.97}_{-15.60}$
		40 - 70	0.043	±22.34	$^{+27.42}_{-13.04}$
5-100	-1.0 - 0.5	5 - 10	562.393	±0.65	$^{+6.95}_{-6.90}$
		10 - 20	31.283	±1.65	$^{+8.56}_{-10.88}$
		20 - 40	0.428	±7.63	$^{+14.65}_{-21.16}$
	0.5 - 1.5	5 - 10	272.879	±0.95	$^{+7.73}_{-8.51}$
		10 - 20	28.177	±1.62	$^{+8.66}_{-9.11}$
		20 - 40	1.395	±4.74	$^{+10.86}_{-12.75}$
		40 - 70	0.017	±34.12	$^{+28.31}_{-29.22}$
	1.5 - 2.8	5 - 10	238.929	±1.36	$^{+8.42}_{-9.47}$
		10 - 20	21.323	±2.19	$^{+9.26}_{-9.26}$
		20 - 40	0.939	±6.19	$^{+10.06}_{-15.79}$
		40 - 70	0.026	±30.00	$^{+28.01}_{-2.39}$

Tabelle D.1: Übersicht über die Ergebnisse der Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_T$ in verschiedenen Bereichen von η_{lab}.

η_{lab}	Q^2 [GeV^2]	E_T [GeV]	Messwert [pb/GeV]	stat. Fehler [%]	syst. Fehler [%]
1.5 - 2.8	5 - 10	5 - 10	104.238	±2.60	$^{+11.66}_{-11.48}$
		10 - 20	7.524	±4.64	$^{+9.10}_{-8.98}$
		20 - 40	0.280	±12.15	$^{+11.12}_{-16.33}$
		40 - 70	0.011	±45.33	$^{+24.04}_{-28.96}$
	10 - 20	5 - 10	68.415	±2.35	$^{+9.73}_{-9.43}$
		10 - 20	5.455	±4.37	$^{+6.42}_{-14.35}$
		20 - 40	0.249	±11.24	$^{+7.30}_{-18.57}$
		40 - 70	0.005	±55.31	$^{+48.34}_{-17.47}$
	20 - 40	5 - 10	34.484	±4.04	$^{+5.95}_{-12.82}$
		10 - 20	3.657	±4.96	$^{+9.49}_{-13.00}$
		20 - 40	0.175	±14.94	$^{+13.28}_{-17.96}$
		40 - 70	0.006	±86.15	$^{+39.07}_{-19.46}$
	40 - 70	5 - 10	28.318	±2.88	$^{+7.98}_{-7.60}$
		10 - 20	3.471	±4.69	$^{+11.41}_{-8.63}$
		20 - 40	0.160	±14.66	$^{+11.24}_{-17.14}$
		40 - 70	0.005	±98.91	$^{+36.34}_{-26.40}$
	70 - 100	5 - 10	6.581	±5.44	$^{+12.51}_{-6.87}$
		10 - 20	1.051	±8.07	$^{+19.01}_{-15.29}$
		20 - 40	0.055	±26.48	$^{+12.75}_{-20.32}$

Tabelle D.2: Übersicht über die Ergebnisse der Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dE_T$ in verschiedenen Bereichen von Q^2 für Jets in der Vorwärtsrichtung.

Q^2 [GeV^2]	η_{lab}	E_T^2/Q^2	Messwert [pb]	stat. Fehler [%]	syst. Fehler [%]
5 - 100	-1.0 - 2.8	0.5 - 2	1093.721	±0.84	$^{+6.39}_{-7.43}$
		2 - 8	572.563	±0.66	$^{+8.30}_{-7.90}$
		8 - 15	99.711	±1.41	$^{+8.69}_{-10.29}$
		15 - 50	9.281	±1.82	$^{+9.58}_{11.59}$
		50 - 100	0.478	±5.16	$^{+9.40}_{-17.56}$
5 - 100	-1.0 - 0.5	0.5 - 2	594.005	±1.00	$^{+6.49}_{-6.21}$
		2 - 8	286.695	±0.87	$^{+7.14}_{-7.48}$
		8 - 15	46.346	±2.02	$^{+7.85}_{-11.23}$
		15 - 50	3.331	±3.02	$^{+11.01}_{-11.39}$
		50 - 100	0.092	±10.25	$^{+12.51}_{-26.76}$
	0.5 - 1.5	0.5 - 2	280.216	±1.47	$^{+6.06}_{-9.62}$
		2 - 8	148.857	±1.26	$^{+8.89}_{-7.44}$
		8 - 15	28.928	±2.43	$^{+10.48}_{-7.97}$
		15 - 50	3.311	±2.77	$^{+9.01}_{-11.66}$
		50 - 100	0.220	±7.56	$^{+9.94}_{-13.36}$
	1.5 - 2.8	0.5 - 2	214.917	±2.39	$^{+6.68}_{-9.08}$
		2 - 8	135.178	±1.63	$^{+10.54}_{-10.78}$
		8 - 15	24.430	±3.20	$^{+9.08}_{-12.49}$
		15 - 50	2.578	±4.03	$^{+8.75}_{-13.14}$
		50 - 100	0.158	±10.45	$^{+7.65}_{-16.50}$

Tabelle D.3: Übersicht über die Ergebnisse der Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten $d\sigma/d(E_T^2/Q^2)$ in verschiedenen Bereichen von η_{lab}.

η_{lab}	x_{Bj}	Messwert [pb]	stat. Fehler [%]	syst. Fehler [%]
0.5 - 1.5	0.0001 - 0.0005	61698.184	±5.48	$^{+13.86}_{-10.81}$
	0.0005 - 0.001	23434.545	±6.56	$^{+7.74}_{-19.83}$
	0.001 - 0.0015	14916.283	±10.48	$^{+12.98}_{-9.88}$
	0.0015 - 0.002	8460.379	±11.79	$^{+15.92}_{-15.34}$
	0.002 - 0.003	3804.089	±11.50	$^{+20.99}_{-11.75}$
	0.003 - 0.005	1093.943	±14.22	$^{+7.98}_{-29.13}$
1.5 - 2.8	0.0001 - 0.0005	1170098.875	±2.20	$^{+10.91}_{-12.60}$
	0.0005 - 0.001	359222.000	±2.89	$^{+10.78}_{-11.93}$
	0.001 - 0.0015	142981.828	±4.20	$^{+5.84}_{-11.18}$
	0.0015 - 0.002	67939.312	±5.64	$^{+16.89}_{-12.92}$
	0.002 - 0.003	32909.438	±5.45	$^{+16.06}_{-14.44}$
	0.003 - 0.005	10092.589	±7.20	$^{+12.31}_{-11.43}$

Tabelle D.4: Übersicht über die Ergebnisse der Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{Bj}$ in verschiedenen Bereichen von η_{lab}.

Danksagung

Mein erster Dank gebührt den Menschen, die mich auf teilweise wunderlichen Wegen in die Lage versetzt haben, Physik zu studieren und in diesem Fach schließlich sogar zu promovieren - meinen Eltern.

Der zweite Dank richtet sich an diejenigen, die diese Doktorarbeit organisatorisch oder inhaltlich ermöglicht haben: an Prof. Dr. G. Buschhorn für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und seine interessierte Anteilnahme am Fortgang der Arbeit, an meinen Doktorvater Prof. Dr. C. Kiesling für die Betreuung der Arbeit und die immer währende Bereitstellung neuer Ideen und Herausforderungen vor allem bezüglich des Triggers, an Dr. Tancredi Carli für seine große Vorarbeit und sein immer offenes Ohr, an Dr. Günter Grindhammer für viele lehrreiche Diskussionen und an Prof. Dr. W. Dünnweber für seine Bereitschaft, als Zweitgutachter zu fungieren.

Wesentlichen Anteil am Gelingen der Arbeit hatten auch viele Kollegen am MPI oder bei H1, die immer wieder entweder durch inhaltliche Unterstützung oder aber durch freundliche Worte meine Motivation vor einem Absturz auf jeweils neue Tiefstände bewahrt haben. Namentlich erwähnen möchte ich besonders Burkard Reisert, Dr. Björn Pötter, Dr. Steffen Udluft, Dr. Martin zur Nedden, Dr. Renate Mohr, Kristiane Preuss, Marlene Schaber, Birger Koblitz, Guido Nellen, Ludger Janauschek, Dr. Vladimir Shekelian, Dr. Richard Maraček und Ana Dubak.

Wichtig waren natürlich auch die Menschen, die kein Verständnis gegenüber der Physik (oder für Leute, die diese betreiben) haben und durch ihre Fragen und auch ihr Staunen immer wieder die kritische Auseinandersetzung mit dem eigenen Fach erzwangen. Hier sind besonders Christian Boeser und Constantin Ribbentrop zu nennen.

Der letzte und größte Dank gilt meiner Frau Outi, die nur ungern in Bayern lebt, der ich oft zuviel arbeite und die auch sonst manchmal unter meiner bisherigen Berufswahl zu leiden hatte. Hoffentlich hat sich ihre Distanz zur Physik nicht auf unser noch ungeborenes Kind übertragen.

Curriculum Vitae

Angaben zur Person

Name:	Thomas Michael Schörner-Sadenius
Geburtsdatum:	30. April 1972
Geburtsort:	Hamburg
Familienstand:	verheiratet, ein Kind

Schulausbildung

1978 – 1982	Grundschule Kapellenweg, Hamburg-Harburg
1982 – 1991	Willstätter-Gymnasium, Nürnberg
10. Juli 1991	Abitur

Hochschulausbildung

WS 1992 – SS 1994	Grundstudium der Physik (Diplom) an der Universität Hamburg
8. September 1994	Vordiplom
WS 1994 – SS 1998	Hauptstudium der Physik (Diplom) an der Ludwig-Maximilians-Universität München
April 1997 – April 1998	Diplomarbeit in der OPAL-Gruppe der Ludwig-Maximilians-Universität. Thema der Arbeit: *Suche nach Higgs-Bosonen im Vierjet-Kanal bei LEP*
20. April 1998	Abschluss: Diplom-Physiker (Univ.)
seit 1. Juli 1998	Promotions-Stipendiat der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. am Institut für Physik