RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 98/4
März 1998

Untersuchung interner Jet-Struktur in tiefinelastischer Streuung im H1-Experiment

Lars Sonnenschein

III.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchung interner Jet-Struktur in tiefinelastischer Streuung im H1-Experiment

von
Lars Sonnenschein

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
im Januar 1998

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Abstract

Internal jet structure in di-jet production in deep inelastic scattering is measured with the H1 detector at HERA. In the kinematical region of momentum transfers of $10 < Q^2 \lesssim 120\,\mathrm{GeV}^2$ and x-Bjørken values of $2 \cdot 10^{-4} \lesssim x \lesssim 8 \cdot 10^{-3}$ jets with transverse energies of $E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\,\mathrm{GeV}$ are selected in the Breit frame employing $k_\perp$ and cone jet algorithms. Measured observables are jet shapes and (for the first time in deep inelastic scattering) subjet multiplicities in the Breit frame. Both observables are corrected for detector effects and are presented as functions of the transverse jet energy and jet pseudorapidity. The corrected data are well described by Monte-Carlo models. A dependence of the jet broadness and the average number of subjets on the transverse energy and the pseudorapidity of the jet is observed. With increasing transverse jet energies and decreasing pseudorapidities the jets are more collimated. Furthermore the jets defined by the $k_\perp$ algorithm turn out to be narrower than jets defined by the cone algorithm.

概述

在HERA的H1探测器我们测量了由深度无弹性散射形成的二射流的内部射流结构。为此我们在布雷特 (Breit) 坐标系，运用 $k_\perp$ 算法和锥形射流算法，选择了在动力区域传递动量为 $10 < Q^2 \leq 120\mathrm{GeV}^2$，$x$ 比遥斬 (Bjørken) 值为 $2 \cdot 10^{-4} \leq x \leq 8 \cdot 10^{-3}$ 且传递能量为 $E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\mathrm{GeV}$ 的射流。在布雷特 (Breit) 坐标系中，我们所计算的观测量是射流形状 (jet shape) 和射流复合子数 (subjet multiplicity) (后者也是第一次在深度无弹性散射中测量)。对于上述的二个被观测量，在校正了其探测器效应后，被表示成射流传递能量和射流伪速率 (pseudorapidity) 的函数。我们得到的校正数据完全符合蒙特卡罗(Monte-Carlo) 法的结果。同时我们发现射流广度和子射流数均值取决于射流的传递能量和射流的伪速率。当射流的传递能量增加和射流的伪速率减少，射流相应集中。此外，我们还发现由 $k_\perp$ 算法定义的射流比由锥形算法定义的射流更为集中。

Übersicht

Die interne Jet-Struktur wird für die 2-Jet-Produktion in tiefinelastischer Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA gemessen. In einem kinematischen Bereich, der sich über Impulsübertragsquadrate von $10 < Q^2 \lesssim 120\,\mathrm{GeV}^2$ und x-Bjørken Werte von $2 \cdot 10^{-4} \lesssim x \lesssim 8 \cdot 10^{-3}$ erstreckt, werden Jets mit transversalen Energien von $E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\,\mathrm{GeV}$ mit $k_\perp$- und Konus-Jetalgorithmen im Breit-System selektiert. Die Observablen Jet-Shape und (zum ersten Mal in der tiefinelastischen Streuung) Subjet-Multiplizität werden im Breit-System gemessen und für Detektor-Effekte korrigiert. Dargestellt werden die Ergebnisse als Funktion der transversalen Jet-Energie und der Pseudorapidität der Jets. Die Daten werden gut von Monte-Carlo-Modellen beschrieben. Die Ausdehnung der Jets sowie die mittlere Anzahl der Subjets zeigen eine Abhängigkeit von der transversalen Jet-Energie und der Pseudorapidität der Jets. Bei höheren transversalen Jet-Energien und niedrigeren Pseudorapiditäten sind die Jets kollimierter. Außerdem erweisen sich die durch den $k_\perp$-Jetalgorithmus definierten Jets enger im Vergleich zu denen des Konus-Jetalgorithmus.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Ziel der Elementarteilchenphysik ist das Verständnis des Aufbaus der Materie auf der untersten Konstituentenebene. Ob es eine solche Ebene gibt - und falls ja, ob wir diese schon erreicht haben - oder ob sich immer wieder neue Substrukturen offenbaren werden, kann niemand sagen. Nach dem heutigen Standardmodell der Elementarteilchen ist die Materie jedenfalls nicht bis ins Unendliche teilbar, sie besteht vielmehr aus Teilchen und Feldern[Fal94].

Die Untersuchung der Bausteine der Materie auf der untersten heute bekannten Konstituentenebene, die sich unserer direkten Sinneswahrnehmung vollständig entzieht, erfordert immense experimentelle Anstrengungen, die eine immer größer werdende Verflechtung von Beobachtung, Messung und Theorie mit sich bringen. So gehen bei der Datenanalyse von Streuexperimenten der heutigen Teilchenphysik die quantentheoretischen Formeln für den wahrscheinlichsten Verlauf einer Teilchenspur in Abhängigkeit von Art und Impuls des Teilchens in die Computer-Programme ein, die den Transport geladener Teilchen durch den Detektor rekonstruieren, um den Impuls und weitere Meßgrößen der relativistischen Kinematik am Spurbeginn zu berechnen. Dabei werden klassische Gesetze, die einen makroskopischen Einzelprozeß beschreiben, durch den anhand quantentheoretischer Erwartungswerte berechneten Mittelwert einer statistischen Verteilungsfunktion ergänzt, die sich auf eine Vielzahl von Ensembles mikroskopischer Einzelprozesse bezieht. Neuartige Phänomene, die in der makroskopischen Welt über kein Analogon verfügen, treten bei dem Umgang mit solch kleinen Längenskalen in Erscheinung. Ein Ei, das einem anderen gleicht, ist sehr wohl von diesem anderen unterscheidbar. Zwei Elektronen sind hingegen völlig identisch. Es ist nicht möglich, eines von ihnen z.B. mit einem Farbpunkt zu markieren. Dieser Erscheinung wird mit Hilfe des Pauli-Prinzips Rechnung getragen, das in der nichtrelativistischen Quantenmechanik als ad-hoc-Hypothese eingeführt wird und im Rahmen einer relativistischen Quantenfeldtheorie bereits aus den Voraussetzungen folgt.

In den HERA Experimenten H1 und ZEUS wird die Materie bei den kleinsten heute erreichbaren Längenskalen anhand von Streuprozessen zwischen Protonen und Positronen untersucht. Die Detektoren registrieren dabei die Auswirkungen der lokalen Wechselwirkung zwischen den aneinander streuenden Teilchen u.a. in Form makroskopischer Teilchenbündel, den sogenannten Jets. Bei diesen Jets handelt es sich um Schauer von Hadronen, die aus den im Streuprozeß emittierten Teilchen hervorgehen und mehr oder weniger in deren Richtung laufen. Die innere Struktur der Jets ist Gegenstand dieser

Arbeit. Messungen interner Jet-Struktur sind u.a. bereits in der $p\bar{p}$-Streuung am Fermilab Tevatron von der CDF-Kollaboration [CDF93], in der e^+e^--Streuung am LEP von der OPAL-Kollaboration [OPA94] und für die Photoproduktion in der ep-Streuung bei HERA von der ZEUS-Kollaboration [ZEU97] durchgeführt worden. In dieser Arbeit wird die interne Jet-Struktur für die 2-Jet-Produktion in tiefinelastischer Streuung mit dem H1-Detektor gemessen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Das erste Kapitel gibt eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Streuung einschließlich der verschiedenen Modellbeschreibungen für den Prozeß und den damit verbundenen Jets. Außerdem werden die in der Analyse verwendeten Jetalgorithmen und Observablen ausführlich erklärt.

Im darauffolgenden Kapitel wird der zur Messung verwendete H1-Detektor mit einer kurzen Übersicht der Ringanlage HERA erläutert. Dabei wird schwerpunktmäßig auf die für die Analyse relevanten Detektorkomponenten eingegangen.

Im dritten Kapitel werden die Auswahlkriterien für die tiefinelastischen Ereignisse und die Selektion der Jets, die in die Analyse eingehen, behandelt. Die Beschreibung der Daten durch die verwendeten Monte-Carlo-Modelle wird überprüft.

Die Observablen der internen Jet-Struktur werden im vierten Kapitel auf verschiedene Abhängigkeiten hin untersucht und mit Hilfe eines Monte-Carlo-Modells werden unterschiedliche Merkmale von Gluon- und Quark-induzierten Jets diskutiert.

Im fünften Kapitel wird die Korrekturmethode beschrieben und die Korrektur der Daten für Detektor-Effekte durchgeführt.

Schließlich folgt im sechsten Kapitel die Diskussion der Meßergebnisse.

Es wird durchgängig das in der Elementarteilchenphysik übliche Einheitensystem verwendet, in dem $\hbar = c = 1$ gesetzt wird.

1

Theoretische Grundlagen

Grundlage einer konsistenten theoretischen Beschreibung der starken Wechselwirkung ist eine nicht-abelsche Eichfeldtheorie. Eine charakteristische Eigenschaft, die jeder nicht-abelschen Eichfeldtheorie zu eigen ist, zeigt sich im Abnehmen der effektiven Kopplungskonstanten bei hohen Impulsen, entsprechend bei kurzen Distanzen[1] [Qui83], [Sch95], [Nac92]. Die Quantenchromodynamik (kurz QCD) ist eine solche Theorie und ihre Vorhersagen stehen im Einklang mit den experimentellen Ergebnissen. Sie beruht auf der unitären Symmetrie $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$ der Quarks, den Trägern einer Farbladung. Die lokale Symmetrie der $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$-Gruppe erfordert die Einführung von acht Eichfeldern, den farbigen Gluonen, die die starke Wechselwirkung vermitteln.

Experimentelle Bestätigung erfährt die QCD z.B. durch tiefinelastische Elektron-Streuexperimente, wie sie am SLAC[2] von Hofstadter durchgeführt wurden [Hof56] [Tay91] [Ken91] [Fri91]. Die Messungen dort haben gezeigt, daß der Wirkungsquerschnitt bei steigender Inelastizität der Reaktion nicht exponentiell abnimmt, sondern daß sich ein Skalenverhalten einstellt. Dies deutet auf eine innere Struktur der untersuchten Hadronen hin. Aufgrund dieser Beobachtung etablierte sich das Parton-Modell, in dem die Konstituenten der Hadronen als Partonen bezeichnet werden. Im Rahmen der QCD werden die Partonen mit den farbigen Quarks und Gluonen identifiziert.

Das zur Gruppe der Hadronen gehörende Proton besteht quantenchromodynamisch aus den drei Valenzquarks u, u und d (mit den Ladungen $+\frac{2}{3}$ für die u-Quarks und $-\frac{1}{3}$ für das d-Quark in Einheiten der Elementarladung e), die die elektrische Netto-Ladung des Protons ausmachen, sowie aus See-Quarks bzw. -Antiquarks, die durch Feldfluktuationen auftreten können, und aus den Gluonen, die an die Quarks und Antiquarks koppeln. Nachdem die Protonkonstituenten kurz vorgestellt worden sind, ist die Grundlage für einen tieferen Einblick in den ep-Streuprozeß geschaffen.

1.1 Die tiefinelastische ep-Streuung

Der Streuprozeß zwischen einem Proton und einem Elektron wird durch den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Dabei handelt es sich im Fall des geladenen Stromes (CC: Charged Current) um ein massives $\mathrm{W}^{\pm}$-Boson, das

---

[1] Dieses Phänomen wird als asymptotische Freiheit bezeichnet.

[2] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

das einlaufende geladene Lepton in ein entsprechendes Neutrino umwandelt. Im Fall des neutralen Stromes (NC: Neutral Current) erfolgt die Wechselwirkung durch den Austausch eines ungeladenen Eichbosons. Dabei kann es sich entweder um ein massives Z^0-Boson oder ein γ-Quant, das Photon, handeln. Mathematisch wird der Streuprozeß durch das Feynman-Kalkül formuliert, bei dem die Wechselwirkung über Eichbosonen durch die Propagatoren [Gri96]

$$\frac{-i[g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M^2]}{q^2 - M^2} \qquad \text{für massive Vektorbosonen}$$

und

$$\frac{-i g_{\mu\nu}}{q^2} \qquad \text{für das Photon}$$

ausgedrückt wird. Dabei ist $q = k - k'$ der Vierervektor des Impulsübertrages (siehe Abb. 1.1), M die Masse des Bosons und $g_{\mu\nu}$ der metrische Tensor. Im Bereich $-q^2 \ll M^2$ dominiert der Photonpropagator über die Propagatoren der massiven Bosonen, die im folgenden nicht weiter betrachtet werden.

1.1.1 Lorentzinvariante Variablen

Aus den Viererimpulsen k, q und dem Viererimpuls p des Protons, werden die lorentzinvarianten Größen

$$\begin{aligned} s &= (p+k)^2 \ , \\ Q^2 &= -q^2 \geq 0 \end{aligned}$$

gebildet. s ist hier das Quadrat der Schwerpunktsenergie und Q^2 das negative Viererimpulsübertragsquadrat. Weitere lorentzinvariante Größen sind die dimensionslosen Variablen

$$\begin{aligned} x &= \frac{Q^2}{2\, p \cdot q} \ , \\ y &= \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \ , \end{aligned}$$

die auf den Wertebereich $0 \leq x, y \leq 1$ eingeschränkt sind. Bei x handelt es sich um die Bjørken-Skalenvariable, die im „infinite momentum frame“ , in dem die Transversalimpulse und Massen der Protonkonstituenten gegenüber dem Longitudinalimpuls des Protons vernachlässigt werden können, in niedrigster Ordnung inelastischer ep-Streuung (siehe Abb. 1.1) den Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons angibt. Dies ist in guter Näherung bereits im Laborsystem von HERA erfüllt. y ist der relative Energieverlust des Leptons im Ruhesystem des Protons. Bei Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt unter den lorentzinvarianten Variablen die Beziehung

$$Q^2 = sxy \ .$$

Wenn die Schwerpunktsenergie s (durch vorgegebenes k und p) konstant ist, sind zwei dieser Variablen unabhängig.

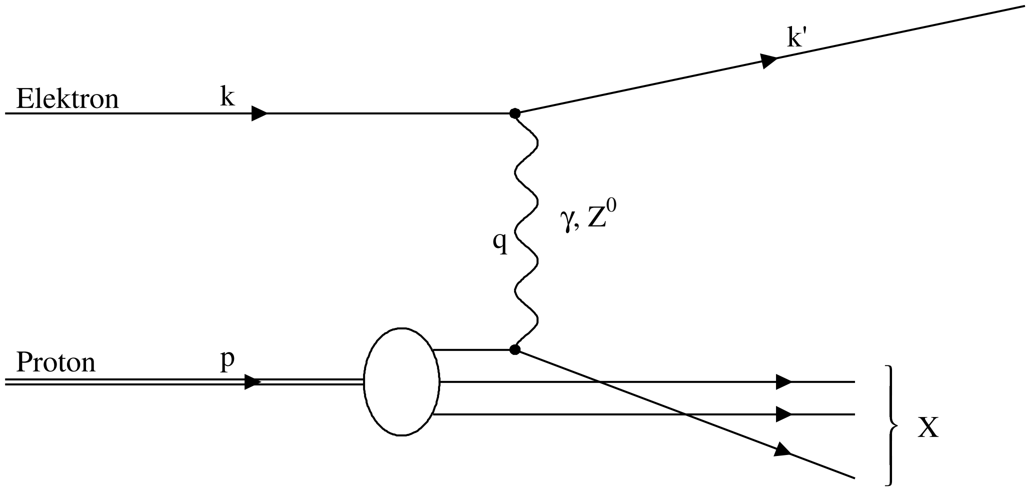

Abbildung 1.1: *Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung. Das vom Lepton zurückgestoßene System wird durch das Quadrat der invarianten Masse* $W^2 = (p+q)^2$ *des hadronischen Endzustandes X beschrieben.*

1.1.2 Der Streuprozeß

Nahtstelle zwischen der Theorie und dem Streuexperiment sind Observablen wie z.B. der Wirkungsquerschnitt, der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit von Reaktionen angibt. Er kann in seiner differentiellen Form als

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} d\text{Lips}$$

geschrieben werden. F ist dabei der lorentzinvariante Flußfaktor, der für die kollineare Kollision zwischen zwei Teilchen a und b die Form

$$F = \left| \frac{\vec{p}_a}{E_a} - \frac{\vec{p}_b}{E_b} \right| \cdot 2E_a \cdot 2E_b = 4(|\vec{p}_a| \cdot E_b + |\vec{p}_b| \cdot E_a) = 4[(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2]^{1/2}$$

annimmt [Hal84]. Dabei sind p und m jeweils Impuls und Masse der Teilchen. $d\text{Lips} = (2\pi)^4 \delta^4(p_a + p_b - p_c - p_d - ...) \frac{d^3p_c}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{d^3p_d}{(2\pi)^3 2E_d} \cdot ...$ ist das lorentzinvariante Phasenraumelement für die Reaktion $a + b \to c + d + ...$ und $\mathcal{M}$ ist das ebenfalls lorentzinvariante Matrixelement.

In niedrigster Ordnung tiefinelastischer ep-Streuung ($\mathcal{O}(\alpha_s^0)$) wird ein Quark aus dem Proton an dem virtuellen Photon des Elektrons gestreut (siehe Abb. 1.1). Bei der Formulierung des Wirkungsquerschnitts für diesen Prozeß werden zwei Strukturfunktionen ähnlich zu den Formfaktoren der elastischen Streuung benötigt. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt kann in lorentzinvarianter Form als

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} s[xy^2 F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)]$$

geschrieben werden.

1.1.3 Streuung in erster Ordnung α_s

Im harten Subprozeß tritt ein Vertexfaktor proportional zur Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ erst bei der QCD-Compton-Streuung (QCDC) und der Boson-Gluon-Fusion (BGF) auf. Beide Prozesse tragen in Ordnung α_s zur 2-Jet-Produktion bei. Im Prozeß der QCDC-Streuung wechselwirkt das virtuelle Photon mit einem aus dem Proton kommenden Quark, das entweder vor oder nach der Wechselwirkung ein Gluon abstrahlt (siehe Abb. 1.2). Da keine Möglichkeit besteht, die beiden Endzustände voneinander zu unterscheiden, werden die Beiträge beider Graphen zur Berechnung des Matrixelements summiert. Der Beitrag dieses QCD-Prozesses zu F_2 ist durch das spinsummierte Betragsquadrat des Matrixelements

$$\langle|\mathcal{M}_{\mathrm{QCDC}}|^2\rangle = 32\pi^2(e_q^2\alpha\alpha_s)C_F\left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}}-\frac{\hat{s}}{\hat{t}}+\frac{2\hat{u}Q^2}{\hat{s}\hat{t}}\right) \tag{1.1}$$

mit der Quarkladung e_q und dem Farbfaktor $C_F = \frac{4}{3}$ gegeben. Die Mandelstamvariablen $\hat{s} = (p_{\gamma^*}+p_q)^2$, $\hat{t} = (p_{\gamma^*}-p_g)^2$ und $\hat{u} = (p_{\gamma^*}-p_{q'})^2$ ergeben sich aus den Viererimpulsen des harten Subprozesses $\gamma^* q \to g q'$. Während die ersten beiden Summanden im Betragsquadrat des Matrixelements vom QCDC-Effekt stammen, entsteht der dritte Summand durch die Virtualität des Photons.

Im BGF-Prozeß wechselwirkt das virtuelle Photon über ein Quark mit einem aus dem Proton kommenden Gluon unter Bildung eines Quark-Antiquark-Paares. Die beiden relevanten Feynmangraphen sind in Abb. 1.3 zu sehen. Für diesen Prozeß gilt

$$\langle|\mathcal{M}_{\mathrm{BGF}}|^2\rangle = 32\pi^2(e_q^2\alpha\alpha_s)T_R\left(-\frac{\hat{u}}{\hat{t}}-\frac{\hat{t}}{\hat{u}}+\frac{2\hat{s}Q^2}{\hat{t}\hat{u}}\right)$$

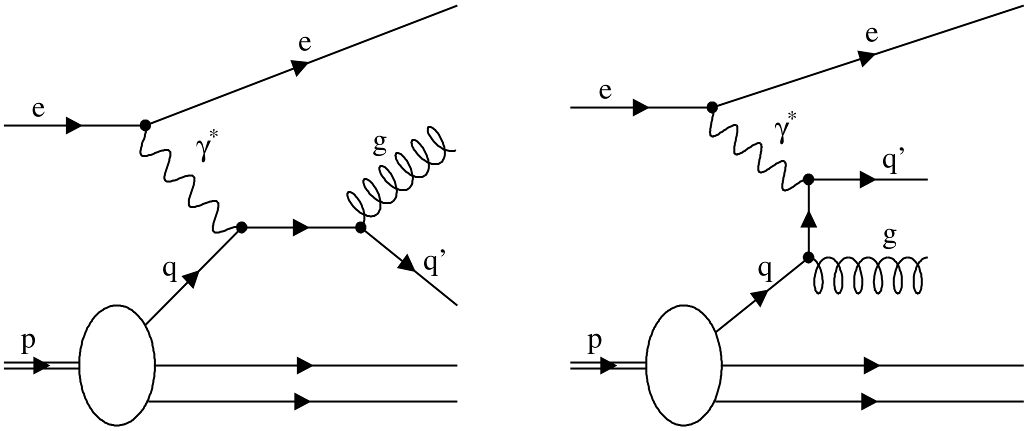

Abbildung 1.2: *Die beiden Feynmangraphen der QCD-Compton-Streuung. Beide tragen zur Berechnung des Matrixelements bei.*

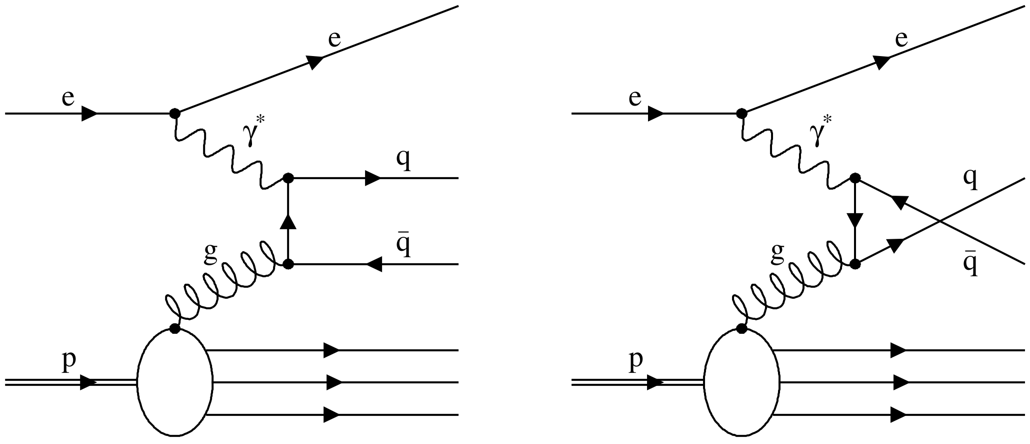

Abbildung 1.3: *Die beiden Feynmangraphen der Boson-Gluon-Fusion, die zur Berechnung des Matrixelements beitragen.*

mit dem Farbfaktor $T_R = \frac{1}{2}$. Die Mandelstamvariablen des harten Subprozesses $\gamma^* g \to q\bar{q}$ lauten $\hat{s} = (p_{\gamma^*} + p_g)^2$, $\hat{t} = (p_{\gamma^*} - p_q)^2$ und $\hat{u} = (p_{\gamma^*} - p_{\bar{q}})^2$.

1.1.4 Das Breit-System

Die Produkte des ep-Streuprozesses werden im Laborsystem detektiert, in dem die Transversalimpulse der Jets den Transversalimpuls des Elektrons balancieren. Der in Abb. 1.4 gezeigte harte Subprozeß kann jedoch besser im Breit-System betrachtet werden, in dem die Transversalimpulse der auslaufenden Partonen balanciert sind. Es ist durch die Gleichung

$$x\vec{P} + \frac{\vec{q}}{2} = 0$$

definiert. Dabei ist x die Bjørken-Skalenvariable, $x\vec{P}$ der Impulsbruchteil des Protons, der mit dem Photon wechselwirkt und $\vec{q}$ der Impulsübertrag des Photons. Das Breit-System ist damit allein durch die Observablen x und Q^2 (und den Azimutalwinkel ϕ des gestreuten Elektrons) definiert.

In niedrigster Ordnung tiefinelastischer ep-Streuung ($\mathcal{O}(\alpha_s^0)$) wechselwirkt das Lepton durch den Austausch eines Photons mit einem Quark im Proton. Im Breit-System wird das Quark am Photon mit Impulsübertrag $\vec{q}$, wie an einer Mauer reflektiert (siehe Abb. 1.5). Das Quark läuft dabei mit dem Impuls $\vec{p} = -\vec{q}/2$ ein und mit entgegengesetzten Impuls $\vec{p}\,' = \vec{q}/2$ wieder aus.

In Prozessen der Ordnung α_s laufen die beiden abgestrahlten Partonen im Photon-Parton-Schwerpunktsystem diametral entgegengesetzt auseinander. Ihre Transversalimpulse $p_\perp$ addieren sich dabei zu Null (siehe Abb. 1.6). Dieses System wird mit Hilfe der

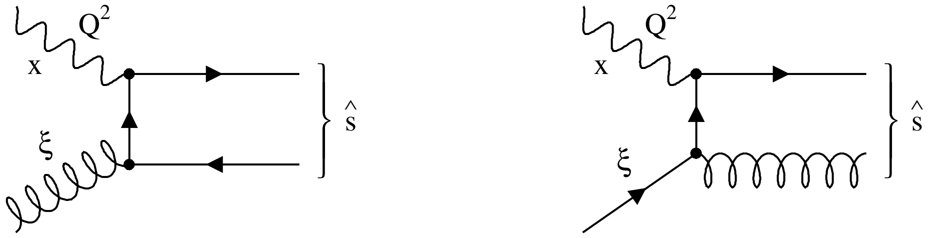

Abbildung 1.4: *Die relevanten Diagramme des harten Subprozesses in erster Ordnung α_s. Bei ξ handelt es sich um den Anteil des longitudinalen Protonimpulses, der an der Streuung teilnimmt. x ist die Bjørken-Skalenvariable, Q^2 das negative Impulsübertragsquadrat und $\hat{s}$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses.*

Variablen ξ, die den Anteil des longitudinalen Protonimpulses an der Streuung angibt, durch die Gleichung

$$\xi\vec{P} + \vec{q} = 0$$

gegeben. Dabei balanciert der Impulsübertrag des Photons $\vec{q}$, den Impuls des vom Proton gestreuten Partons $\xi\vec{P}$. Das Photon-Parton-Schwerpunktsystem geht aus dem Breit-System durch eine reine Lorentztransformation, einen sogenannten Boost, entlang der durch die Protonrichtung definierten z-Achse hervor. In Abb. 1.6 sind beide Inertialsysteme für den BGF-Prozeß dargestellt.

Neben den Größen Transversalimpuls $p_\perp$ und Azimutalwinkel ϕ eines Teilchens, die lorentzinvariant gegenüber einem Boost entlang der z-Achse sind, wird zur Charakterisierung der Teilchen noch eine weitere Größe benötigt. Dies ist der Polarwinkel θ oder die Rapidität

$$\zeta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$$

mit der Teilchenenergie E und dessen Impulskomponente p_z. Beide Größen sind nicht lorentzinvariant unter einem Boost entlang der z-Achse; die Rapidität ändert sich aber für

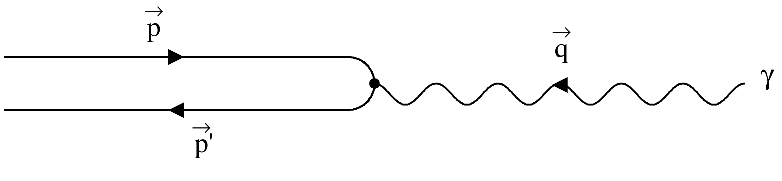

Abbildung 1.5: *In niedrigster Ordnung tiefinelastischer ep-Streuung wechselwirkt das Lepton über ein Photon mit einem Quark im Proton. Im Breit-System läuft das Quark mit dem halben Photonimpuls $\vec{p} = -\vec{q}/2$ ein, wird wie an einer Mauer reflektiert und läuft dann mit $\vec{p}\,' = \vec{q}/2$ wieder zurück.*

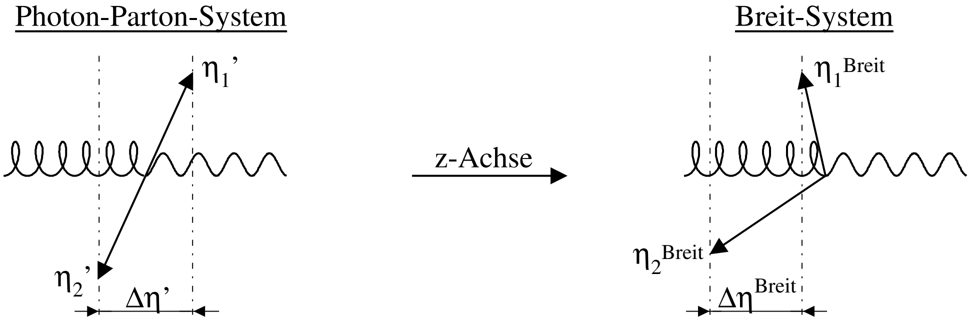

Abbildung 1.6: *Der $\gamma^* g$-Streuprozeß in seinem Schwerpunktsystem und im Breit-System. Die beiden Inertialsysteme können durch einen Boost entlang der z-Achse ineinander überführt werden.*

ein Teilchen in den verschiedenen Systemen nur um eine additive Konstante. Dadurch ist die Rapiditätsdifferenz zweier Teilchen longitudinal boost-invariant. Bei Vernachlässigung der Masse ergibt sich die Pseudorapidität

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad ,$$

die als Funktion des Winkels θ allein geschrieben werden kann. In Abb. 1.6 sind die Pseudorapiditäten der auslaufenden Partonen zu sehen. Im Photon-Parton-System erfüllen sie die Gleichung

$$\eta_1' = -\eta_2' \quad .$$

Die Pseudorapiditäten der Partonen im Breit-System sind damit durch die Transformation

$$\eta_1^{\text{Breit}} = \eta_1' + \eta^{\text{Boost}} \quad , \qquad \eta_2^{\text{Breit}} = \eta_2' + \eta^{\text{Boost}} \tag{1.2}$$

gegeben, wobei η^{Boost} die bereits erwähnte additive Konstante für den Übergang vom Photon-Parton-System ins Breit-System ist. Sie ist durch

$$\eta^{\text{Boost}} = \frac{\eta_1^{\text{Breit}} + \eta_2^{\text{Breit}}}{2} \tag{1.3}$$

gegeben. Aus den Transformationsgleichungen (1.2) geht unmittelbar hervor, daß die Rapiditätsdifferenz erhalten bleibt: $\Delta\eta' \equiv \eta_1' - \eta_2' = \eta_1^{\text{Breit}} - \eta_2^{\text{Breit}} \equiv \Delta\eta^{\text{Breit}}$. Eine weitere Größe, die in diesem Zusammenhang definiert werden kann ist

$$\eta' = \frac{|\eta_1^{\text{Breit}} - \eta_2^{\text{Breit}}|}{2} \quad . \tag{1.4}$$

Sie gibt den Betrag der Rapidität der auslaufenden Partonen im Photon-Parton-System an.

1.2 Partonschauer und Hadronisierung

Die strenge störungstheoretische Behandlung der 2-Jet-Produktion in tiefinelastischer Streuung ist bisher nur bis zur Ordnung α_s^2 durchgeführt worden [Mir96], [Cat97]. Die Vielfachabstrahlung von Partonen und die anschließende Fragmentation in Hadronen kann deshalb vorerst nur durch Näherungen bzw. Modelle beschrieben werden. Diese werden im folgenden behandelt.

1.2.1 Das Partonschauermodell

Ein Modell, das Beiträge aller Ordnungen von α_s berücksichtigt, basiert auf der Technik der Partonschauer [Ell96]. Dieses Modell findet Anwendung bei Viererimpulsquadraten $t \equiv p^2$ oberhalb eines infraroten Abschneideparameters t_0, der typischerweise bei $1\mathrm{GeV}^2$ liegt. Für $t < t_0$ kann sich ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung der Hadronisierung anschließen.

Verzweigung von Partonen

Bei der Aufspaltung eines aus einem vorangegangenen Streuprozeß auslaufenden Partons handelt es sich um eine zeitartige Verzweigung, da die Skala $t > 0$ ist [HER87]. In Abb. 1.7 ist der Prozeß für ein Gluon dargestellt, das in zwei weitere verzweigt. Unter der Annahme, daß die Impulsquadrate der verzweigten Partonen klein gegenüber dem des auslaufenden Partons sind ($p_b^2, p_c^2 \ll p_a^2 \equiv t$), kann die Skala t für kleine Winkel $\theta = \theta_b + \theta_c$ durch

$$t = 2E_bE_c(1 - \cos\theta) = z(1-z)E_a^2\theta^2$$

genähert werden. E_a, E_b, E_c sind die Energien der Partonen a, b, c und $z = \frac{E_b}{E_a} = 1 - \frac{E_c}{E_a}$ ist der Energieanteil des verzweigten Partons b. Die drei Gluonen des Verzweigungsprozesses liegen fast auf ihrer Massenschale. Sie werden hier als ausschließlich transversal polarisiert

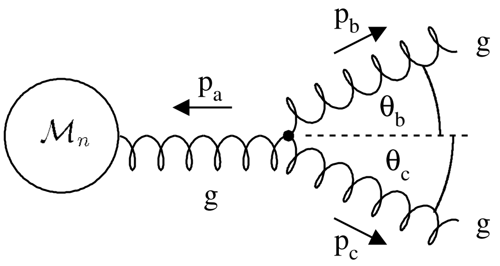

Abbildung 1.7: *Kinematik der Verzweigung eines Gluons in zwei Gluonen ($g \rightarrow gg$). Die Impulse sind so definiert, daß Sie nach außen zeigen.*

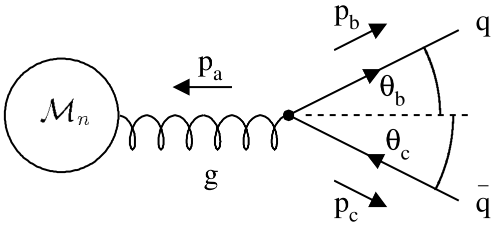

Abbildung 1.8: *Verzweigung eines Gluons in ein Quark-Antiquarkpaar ($g \to q\bar{q}$).*

angenommen, da nur Teilchen, die nicht auf ihrer Massenschale liegen, zusätzlich einen longitudinalen Polarisationszustand einnehmen können. Das Betragsquadrat des Matrixelements für $n+1$ Partonen in erster Ordnung kleiner Winkel θ

$$|\mathcal{M}_{n+1}|^2 \sim \frac{4g_s^2}{t} C_A \cdot F(z; \epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c) |\mathcal{M}_n|^2$$

ist proportional zu θ^{-2}. $C_A = 3$ ist der Farbfaktor des Gluon-Verzweigungsprozesses und $F(z; \epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c)$ ist die von den Gluonpolarisationen $\epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c$ abhängige z-Verteilungsfunktion. Wird über die Polarisationszustände von Parton a gemittelt und über die der Partonen b und c summiert, resultiert daraus die gemittelte z-Verteilungsfunktion $\langle F \rangle$ und für den 3-Gluon-Vertex gilt

$$C_A \langle F \rangle \equiv \hat{P}_{gg}(z) = C_A \left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right) \quad ,$$

wobei $\hat{P}_{gg}(z)$ die unregularisierte Splittingfunktion ist. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, in einem Gluon ein Gluon mit longitudinalem Impulsbruchteil z und einem transversalen Impulsquadrat, das gegenüber der Faktorisierungsskala μ vernachlässigbar ist, zu finden [Alt77]. Für $z \to 0$ wächst die Splittingfunktion und damit das Matrixelement durch Emission eines in der Verzweigungsebene polarisierten weichen Gluons über alle Maße an. Ist das verzweigende Gluon a in einem Winkel ϕ zur Verzweigungsebene polarisiert, muß der Funktion F ein ϕ-abhängiger Term proportional zu $z(1-z)\cos 2\phi$ hinzugefügt werden, um die Winkelkorrelation zu beschreiben.

Ein weiterer Verzweigungsprozeß ist die Entstehung eines Quark-Antiquarkpaares aus einem Gluon (siehe Abb. 1.8). Das Betragsquadrat des Matrixelements in erster Ordnung kleiner Winkel θ

$$|\mathcal{M}_{n+1}|^2 \sim \frac{4g_s^2}{t} T_R \cdot F(z; \epsilon_a, \lambda_b, \lambda_c) |\mathcal{M}_n|^2$$

verfügt über den Farbfaktor $T_R = 1/2$ und die Funktion $F(z; \epsilon_a, \lambda_b, \lambda_c)$ hängt von der Polarisation des Gluons a und von den entgegengesetzten Helizitäten λ_b und λ_c des Quark-Antiquarkpaares ab. Aus der über die Spins gemittelten Splittingfunktion

$$T_R \langle F \rangle \equiv \hat{P}_{qg}(z) = T_R \left(z^2 + (1-z)^2 \right)$$

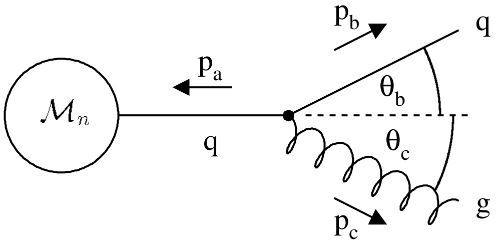

Abbildung 1.9: *Abstrahlung eines Gluons von einem Quark ($q \to qg$) oder Antiquark ($\bar{q} \to \bar{q}g$).*

ist zu sehen, daß keine Singularitäten durch weiche Abstrahlung ($z \to 0; z \to 1$) entstehen. Zur Berücksichtigung der Winkelkorrelation zwischen dem Gluon a und der Verzweigungsebene wird die Funktion F um einen Term proportional zu $-2z(1-z)\cos 2\phi$ erweitert.

Es verbleibt noch die Behandlung des in Abb. 1.9 gezeigten Verzweigungsprozesses, bei dem ein Quark, bzw. ein Antiquark ein Gluon abstrahlt. Das Betragsquadrat des Matrixelements

$$|\mathcal{M}_{n+1}|^2 \sim \frac{4g_s^2}{t} C_F \cdot F(z; \lambda_a, \lambda_b, \epsilon_c) |\mathcal{M}_n|^2$$

enthält den Farbfaktor $C_F = 4/3$. Die über die Spins gemittelte Splittingfunktion

$$C_F \langle F \rangle \equiv \hat{P}_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}$$

hat für $z \to 1$ eine Singularität durch Abstrahlung eines weichen Gluons, das in der Verzweigungsebene polarisiert ist. Für senkrecht zur Verzweigungsebene polarisierte Gluonen bewirkt die Erhaltung der Helizität des abstrahlenden Quarks im Grenzfall $z = 1$ das Verschwinden des Matrixelements. Die Winkelkorrelation wird durch einen zusätzlichen Term proportional zu $2z/(1-z)\cos 2\phi$ in der z-Verteilungsfunktion F beschrieben.

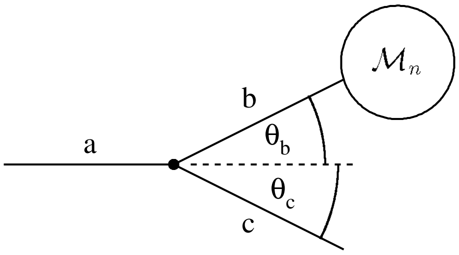

Abbildung 1.10: *Kinematik der raumartigen Partonverzweigung.*

Die hier angegebenen Splittingfunktionen können bis auf $\hat{P}_{gg}$ aus dem Betragsquadrat des Matrixelements (1.1) abgeleitet werden. So ergibt sich z.B. $\hat{P}_{qq}$ durch Integration von (1.1) über $\hat{t}$ [Bar87]. Daraus folgt $\hat{P}_{gq}(z) = \hat{P}_{qq}(z' = 1 - z)$. Hieraus wiederum folgt durch „crossing“ $\hat{P}_{qg}(z) = z\hat{P}_{gq}(1/z)$ (siehe z.B. [Che75], [Bro79]).

Von den verschiedenen Verzweigungsprozessen dominiert der, in dem ein Gluon in zwei weitere Gluonen verzweigt. Der Grund liegt in dem größeren Farbfaktor und dem Ansteigen des Matrixelements bei weicher Gluonabstrahlung.

Die Verzweigungsprozesse mit einlaufenden Partonen lassen sich entsprechend beschreiben. Abb. 1.10 zeigt eine solche raumartige Partonverzweigung mit einem negativen, virtuellen Viererimpulsquadrat t, definiert durch $t \equiv |p_b^2| \gg |p_a^2|, p_c^2$. Um die mathematische Formulierung der zeitartigen Verzweigungen auf die raumartigen anzuwenden, muß lediglich die Kinematik geändert werden. Während z sich nicht ändert, gilt nun für kleine θ-Winkel $t = E_a E_c \theta_c^2$.

Partonentwicklung

Um näheres über die Verzweigungsprozesse und die Struktur der zugehörigen Endzustände zu erfahren, ist es sinnvoll, eine numerische Näherung mit Hilfe von Monte-Carlo-Modellen durchzuführen. Dazu wird der sogenannte Sudakov-Formfaktor

$$\Delta_i(t) \equiv \exp\left[-\sum_j \int_{t_0}^{t} \frac{dt'}{t'} \int dz \frac{\alpha_s}{2\pi} \hat{P}_{ji}(z)\right]$$

eingeführt, der die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß Parton i bei der Entwicklung der Skala von t_0 nach t nicht verzweigt. $\hat{P}_{ji}(z)$ ist dabei die unregularisierte Splittingfunktion, die die Wahrscheinlichkeit angibt, von Parton i ein Parton j mit longitudinalem Impulsbruchteil z abzustrahlen. Damit kann die Partonentwicklungsgleichung

$$t\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{f_i(x,t)}{\Delta_i}\right) = \frac{1}{\Delta_i}\sum_j \int \frac{dz}{z}\frac{\alpha_s}{2\pi}\hat{P}_{ij}(z) f_j(x/z,t)$$

für jedes Parton i angegeben werden[3]. f_i, f_j sind hier die Impulsverteilungen der Partonen i und j. So entsteht ein ganzes System gekoppelter Entwicklungsgleichungen. Die Integration der Partonentwicklungsgleichungen ergibt die Partondichten

$$f_i(x,t) = \Delta_i(t) f_i(x,t_0) + \int_{t_0}^{t} \frac{dt'}{t'}\frac{\Delta_i(t)}{\Delta_i(t')}\sum_j \int \frac{dz}{z}\frac{\alpha_s}{2\pi}\hat{P}_{ij}(z) f_j(x/z,t')$$

---

[3] Ersetzen von $\left(\frac{f_i}{\Delta_i}\right)$ durch f_i und $\hat{P}_{ij}$ durch die regularisierte Splittingfunktion $P_{ij} = (\hat{P}_{ij})_+$ führt auf die DGLAP-Entwicklungsgleichung. Die dazu nötige +-Distribution dient der Behebung von Singularitäten in Integranden, die eine ausreichend glatte Funktion f im Zähler enthalten. Sie ist durch $\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x)-f(1)}{1-x}$ und $\frac{1}{(1-x)_+} = \frac{1}{1-x}$ für $0 \leq x < 1$ gegeben.

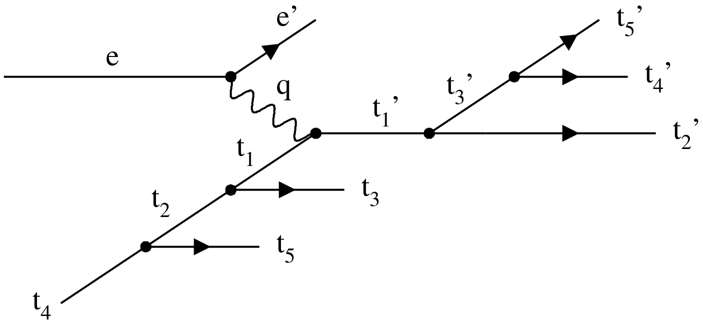

Abbildung 1.11: *Schematische Darstellung der QCD-Verzweigungsprozesse mit Partonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand.*

in Abhängigkeit von den anfänglichen Partondichten $f_i(x, t_0)$. Die Wahrscheinlichkeit der Entwicklung eines Partons i von t' nach t ohne Verzweigung wird durch den Faktor $\frac{\Delta_i(t)}{\Delta_i(t')}$ wiedergegeben. Im Gegensatz zu den DGLAP-Entwicklungsgleichungen muß für das System der hier behandelten Partonentwicklungsgleichungen ein expliziter Infrarot-Abschneidewert $z < z_{\max} = 1 - \epsilon(t)$ angegeben werden, da hier die unregularisierten Splittingfunktionen mit ihren Singularitäten eingehen. Der Sudakov-Formfaktor mit dem Abschneideparameter $z_{\max}$ gibt für ein Parton i die Wahrscheinlichkeit an, sich von t_0 nach t ohne auflösbare Verzweigung zu entwickeln. Er enthält die Summe von virtuellen sowie auch realen Beiträgen, die zwar beide divergent sind, ihre Summe bleibt aber endlich.

Der Algorithmus

Die Simulation von QCD-Jets wird durch Monte-Carlo-Programme realisiert, die Partonschauer mit Hilfe der Partonentwicklungsgleichungen beschreiben, die wiederum auf dem Sudakov-Formfaktor basieren. Die Programme bestehen im Wesentlichen aus einem Verzweigungsalgorithmus, dessen Aufgabe darin besteht, für einen vorgegebenen Entwicklungsschritt mit der virtuellen Massenskala t_1 und dem Impulsanteil x_1, den nächsten Entwicklungsschritt (t_2, x_2) zu generieren. Dies kann durch Lösen der Gleichung

$$\frac{\Delta_i(t_2)}{\Delta_i(t_1)} = \mathcal{Z}$$

geschehen, deren linken Seite die Wahrscheinlichkeit angibt, daß sich Parton i ohne Verzweigung von t_1 nach t_2 entwickelt. $\mathcal{Z}$ ist eine vom Programm generierte Zufallszahl, die im Intervall $[0, 1]$ gleichverteilt ist. Diese Entwicklung wird für raumartige Schauer angewendet, d.h. Partonverzweigungen vor dem harten Subprozeß. Sie bricht ab, sobald der Wert von t_2 die Skala des harten Subprozesses Q^2 übersteigt. Jedes Schauerparton mit einem zeitartigen Viererimpulsquadrat kann sich bis zu einem unteren Abschneidewert t_0 weiter verzweigen. Diesmal wird die Wahrscheinlichkeit der Abwärtsentwicklung ohne Verzweigung zwischen den Skalen t_1' und t_2' durch $\frac{\Delta_i(t_1')}{\Delta_i(t_2')}$ beschrieben. In Abb. 1.11 ist schematisch die Partonentwicklung im ep-Streuprozeß gezeigt.

Der bisher beschriebene Verzweigungsalgorithmus arbeitet im Modus der sogenannten Vorwärtsentwicklung, bei der in jedem Entwicklungsschritt ein Parton mit zeitartiger Skala emittiert wird, das sich wiederum zu niedrigeren bzw. negativeren Skalen für raumartige Partonen hin entwickelt. In der tiefinelastischen ep-Streuung, wo im Gegensatz zur e^+e^--Annihilation auch raumartige Schauer durch Partonabstrahlung im Anfangszustand entstehen, bietet es sich an, die Rückwärtsentwicklung zu verwenden. Die Partonen im Endzustand mit Impulsanteil x_n werden hierbei zu Entwicklungsschritten mit kleineren Impulsanteilen $x_{n-1}, ..., x_0$ hin zurückentwickelt.

Kohärentes Verzweigen

Neben den bereits behandelten kollinearen Singularitäten treten bei der theoretischen Beschreibung von Verzweigungsprozessen auch Singularitäten durch weiche Gluonabstrahlung auf. Wenn eine externe Linie eines QCD-Feynmangraphen mit Viererimpuls p und Masse m ein Gluon mit Viererimpuls q emittiert, tritt ein Propagatorfaktor

$$\frac{1}{(p \pm q)^2 - m^2} = \pm \frac{1}{2E_{\text{Gluon}}E_{\text{Parton}}(1 - v_{\text{Parton}} \cdot \cos\theta)}$$

auf. Daran ist zu sehen, daß leichte Partonen mit Geschwindigkeiten $v_{\text{Parton}} \to 1$ bei infinitesimalen Winkeln $\theta \to 0$ eine kollineare Singularität verursachen. Unabhängig von Winkel und Geschwindigkeit erwächst aber auch für $E_{\text{Gluon}} \to 0$ eine Singularität. Dies gilt allerdings nicht für interne Linien, die außerhalb ihrer Massenschale liegen, da der entsprechende Nenner im Propagatorfaktor $(p+q)^2 - m^2 \to p^2 - m^2 \neq 0$ dann nicht verschwindet. Um den Singularitäten durch weiche Gluonabstrahlung Rechnung zu tragen, muß im Matrixelement für jede externe Linie ein zusätzlicher Faktor eingefügt werden. Dieser hat bei der Bildung des Betragsquadrates des Matrixelements Interferenzterme zwischen jeweils zwei externen Linien zur Folge. Die Interferenzterme können unter Vernachlässigung der Partonmassen so in zwei Teile aufgespalten werden, daß jeder Teil eine Winkelordnung aufweist. D.h. nach Mittelung des azimutalen Winkels zwischen einem externen Parton und einem davon abgestrahlten Gluon trägt der entsprechende Teil des Interferenztermes nur bei, wenn der Polarwinkel zwischen den beiden externen Partonen und dem abgestrahlten Gluon kleiner ist als der Polarwinkel zwischen den beiden externen Partonen des relevanten Interferenztermes. Der Beitrag durch ein emittiertes Gluon ist also auf einen Konus konzentrisch um das emittierende externe Parton beschränkt, dessen Mantel durch das zweite auf ihm liegende externe Parton bestimmt wird.

1.2.2 Das Farbdipolmodell

Das Farbdipolmodell (CDM[4]) basiert darauf, daß die Emission eines Gluons von einem $q\bar{q}$-Paar als Strahlung eines Farbdipols, der sich zwischen dem Quark und dem Antiquark

---

[4] Colour Dipole Model

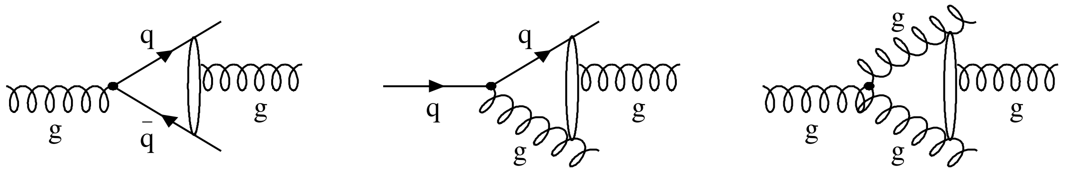

Abbildung 1.12: *Für die Emission eines Gluons gibt es drei verschiedene Arten von Farbdipolen. Den $q\bar{q}$-Dipol, den gq- bzw. $g\bar{q}$-Dipol und den gg-Dipol.*

aufspannt, behandelt werden kann [Gus88]. Die Emission eines zweiten weicheren Gluons kann näherungsweise durch die Abstrahlung einer der beiden unabhängigen Farbdipole (einer zwischen dem Quark und dem Gluon und der andere zwischen dem Gluon und dem Antiquark) beschrieben werden. Abb. 1.12 zeigt die Farbdipole, die zur Gluonemission beitragen können.

Die Aufspaltung eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar ergibt sich nicht direkt aus dem Bild des Farbdipols. Die Erzeugung eines solchen Paares aus einem Gluon, das seinerseits aus dem Farbdipol eines Parton-Paares hervorging, wird im Farbdipolmodell durch zwei gleiche Beiträge beschrieben, die von den zwei Farbdipolen stammen, die zwischen dem einen Parton und dem Gluon und zwischen dem Gluon und dem anderen Parton aufgespannt werden.

Die Abstrahlung eines Farbdipols ist in seinem Schwerpunktsystem durch die Rapiditäten des emittierenden Partonpaares begrenzt. Dadurch wird die aus den Kohärenzeffekten resultierende Winkelordnung der Partonschauer automatisch erfüllt. Außerdem unterliegen die abgestrahlten Partonen einer Ordnung bezüglich der Transversalimpulsquadrate $p_\perp^2$. D.h. die Emission eines Partons bei der Skala $p_{\perp 1}^2$ erfolgt vor der Emission eines Partons bei der niedrigeren Skala $p_{\perp 2}^2$.

Ergänzungen für die tiefinelastische Streuung

Im Gegensatz zur e^+e^--Streuung, wo sich Farbdipole zwischen Partonen bilden, die als punktförmig angenommen werden, ist die Situation in der tiefinelastischen ep-Streuung komplizierter. Dort bilden sich Farbdipole zwischen punktförmigen Partonen und dem ausgedehnten Protonrest. Die Emission kleiner Wellenlängen wird von einer ausgedehnten Antenne unterdrückt und deshalb nimmt nur ein zur emittierten Wellenlänge proportionaler Anteil vom Protonrest an der Emission teil. Somit wird die Energie des Protonrestes, die für Dipolstrahlung zur Verfügung steht, eingeschränkt. Dies hat wiederum die Restriktion des Phasenraums für Gluonemission in der Hemisphäre des Protonrestes zur Folge. Die Unterdrückung der Gluonemission in Richtung des Protonrestes ist beim Farbdipolmodell schwächer als im Partonschauermodell.

Während sich QCDC-Ereignisse ganz natürlich im Farbdipolmodell ergeben, wird der BGF-Prozeß zunächst überhaupt nicht beschrieben. Dieser wird im Farbdipolmodell durch

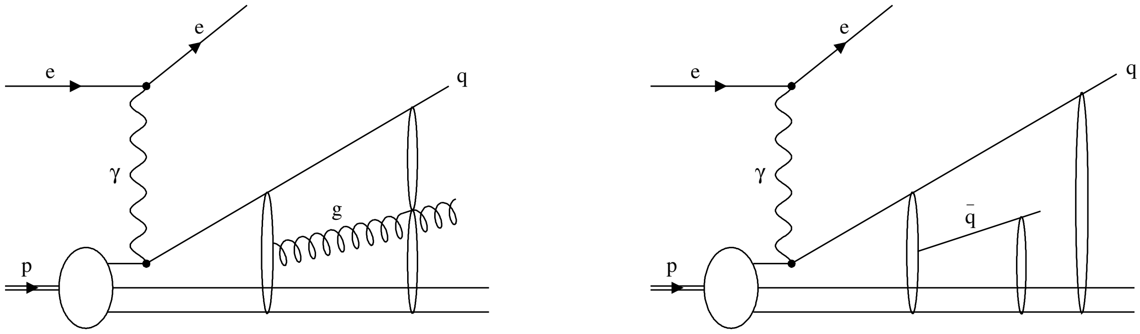

Abbildung 1.13: *Links ist die Abstrahlung eines Gluons durch einen Farbdipol zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest dargestellt. Rechts ist der nachträglich in das Farbdipolmodell implementierte Prozeß der Quarkabstrahlung durch einen Farbdipol zu sehen. Die neu entstandenen Dipole können weitere Partonen abstrahlen.*

eine Prozedur berücksichtigt, in der der Dipol zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest entweder ein Gluon in Übereinstimmung mit dem QCDC-Matrixelement oder ein Antiquark entsprechend dem BGF-Matrixelement emittieren kann. In letzterem Fall ergeben sich zwei unabhängige Dipole. Einer zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest und einer zwischen dem emittierten Antiquark und dem Protonrest (siehe Abb. 1.13).

1.2.3 Hadronisierung

Nachdem die Partonproduktion durch das Partonschauer- oder das Farbdipolmodell beendet ist, müssen die Partonen mit ihren verbleibenden Virtualitäten in beobachtbare Hadronen umgewandelt werden. Die dafür erforderlichen Hadronisierungsprozesse finden bei niedrigen Impulsüberträgen, entsprechend bei großen Längenskalen statt. Dieser nichtperturbative Bereich wird durch Modelle beschrieben.

Das unabhängige Fragmentierungsmodell

Die einfachste Methode, um aus Parton-Verteilungen Hadron-Verteilungen zu generieren besteht darin anzunehmen, daß die Partonen unabhängig voneinander fragmentieren [Fie77]. Ein fragmentierendes Quark q bildet mit dem Antiquark $\bar{q}$, eines aus dem Vakuum erzeugten $q\bar{q}$-Paares, ein Meson mit Energieanteil z. Das verbleibende Quark mit Energieanteil $(1-z)$ fragmentiert genauso. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis die verbleibende Energie unter einen Abschneidewert z_0 fällt. Der begrenzte Transversalimpuls ergibt sich aus dem relativen Transversalimpuls des erzeugten $q\bar{q}$-Paares, der Gauß-verteilt angenommen wird. Ein Gluon fragmentiert, indem es zuerst in ein Quark und ein Antiquark aufspaltet, die dann jeweils nach der oben erläuterten Methode fragmentieren.

Ein Schwachpunkt des unabhängigen Fragmentierungsmodells ist die Annahme, daß die Fragmentation eines Partons von dessen Energie abhängt statt von seiner Virtualität. Dadurch wird die Impulserhaltung verletzt und nach der Vollendung des Hadronisierungsprozesses müssen Korrekturen durch Reskalierung der Impulse durchgeführt werden. Ein weiteres Problem besteht in der Neutralisierung der verbleibenden Farbe in den Hadron-Jets.

Das Stringmodell

Bei der Hadronisierung im Stringmodell [And86] bildet sich analog zum Farbdipolmodell ein Farbfeld zwischen einem Quark-Antiquarkpaar, zwischen einem Antiquark und dem Protonrest oder einem Quark und dem Protonrest. Die jeweils beteiligten Partonen verlieren Energie in diesem Farbfeld, von dem angenommen wird, daß es zu einem string-artigen Gebilde kollabiert. Die Energie eines solchen Strings ist gleichförmig über seine gesamte Länge verteilt. Durch spontane Erzeugung von $q\bar{q}$-Paaren oder Diquark-Paaren bricht der String in Fragmente von der Größenordnung eines Hadrons auf. Diese Fragmente werden zu farblosen Mesonen oder im Fall der Diquark-Paare zu Baryonen zusammengefaßt. Wie Abb. 1.14 zeigt, bilden Gluonen Knicke im String, auf die Energie und Impuls der Gluonen übertragen wird. Die Fragmentation des geknickten Strings führt zu einer, vom unabhängigen Fragmentierungsmodell verschiedenen Winkelverteilung der Hadronen, in besserer Übereinstimmung mit dem Experiment.

Das Clustermodell

Das Cluster-Hadronisierungsmodell [Web84] schließt sich an die Partonprodution an und bildet aus den Partonen Farbsinguletts. Jedes Farbsingulett entspricht dabei einem Cluster, das in Hadronen zerfällt. Zur Formung der Farbsinguletts werden alle nach dem Partonschauer verbleibenden Gluonen nicht-perturbativ in ein Quark-Antiquarkpaar aufgespalten (siehe Abb. 1.15). Danach können benachbarte Quarks und Antiquarks in Farbsinguletts zusammengefaßt werden. Das Massenspektrum der Cluster fällt für große Massen stark ab. Typische Cluster-Massen liegen bei dem zwei- bis dreifachen von $\sqrt{t_0}$. Für niedrige Abschneidewerte t_0 von der Größenordnung $1\mathrm{GeV}^2$ können die Cluster als Überlagerungen von Mesonresonanzen behandelt werden, die entsprechend dem ihnen zur Verfügung stehenden Phasenraum, in Mesonen und Baryonen zerfallen. Die Energie- und Transversalimpulsverteilung der Hadronen stimmt gut mit dem Experiment überein.

1.3 Monte-Carlo-Generatoren

Zur Simulation der tiefinelastischen ep-Streuung sind verschiedene Monte-Carlo-Generatoren verfügbar. Sie alle basieren auf den Faktorisierungstheoremen für harte Prozesse, nach denen jeder harte Prozeß in die Subprozesse Abstrahlung im Anfangszustand, harter elementarer Streuprozeß, Abstrahlung im Endzustand und Hadronisierung zerlegt werden kann. Außerdem ist ihnen allen gemeinsam, daß sie vollständige Ereignisse mit den

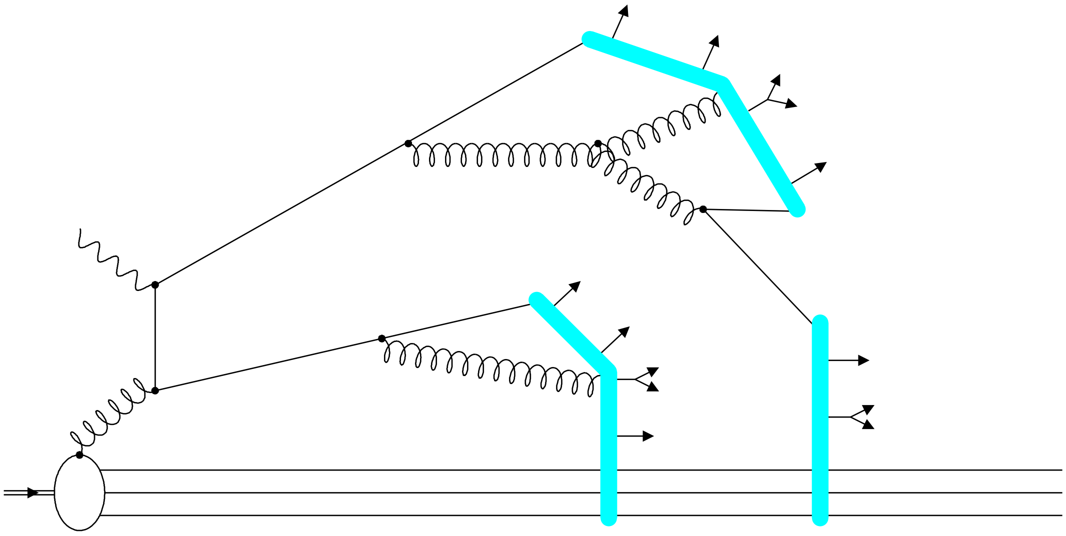

Abbildung 1.14: *Hadronisierung nach dem Stringmodell. Links ist der harte Subprozeß der Boson-Gluon-Fusion zu sehen. An das Matrixelement schließt sich die Produktion von Partonen, je nach Modell durch Farbdipole, oder wie hier gezeigt durch Partonschauer an. Die so erzeugten Partonen werden mit Strings verbunden, wobei die Gluonen Knicke in den Strings hervorrufen.*

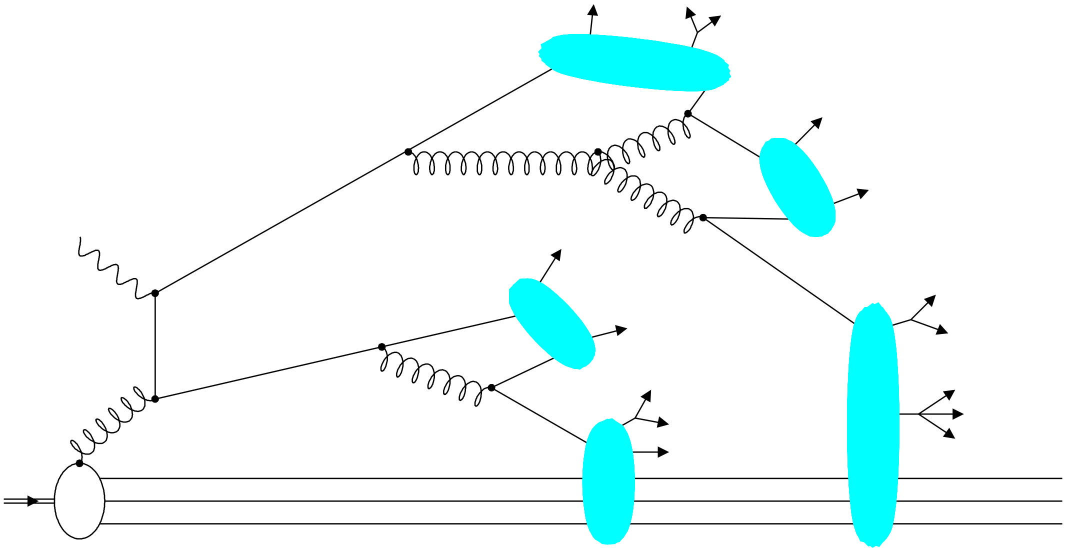

Abbildung 1.15: *Hadronisierung nach dem Clustermodell. Bevor die Partonen in farbneutrale Cluster zusammengefaßt werden, findet die Aufspaltung aller Gluonen in Quark-Antiquarkpaare statt.*

dazugehörigen Teilchen und ihren Viererimpulsen generieren. Für die im folgenden vorgestellten Generatoren schließt das die Erzeugung des partonischen Endzustandes sowie die Hadronisierung ein. Das Antwortverhalten des Detektors auf die Teilchen kann im Anschluß an die Generierung der Ereignisse simuliert werden.

LEPTO

Der Ereignisgenerator LEPTO [Ing96] erzeugt den partonischen Endzustand nach dem sogenannten MEPS[5]-Modell in zwei Schritten. Zunächst wird das Matrixelement bis zur Ordnung α_s berechnet. Das umfaßt den Prozeß $\gamma^* q \to q$ in nullter Ordnung α_s, sowie den BGF- und den QCDC-Prozeß in erster Ordnung α_s. Danach schließt sich ein Partonschauer an, durch den der partonische Endzustand bestimmt wird. Die Fragmentation dieses partonischen Endzustandes in Hadronen wird durch eine Implementierung des Stringmodells im Programm JETSET [Sjö93] realisiert.

Seit Version 6.4 des LEPTO-Ereignisgenerators ist ein zusätzliches phänomenologisches Modell zur Beschreibung von Ereignissen mit großer Rapiditätslücke im Programm vorgesehen. Das Modell wird als „Soft Colour Interaction“ bezeichnet und erlaubt vor der Bildung der Strings die Neuordnung der Farbzustände im partonischen Endzustand. Im Fall des BGF-Prozesses führt das dazu, daß die Strings nicht mehr zwischen dem Quark, bzw. Antiquark und dem Protonrest aufgespannt werden, sondern einer wird zwischen dem Quark und dem Antiquark und einer zwischen den Bestandteilen des Protonrestes aufgespannt. Dadurch kann ein hadronfreier Rapiditätsbereich zwischen den Hadronen aus dem Streuprozeß und dem Protonrest geschaffen werden, wie er auch bei den HERA-Experimenten beobachtet wird [H194b].

ARIADNE

Eine zum MEPS-Modell alternative Behandlung des *ep*-Streuprozesses bietet das Programm ARIADNE [Lön94]. Dort kommt das Farbdipolmodell zum Einsatz, das den Streuprozeß vom gestreuten Parton des Protons bis zum partonischen Endzustand beschreibt. Die Hadronisierung erfolgt wie bei LEPTO durch das in JETSET implementierte Stringmodell.

Seit Version 4.07 von ARIADNE wird nicht nur der am Protonrest endende Teil des Farbdipols als ausgedehntes Objekt angenommen, sondern auch der Teil des Dipols, der an dem vom Proton gestreuten Quark endet. Dadurch wird im Schwerpunktsystem des Farbdipols der Phasenraum für die Emission eines Gluons in der dem Protonrest gegenüberliegenden Hemisphäre eingeschränkt.

HERWIG

Der Schwerpunkt des Ereignisgenerators HERWIG [Mar92] liegt in der detaillierten Simulation der Partonschauer. Während in Lepton-Lepton-Streuprozessen nur der harte ele-

---

[5] **M**atrixelement + **P**artonschauer

mentare Streuprozeß und die Abstrahlung im Endzustand berücksichtigt werden müssen, tritt bei der Lepton-Hadron-Streuung auch Abstrahlung im Anfangszustand auf. Durch die Berücksichtigung eventuell auftretender Abstrahlung im Anfangszustand können z.B. auch Photoproduktionsereignisse in der *ep*-Streuung generiert werden, bei denen das vom Lepton abgestrahlte Photon als Hadron mit dem Proton wechselwirkt. An die Entwicklung der Partonschauer schließt sich die Hadronisierung nach dem Clustermodell an.

Der transversale Energiefluß bei der Wechselwirkung zweier Hadronen, wie z.B. bei der $p\bar{p}$-Streuung oder der γp-Streuung, in der das Photon als Hadron wechselwirkt, kann nur unter der Annahme, daß die Reste der Hadronen durch eine weiche Wechselwirkung einen zusätzlichen Energiefluß erzeugen, korrekt beschrieben werden. Eine solche Wechselwirkung ist in HERWIG als „Soft underlying event“ implementiert und kann optional bei der Ereignisgenerierung mit einbezogen werden.

DJANGO

Die bisher beschriebenen Monte-Carlo-Generatoren berücksichtigen nur Diagramme in der führenden Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α, d.h. $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s)$. Die Untersuchung tiefinelastischer Ereignisse hat jedoch gezeigt, daß Beiträge der nächsthöheren Ordnung in α nicht vernachlässigt werden können. Dies sind Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3\alpha_s)$, in denen ein weiteres Vektorboson ausgetauscht wird, ein virtuelles Vektorboson emittiert und reabsorbiert wird, eine Fermionschleife auftritt oder reale Photonen abgestrahlt werden. Diese Prozesse werden im Programm HERACLES [Kwi91] berücksichtigt, das jedoch keinen hadronischen Endzustand generiert.

Das Programm DJANGO [Sch91] bildet eine Schnittstelle zwischen HERACLES und LEPTO, bzw. ARIADNE. Dadurch wird die Generierung vollständiger Ereignisse bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3\alpha_s)$ einschließlich der Hadronisierung ermöglicht. Der partonische Endzustand kann wahlweise mit dem Partonschauermodell von LEPTO oder mit dem Farbdipolmodell von ARIADNE generiert werden. Die letztgenannte Variante wird später noch von Bedeutung sein und im folgenden mit DJANGO/ARIADNE bezeichnet.

1.4 Jetalgorithmen

Ein Jet kann qualitativ als eine große Menge hadronischer Energie in einem kleinen Winkelbereich definiert werden [Cat93]. Allerdings erfordert jede genaue Analyse eine präzise Jetdefinition, die erst durch einen Jetalgorithmus gegeben wird. Dabei sollte ein Jetalgorithmus der intuitiven Jetdefinition möglichst nahe kommen. Die einzelnen Jetalgorithmen unterscheiden sich voneinander durch die Art der Zuordnung von Teilchen zu den Jets und durch die Behandlung niederenergetischer Teilchen. Diese Unterschiede sind für den Vergleich der Daten mit der Theorie relevant. Der Vergleich wird am besten mit Hilfe eines Jetalgorithmus durchgeführt, der die Jetkonfigurationen eindeutig für die theoretischen Vorhersagen sowie die experimentellen Resultate bestimmt.

Bei den hier diskutierten Jetalgorithmen [Sey94] wird der Viererimpuls eines Jets aus den Viererimpulsen seiner Teilchen gemäß der Snowmass-Konvention [Hut90] bestimmt. Die Transversalenergie $E_\perp = E \sin\theta$, die Pseudorapidität η und der Azimutalwinkel ϕ eines Jets sind dabei durch

$$\begin{aligned} E_{\perp\mathrm{Jet}} &= \sum_{i\in\mathrm{Jet}} E_{\perp i} \ , \\ \eta_{\mathrm{Jet}} &= \sum_{i\in\mathrm{Jet}} E_{\perp i}\eta_i / E_{\perp\mathrm{Jet}} \ , \\ \phi_{\mathrm{Jet}} &= \sum_{i\in\mathrm{Jet}} E_{\perp i}\phi_i / E_{\perp\mathrm{Jet}} \end{aligned} \tag{1.5}$$

gegeben. Die so definierten Jets sind daher masselos. Der Abstand zwischen zwei Teilchen i und j wird mittels des longitudinal invarianten Öffnungswinkels

$$R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$$

in der η-ϕ-Ebene angegeben.

1.4.1 Der $k_\perp$-Algorithmus

Der hier verwendete longitudinal boost-invariante $k_\perp$-Jetalgorithmus (KTCLUS) arbeitet nach einem sukzessiven Rekombinationsschema. Zuerst wird eine Liste von Vierervektoren, die aus rekonstruierten Teilchenspuren oder Energiedepositionen in Kalorimeterzellen stammen, erstellt. Dabei entspricht jeder Vierervektor einem Protojet. Dann wird für jeden Protojet i das Abstandsmaß

$$d_{iP} = E_{\perp i}^2 R^2$$

zwischen dem Protojet und dem Protonrest definiert. R ist dabei ein Parameter, der in der tiefinelastischen Streuung auf den Wert $R = 1$ gesetzt wird [Ell93]. Außerdem wird für jedes Paar i, j von Protojets das Abstandsmaß

$$d_{ij} = \min(E_{\perp i}^2, E_{\perp j}^2) R_{ij}^2$$

definiert. Danach wird das kleinste Abstandsmaß aus der Menge aller Abstandsmaße $\{d_{iP}, d_{ij}\}$ ermittelt. Handelt es sich dabei um ein d_{ij}, werden die beiden Protojets i und j zu einem Protojet k mit

$$\begin{aligned} E_{\perp k} &= E_{\perp i} + E_{\perp j} \ , \\ \eta_k &= (E_{\perp i}\eta_i + E_{\perp j}\eta_j)/E_{\perp k} \ , \\ \phi_k &= (E_{\perp i}\phi_i + E_{\perp j}\phi_j)/E_{\perp k} \end{aligned}$$

(gemäß den Gleichungen (1.5)) geclustert. Ist ein d_{iP} das kleinste Abstandsmaß, wird der Protojet i von der Liste der Protojets gestrichen und in die Liste der bereits fertigen Jets eingetragen. Für alle in der Liste der Protojets verbleibenden Einträge werden nun wieder die Abstandsmaße definiert und die Prozedur beginnt von vorne. Nachdem keine Protojets mehr übrig sind, d.h. alle Jets fertiggestellt wurden, bricht die Prozedur ab und die Liste von Jets mit sukzessiv größeren Abstandsmaßen $d_{iP} = E_{\perp i}^2$ bleibt zurück. Damit sind die Jets in der Liste nach Transversalenergien sortiert, wobei die letzten in der Liste eingetragenen Jets die größten Transversalenergien aufweisen.

1.4.2 Der Konus-Algorithmus

Als zweiter Jetalgorithmus soll hier der CONE-Algorithmus (PXCONE) diskutiert werden. Zu Beginn werden vom Algorithmus alle Vierervektoren als potentielle Jetachsen mit den Koordinaten $\eta_{\text{pot}}, \phi_{\text{pot}}$ initialisiert. Von jeder potentiellen Jetachse werden $E_{\perp\text{Jet}}$, η_{Jet} und ϕ_{Jet} gemäß den Gleichungen 1.5 berechnet. Dabei gilt

$$i \in \text{Jet} \Longleftrightarrow R_{i\,\text{pot}}^2 = (\eta_i - \eta_{\text{pot}})^2 + (\phi_i - \phi_{\text{pot}})^2 < R^2$$

mit dem Parameter R, der den Konus um die Jetachse definiert, in dem alle Teilchen für diesen Jet gesucht werden. Stimmt die neu errechnete Jetachse (η_{Jet}, ϕ_{Jet}) nicht mit der potentiellen (η_{pot}, ϕ_{pot}) überein, wird die errechnete Jetachse als neue potentielle Jetachse definiert und der Algorithmus beginnt wieder von vorne, bis die Jetachse eine stabile Lage einnimmt. Nachdem die Prozedur sämtliche stabilen Jetachsen bestimmt hat, werden die Jets in eine Liste von Protojets eingetragen. Der nächste Schritt besteht darin, die obige Prozedur mit den Mittelpunkten zwischen allen Protojet-Paaren als potentielle Jetachsen nochmals zu durchlaufen. Die neu gebildeten Jets werden zur Liste der Protojets hinzugefügt. Alle in der Liste enthaltenen Protojets mit einer Transversalenergie kleiner einem unteren Schnittparameter $E_{\perp\text{min}}$ werden verworfen. Unter den verbleibenden Protojets werden diejenigen, deren Transversalenergie zu mehr als einem Bruchteil f in einem Protojet mit höherem $E_\perp$ liegt, ebenfalls von der Liste der Protojets gestrichen. f ist dabei ein Parameter der hier auf $0,75$ festgelegt ist [CDF92]. Zum Schluß werden alle Vierervektoren, die im Konus von mehreren Protojetachsen liegen, dem Protojet zugewiesen, dessen Jetachse sie in η, ϕ am nächsten liegen. Die Jetgrößen (1.5) der betroffenen Protojets werden nochmals berechnet und zurück bleibt die Liste der Protojets. Alle darin enthaltenen Protojets mit einer Transversalenergie kleiner einem unteren Abschneideparameter $E_{\perp\text{min}}$ werden wieder verworfen und übrig bleibt die Liste der vollendeten Jets.

Durch die iterative Bestimmung der potentiellen Jetachsen und die Betrachtung der Mittelpunkte zwischen Paaren von Jets als möglicher Jetachse wird die Infrarot-Sicherheit der Prozedur garantiert [Sey97].

1.5 Interne Jetstruktur

Die Untersuchung der internen Struktur von Jets gibt einen Einblick in den Mechanismus, der die Partonen aus dem harten Subprozeß in experimentell beobachtbare Teilchenschauer umwandelt. Im Rahmen dieser Arbeit wird die innere Struktur der Jets anhand der beiden Observablen Jet-Shape und Subjet-Multiplizität untersucht.

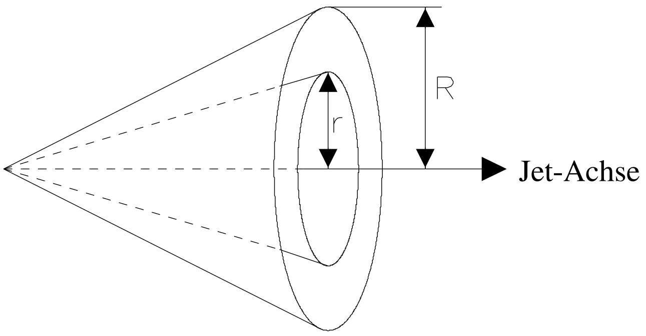

Abbildung 1.16: *R gibt den maximalen Radius des Konus an, in dem Teilchenenergien gesucht werden können. Für ein bestimmtes $\rho(r,R)$ werden die Teilchenenergien nur bis zum Konus mit Radius r gesucht. Beide Konen sind zentriert um die Jet-Achse angeordnet.*

1.5.1 Jet-Shape

Bevor die Observable selbst definiert wird, ist es sinnvoll die Variable

$$\rho(r,R) = \frac{\sum_{i\in\mathrm{Jet}} E_{\perp i}\ \Theta(r - r_{i,\mathrm{Jet}})}{E_{\perp\mathrm{Jet}}} \quad ,$$

einzuführen [CDF93]. Sie gibt den Anteil der transversalen Jet-Energie in einem Konus mit Radius r konzentrisch um die Jetachse an (siehe Abb. 1.16). Θ ist hier die Heaviside-Funktion und $r_{i,\mathrm{Jet}}$ der Abstand eines Teilchens von der Jet-Achse. R ist der äußere Radius, der mit den gleichnamigen Parametern der Jetalgorithmen übereinstimmt. Mit Hilfe dieser Variablen und der Anzahl N aller betrachteten Jets kann die Jet-Shape in der Form

$$\Psi(r,R) \equiv \frac{1}{N}\sum_{\mathrm{Jet}=1}^{N} \rho(r,R)$$

definiert werden. Sie bezeichnet den Erwartungswert der Variablen ρ.

1.5.2 Subjet-Multiplizität

Für Cluster-Algorithmen bietet es sich an, als weitere Observable die Subjet-Multiplizität zu untersuchen [Fer96]. Diese basiert auf der Möglichkeit, einen Jet in Teiljets (Subjets) zu zerlegen und deren Multiplizitäten in Abhängigkeit eines Auflösungsparameters anzugeben.

Um die Subjet-Struktur eines Jets aufzulösen, wird der $k_\perp$-Jetalgorithmus nochmals auf alle Vierervektoren der Teilchen eines jeden Jets angewandt. Diesmal wird das Clustern von Subjet-Paaren gestoppt, sobald für alle Abstandsmaße innerhalb des Jets die Ungleichung

$$d_{ij} = \min(E_{\perp i}^2, E_{\perp j}^2) R_{ij}^2 \ > \ y_{\mathrm{Schnitt}} \cdot E_{\perp\mathrm{Jet}}^2 \tag{1.6}$$

erfüllt ist. Dabei ist $y_{\text{Schnitt}} \in [0,1]$ ein Auflösungsparameter der festlegt, wie fein die Substruktur im Jet aufgelöst werden soll. Der Wert $y_{\text{Schnitt}} = 1$ bedeutet, daß alle Subjets geclustert werden, bis nur noch ein Subjet, der Jet selbst übrigbleibt. Für kleinere Werte des Auflösungsparameters wird das Clustern bereits eher gestoppt und im Grenzfall $y_{\text{Schnitt}} \to 0$ bilden alle Vierervektoren innerhalb des Jets einen eigenen Subjet. Die Observable

$$\text{Subjet-Multiplizität} \quad \equiv \quad \langle N_{\text{Subjet}} \rangle (y_{\text{Schnitt}})$$

ist als die über alle Jets gemittelte Anzahl der Subjets in einem Jet bei gegebenen Auflösungsparameter definiert.

2

HERA und das H1-Experiment

Experimentelle Hochenergiephysik wird am DESY[1] Hamburg seit 1964 betrieben, als das Elektronen-Synchrotron mit auf 5 GeV beschleunigte Elektronen seinen Betrieb aufnahm. In den Jahren darauf folgten die Elektron-Positron-Speicherringe DORIS[2] und PETRA[3], die wertvolle Beiträge zur Elementarteilchenphysik durch die Bestätigung des Charm-Quarks bei DORIS und den Nachweis von Gluonen in 3-Jet-Ereignissen bei PETRA lieferten. Im Jahr 1984 wurde mit dem Bau von HERA[4] begonnen. Seit 1992 wird die neue Anlage erfolgreich betrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Bei HERA handelt es sich um den weltweit einzigen Speicherring, in dem Elektronen (seit Anfang 1994 Positronen)[5] mit Protonen bei Schwerpunktsenergien bis zu 300 GeV zur Kollision gebracht werden. Die Anlage ist in einem Tunnel von 6,3 km Länge untergebracht und besteht aus zwei Speicherringen, in denen die Protonen und die Leptonen in entgegengesetzter Richtung umlaufen. Die Protonen können eine maximale Energie von 820 GeV erreichen, die durch die gekrümmte Strahlführung im Speicherring und die dafür notwendige Feldstärke der Führungsmagnete begrenzt wird. Für die Strahlführung werden supraleitende Dipolmagnete mit einer maximalen Feldstärke von 4,7 T verwendet. Im Gegensatz dazu erfordern die Leptonen nur konventionelle Magnete mit relativ kleinen Feldstärken. Ihre Energie ist technisch durch den aus der Ringkrümmung resultierenden Energieverlust in Form von Synchrotronstrahlung begrenzt. Seit 1994 werden die Leptonen auf eine Energie von 27,5 GeV beschleunigt.

Eine wichtige Kenngröße des Speicherringes ist die Luminosität $\mathcal{L}$, die durch die Gleichung [Loh90]

$$\mathcal{L} = \frac{N_s}{\sigma}$$

---

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

[2] **Do**ppel-**Ri**ng-**S**peicher

[3] **P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing-**A**nlage

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

[5] Wie sich gezeigt hat, kann durch Verwendung von Positronen anstelle von Elektronen sowohl der Strahlstrom, als auch die Lebensdauer des Strahls erhöht werden.

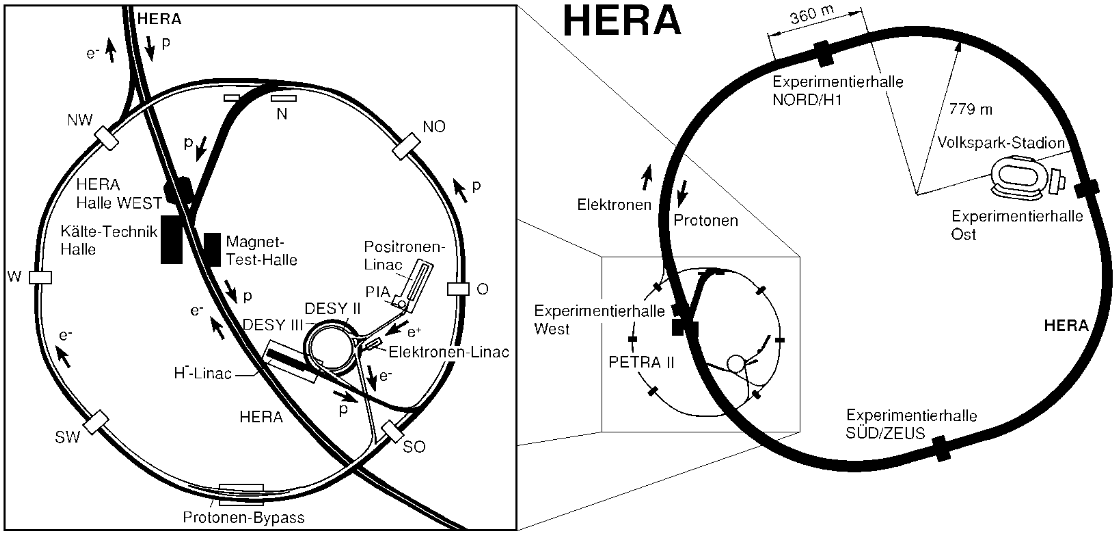

Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung der Beschleunigeranlage HERA (rechts) und eine Vergrößerung des auf dem DESY-Gelände befindlichen Teils der Anlage sowie der Vorbeschleuniger (links).*

mit der Anzahl der Reaktionen eines bestimmten Prozesses pro Zeit N_s und dem Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion σ in Beziehung gesetzt wird. Die Anordnung der Anlage und ihrer einzelnen Komponenten ist aus Abbildung 2.1 ersichtlich. Die Protonen werden aus H^--Ionen gewonnen, die durch einen Hochfrequenz-Quadrupol-Magneten zu Paketen gebündelt und auf die zur Einspeisung in den nachfolgenden Linearbeschleuniger (H^--Linac) erforderliche Energie gebracht werden. Dort werden die H^--Ionen auf 50 MeV beschleunigt und in das Synchrotron DESY III eingespeist.

Bei der Injektion in das Synchrotron durchlaufen die H^--Ionen eine dünne Aluminiumfolie, an der sie die Elektronen abstreifen. Die so erzeugten Protonen werden in DESY III bis auf eine Energie von 7,5 GeV beschleunigt. Bevor sie in HERA eingeleitet werden, erhalten sie eine letzte Vorbeschleunigung auf 40 GeV im Speicherring PETRA.

Die Elektronen werden mit einer Wolframelektrode thermoelektrisch erzeugt. Hingegen ist es für die Positronen notwendig, einen gebündelten Strahl bereits erzeugter Elektronen auf ein Wolframtarget zu richten. Die dabei durch Bremsstrahlung entstehenden γ-Quanten erzeugen ihrerseits in Paarbildungsprozessen Positronen, die im Speicherring PIA zwischengespeichert werden. Von da aus gelangen sie in den Beschleuniger DESY II, wo sie eine Energie von 9 GeV erreichen. Anschließend werden sie in PETRA eingeleitet und auf die zur Injektion in HERA erforderliche Energie von 12 GeV gebracht.

Die Teilchenstrahlen erhalten ihre Energiezufuhr durch Hochfrequenzstrahlung, so daß sie nicht kontinuierlich, sondern in Paketen durch den Speicherring laufen. Diese haben einen zeitlichen Abstand von 96 ns entsprechend einen räumlichen Abstand von 28,8 m.

Die Ausdehnung der Strahlpakete in Strahlrichtung beträgt für den Protonenstrahl etwa 20 cm und für den Leptonenstrahl etwa 1 cm.

An zwei der vier möglichen Wechelwirkungspunkte befinden sich die Experimente H1 (Experimentierhalle Nord) und ZEUS (Experimentierhalle Süd). Dort kreuzen sich die beiden Teilchenstrahlen, um Kollisionen hervorzurufen.

Die dieser Analyse zugrundeliegenden Daten stammen aus dem Jahr 1994 und umfassen ausschließlich Ereignisse, die mit dem Positronenstrahl erzeugt wurden. Die mittleren Strahlströme betrugen in diesem Jahr 17 mA für die Positronen und 41 mA für die Protonen. Dabei waren rund 160 der maximal verfügbaren 220 Pakete gefüllt und es wurde eine maximale Luminosität von $4{,}3 \cdot 10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ erreicht.

2.2 Der H1-Detektor

Die Positron-Proton-Kollisionen in HERA erzeugen hochenergetische Teilchen und Teilchenbündel, die in den Detektoren H1 [H196c] und ZEUS nachgewiesen werden. Bei der Konstruktion des H1-Detektors stand die Identifizierung von Teilchen, insbesondere von geladenen Leptonen, im Vordergrund. Ebenso fanden die stark unterschiedlichen Energien der Positron- und Protonstrahlen Berücksichtigung. Diese haben zur Folge, daß die Reaktionsprodukte vorzugsweise in Richtung des Protonstrahls fliegen. Dementsprechend ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut, wie Abbildung 2.2 zeigt. Im Strahlrohr $\boxed{1}$ kollidieren die Positronen und Protonen. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit einem kleinen Kreuz gekennzeichnet. Das Strahlrohr wird von den zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ umschlossen, die die Messung der Spuren geladener Teilchen ermöglichen. In Richtung des Protonstrahls[6] werden die zentralen Spurkammern durch die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ ergänzt, so daß auch geladene Teilchen, die den Kollisionspunkt unter kleinen Polarwinkeln θ verlassen, erfaßt werden.

Zur Messung der Energie geladener und neutraler Teilchen ist das gesamte Spurkammersystem von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben. Dieses setzt sich aus dem inneren elektromagnetischen Kalorimeter $\boxed{4}$ und dem äußeren hadronischen Kalorimeter $\boxed{5}$ zusammen. Elektronen, Positronen und Photonen werden meistens bereits im elektromagnetischen Kalorimeter vollständig absorbiert. Im Gegensatz dazu ist die Messung der Energie von Hadronen, die nicht vorzeitig in Photonen zerfallen, nur zusammen mit dem hadronischen Kalorimeter möglich. Beide Kalorimeterkomponenten befinden sich in einem gemeinsamen Kryostat, der das flüssige Argon auf einer Temperatur von ca. 88 K hält. In Richtung kleinerer Polarwinkel befindet sich zusätzlich noch ein kleines hadronisches Kalorimeter, das sogenannte PLUG $\boxed{13}$.

Der Kryostat ist von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umgeben, die ein Magnetfeld von 1,2 T parallel zur Strahlrichtung erzeugt. Durch dieses Magnetfeld laufen geladene Teil-

---

[6] Die z-Achse ist in Richtung des Protonstrahls definiert. Rechts in Abb. 2.2 ist das Koordinatensystem eingezeichnet. Damit sind der Polarwinkel θ und der Azimutalwinkel ϕ durch die Kugelkoordinaten $x = r\cos\phi\sin\theta$, $y = r\sin\phi\sin\theta$ und $z = r\cos\theta$ eindeutig festgelegt.

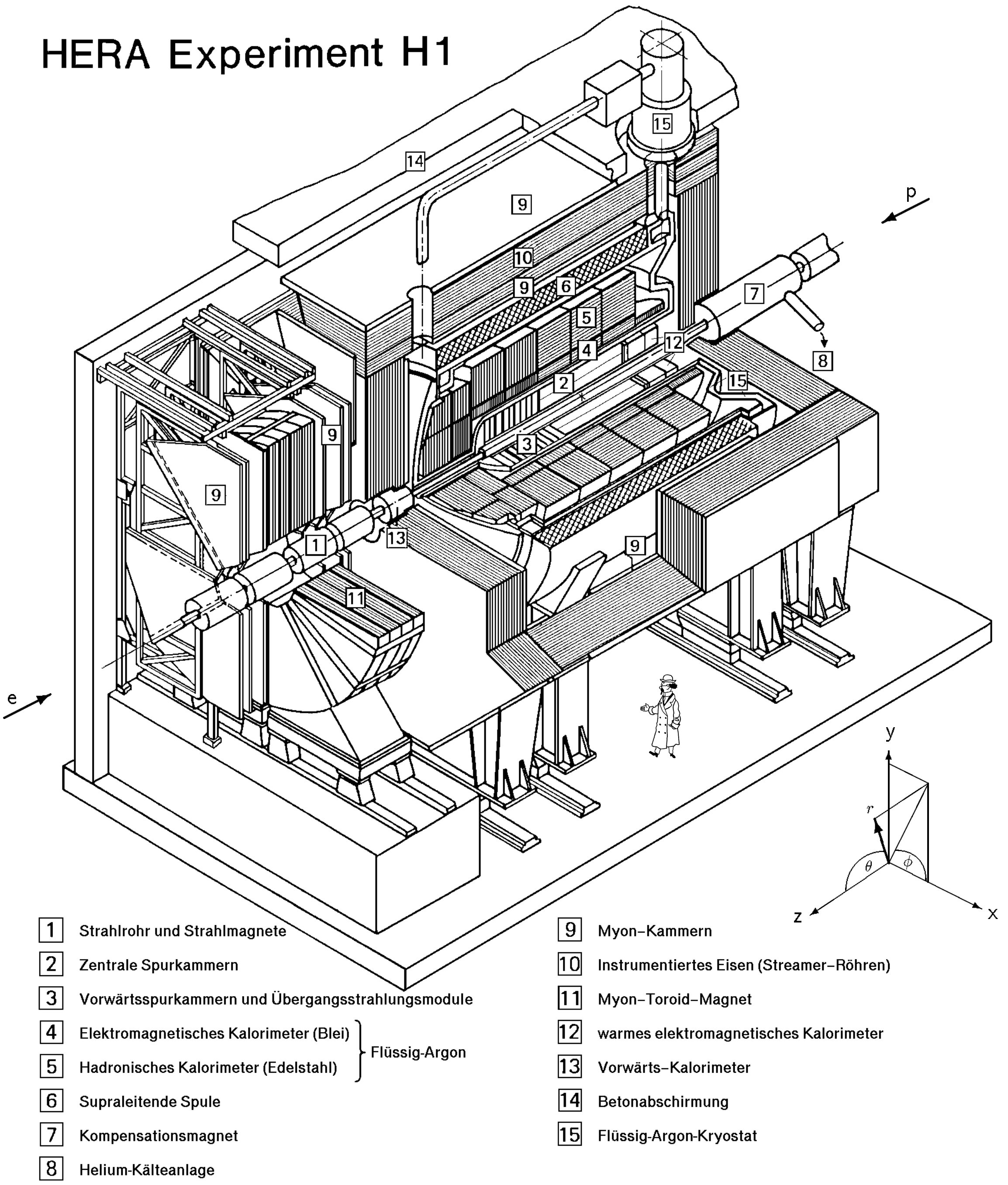

Abbildung 2.2: *Aufrißzeichnung des H1-Detektors. Die einzelnen Komponenten werden im Text erklärt.*

chen auf gekrümmten Bahnen, so daß ihr Impuls ermittelt werden kann. Das Eisenjoch $\boxed{10}$ dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Es ist mit Streamerkammern instrumentiert, die die Energiemessung des Flüssig-Argon-Kalorimeters ergänzen und zum Nachweis von Myonen dienen. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Strahlführung wird durch den Kompensationsmagneten $\boxed{7}$ ausgeglichen.

In Protonstrahlrichtung befinden sich hinter dem Eisenjoch Driftkammern $\boxed{9}$ und ein instrumentierter Toroidmagnet $\boxed{11}$, die das vordere Myonsystem bilden. Es dient der Impulsmessung von Myonen, die unter kleinen Polarwinkeln θ vom Wechselwirkungspunkt kommen.

In Richtung des Positronstrahls (negative z-Achse) wird die Energie der Teilchen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter BEMC[7] $\boxed{12}$ gemessen[8]. Dieses Kalorimeter ist auf den Nachweis des gestreuten Positrons optimiert. Zwischen den zentralen Spurkammern und dem BEMC befindet sich noch die Proportionalkammer BPC[9], die eine genaue Messung des Durchgangspunktes geladener Teilchen in diesem Bereich erlaubt. Hinter dem BEMC befindet sich das Flugzeitsystem ToF[10], das sich aus zwei Szintillatorwänden zusammensetzt. Die Informationen des Flugzeitsystems werden herangezogen, um Ereignisse zu verwerfen, bei denen ein Proton des Protonstrahls vor Erreichen des H1-Detektors mit einem Restgas-Atom im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand wechselwirkt. Die Szintillatorwände sind in Abbildung 2.5 zu sehen und werden dort als Szintillationszähler bezeichnet. Teilchen aus Untergrundereignissen, bei denen eine unerwünschte Wechselwirkung stattgefunden hat, erreichen das ToF zeitgleich mit den Protonstrahlpaketen, während Teilchen aus einer tiefinelastischen Wechselwirkung frühestens 13 ns später beim ToF eintreffen. Damit können Untergrundereignisse identifiziert und verworfen werden. Im vorderen Bereich des Detektors, in Richtung des Protonstrahls, befindet sich ein weiteres Flugzeitsystem namens FToF[11] zwischen der ersten und zweiten Lage des vorderen Myonsystems. Im folgenden werden die für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten genauer beschrieben.

2.2.1 Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC

Das BEMC[7] ist ein zum Nachweis von Elektronen und Positronen optimiertes Kalorimeter. Es deckt den polaren Winkelbereich von $151^\circ < \theta < 176^\circ$ ab und wird in der hier vorgestellten Analyse hauptsächlich zur Bestimmung der Energie des gestreuten Positrons in tiefinelastischen Ereignissen verwendet. Daneben wird die topologische Information über die Form des vom Positron ausgelösten Schauers zur Unterdrückung von Untergrundereignissen genutzt. Abbildung 2.3 zeigt einen Schnitt des Kalorimeters senkrecht zur Strahlrichtung. Die Module des Kalorimeters sind in einem Aluminiumring mit

---

[7] **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

[8] Bis einschließlich der Datennahmeperiode 1994 wurde das BEMC als Kalorimeter im rückwärtigen Bereich verwendet. Danach wurde es durch das SPACAL (**Spa**ghetti **Cal**orimeter) ersetzt.

[9] **B**ackward **P**roportional **C**hamber

[10] **T**ime **o**f **F**light system

[11] **F**orward **T**ime **o**f **F**light system

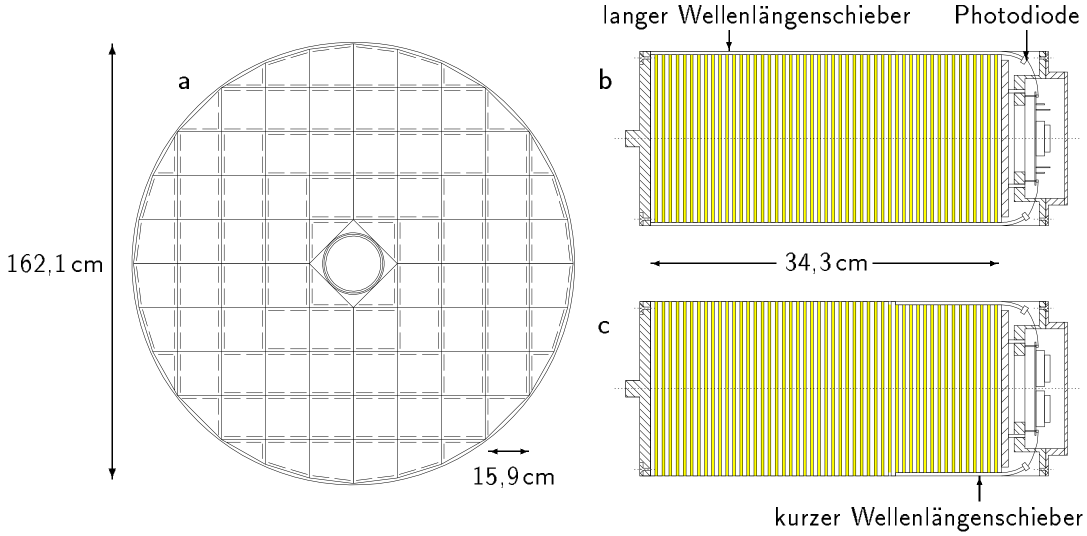

Abbildung 2.3: *Senkrechter Schnitt durch das BEMC a) und Seitenansicht der Module b),c). In Bild a) deuten die gestrichelten Linien in den Modulen die Position der langen Wellenlängenschieber an. Diese erstrecken sich über die gesamte Modullänge wie in Bild b) zu sehen ist. Die noch verbleibenden Seiten der Module werden zusätzlich mit kurzen Wellenlängenschiebern, die auf die hinteren 15 Schichten beschränkt sind, ausgestattet. Diese sind in Bild c) zu sehen.*

162 cm Durchmesser untergebracht. Sie bestehen aus jeweils 50 Schichten aktiver Szintillatoren und einer entsprechenden Anzahl Bleilagen. Die Signale werden mit Hilfe von zwei Wellenlängenschiebern weitergeleitet, die sich auf gegenüberliegenden Seiten der Module befinden (siehe Abbildung 2.3 b,c). Durch sie gelangt das Licht zu den Photodioden. Die zusätzliche Auslese der jeweils 15 letzten Lagen liefert eine zweifache Segmentierung des Kalorimeters in longitudinaler Richtung. Die Tiefe der Module entspricht 21,7 Strahlungslängen oder ungefähr einer nuklearen Wechselwirkungslänge. Damit ist das BEMC nur sehr eingeschränkt zur Energiemessung von Hadronen geeignet.

Der Molière-Radius, bei dem es sich um ein charakteristisches Maß für die seitliche Ausdehnung eines Schauers handelt, beträgt beim BEMC etwa 3,4 cm. Elektromagnetische Schauer können deshalb zwar bei mittiger Position innerhalb eines Moduls nahezu vollständig absorbiert werden, sie erzeugen aber im allgemeinen Signale in mehreren benachbarten Modulen. Zur Bestimmung der Energie eines Teilchens werden daher die Signale von bis zu neun benachbarten Modulen zu einem Cluster zusammengefaßt. Module, die Signale von weniger als 0,5 GeV erzeugen werden dabei nicht berücksichtigt, da solche Signale durch elektronisches Rauschen verursacht werden können. Module, die räumlich mehreren Clustern zugeordnet werden könnten, bilden eigenständige Cluster. Mittels spezieller Algorithmen werden die Signale auf nichtmeßbare Energieverluste vor dem Kalorimeter und in den Spalten zwischen den Kalorimetermodulen korrigiert.

Die absolute Kalibration ist für die Datennahmeperiode 1994 mit einer Genauigkeit von 1% bekannt [H196a]. Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde in Teststrahlexperimenten am DESY und am CERN-SPS im Energiebereich von $1\,\mathrm{GeV} \leq E \leq 60\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Eine Übertragung auf die Verhältnisse am H1-Detektor liefert $\sigma_E/E = 0{,}39/E[\mathrm{GeV}] \oplus 0{,}1/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0{,}017$ für die relative Auflösung bei der Energiemessung eines Clusters[12] [H196b]. Der erste Term kann dabei auf den Einfluß elektronischen Rauschens, bei dem die Photodioden dominieren, zurückgeführt werden.

Die schnellen Signale des BEMC werden auch zu Triggerzwecken herangezogen. Zur Erkennung von Ereignissen mit lokal begrenzt deponierter Energie im BEMC, wie es insbesondere für das gestreute Positron zutrifft, wird der Trigger BSET[13] verwendet. Er summiert die analogen Signale der Wellenlängenschieber eines jeden Moduls. Diese Daten werden analog und digital weiterverarbeitet. Bei der analogen Verarbeitung werden aus den Summensignalen der einzelnen Module Trigger-Cluster gebildet und das Gesamtsignal im BEMC ermittelt. Bei der digitalen Verarbeitung werden für zwei verschiedene Schwellenwerte Multiplizitäten und topologische Ansprechmuster bestimmt. Die Information aus beiden Verarbeitungsmoden wird dem zentralen Triggersystem zur Entscheidung zugeführt.

Unmittelbar vor dem BEMC befindet sich die hintere Proportionalkammer BPC (in Abb. 2.5 mit „hintere MWPC[14]“ bezeichnet), die den Bereich großer Polarwinkel ($155{,}5^\circ < \theta < 174{,}5^\circ$) abdeckt. Die Ortsinformation der BPC wird in dieser Analyse zur genauen Bestimmung des Streuwinkels des Positrons und damit zur präzisen Ermittlung der kinematischen Variablen eines jeden Ereignisses herangezogen. Der Durchgangspunkt eines geladenen Teilchens durch die Kammer wird mit einer Ortsauflösung von $\sigma_{x,y} = 1{,}5\,\mathrm{mm}$ bestimmt. Dies wird durch vier Lagen parallel gespannter Drähte, deren Orientierung jeweils um 45° zueinander gedreht ist, erreicht. Die Bestimmung des Durchgangspunktes erfolgt, wenn in mindestens drei der vier Lagen je ein Draht ein Signal liefert. Diese Bedingung und die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Lagen gewährleistet eine hohe Effizienz der Kammer von etwa 97% [Pan94].

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAC

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAC[15] des H1-Detektors deckt den Polarwinkelbereich von $4^\circ < \theta < 153^\circ$ ab und wird in dieser Analyse zum Nachweis der hadronischen Jets verwendet. Es besteht aus acht Ringen mit jeweils acht inneren und sieben äußeren Modulen, wie Abbildung 2.4 zeigt. Dort bezeichnen die ersten beiden Buchstaben der einzelnen Module die räumliche Lage. IF und OF stehen für *inner* - und *outer forward*. FB, CB und BB bedeuten *forward -*, *central* - und *backward barrel* . Der letzte Buchstabe kennzeichnet die Zugehörigkeit zum elektromagnetischen (E) oder hadronischen Kalorimeter (H).

---

[12] $x \oplus y = \sqrt{x^2 + y^2}$

[13] **B**EMC **S**ingle **E**lectron **T**rigger

[14] **M**ulti**w**ire **P**roportional **C**hamber

[15] **L**iquid **A**rgon **C**alorimeter

Abbildung 2.4: *Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter. In der Mitte ist der nominelle Wechselwirkungspunkt „WWP“ gekennzeichnet.*

Die aktiven Schichten des Kalorimeters werden durch Flüssig-Argon-Ionisationskammern gebildet. Die passiven Schichten bestehen im elektromagnetischen Kalorimeter aus Blei, das durch seine kleine Strahlungslänge einen kompakten Aufbau ermöglicht. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils liegt für Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt (WWP) kommen, zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Damit werden elektromagnetische Schauer fast immer bereits in diesem Teil vollständig absorbiert.

Die passiven Schichten des hadronischen Kalorimeters bestehen aus Eisen, das aufgrund seiner mechanischen Stabilität den selbsttragenden Aufbau der Module ermöglicht. Die Tiefe des gesamten Kalorimeters bewegt sich in hadronischen Wechselwirkungslängen zwischen $\approx 4{,}5\lambda$ im Zentralbereich und $\approx 8\lambda$ im vorderen Bereich. Die größere Tiefe des Kalorimeters im vorderen Bereich ermöglicht die Absorption der dort auftretenden Schauer hochenergetischer Teilchen. Die Orientierung der einzelnen Schichten in den Modulen ist so gewählt, daß die Teilchen vom nominellen WWP kommend stets in einem Winkel größer 45° in die Schichten eindringen. Dadurch wird eine gute Energiemessung gewährleistet.

Die Ionisationskammern sind segmentiert, so daß das Kalorimeter aus ca. 45000 unabhängigen Zellen besteht, die an die Ausleseelektronik angeschlossen sind. Die Zellen für den hadronischen Teil des Kalorimeters sind dabei größer als die für den elektromagnetischen Teil.

Im allgemeinen deponieren hochenergetische Teilchen in mehreren Zellen des Kalorimeters Energie. Deshalb werden die Energien räumlich benachbarter Kalorimeterzellen zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Der dafür verwendete Algorithmus wurde auf die Zusammenfassung aller Zellen eines elektromagnetischen Schauers zu einem Cluster optimiert [Gör91].

Das LAC ist nicht kompensierend, d.h. das Signal von Elektronen ist um etwa 25% höher als das von Pionen gleicher Energie. Die feine Segmentierung des Kalorimeters erlaubt jedoch die Identifizierung der unterschiedlichen Komponenten eines hadronischen Schauers, so daß bei der Rekonstruktion der Energien die Kompensation durch ein Gewichtungsverfahren erreicht wird [Wel94].

Die Kalibration des Kalorimeters wurde mit Hilfe von Teststrahlmessungen durchgeführt und seither durch die Analyse tiefinelastischer Ereignisse im laufenden Betrieb überprüft und korrigiert. Die absolute Kalibration des Kalorimeters ist für hadronische Schauer auf 4% und für elektromagnetische Schauer auf 3% genau bekannt. Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde mit den Teststrahlen zu $\sigma_E/E = 0{,}12/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0{,}01$ für elektromagnetische und zu $\sigma_E/E = 0{,}50/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0{,}02$ für hadronische Schauer bestimmt [H194a].

2.2.3 Das Spurkammersystem

Mit Hilfe des Spurkammersystems des H1-Detektors können die Spuren einzelner geladener Teilchen präzise vermessen werden. Dabei kommen in den unterschiedlichen geometrischen Bereichen des Detektors verschiedene Subsysteme zum Einsatz. Abbildung 2.5 zeigt einen Längsschnitt durch das Spurkammersystem.

Der Bereich kleiner Polarwinkel ($5° < \theta < 25°$) wird durch das vordere Spurkammersystem abgedeckt. Dieses besteht aus drei hintereinanderliegenden Modulen, die ihrerseits zwei Driftkammern beinhalten. Die Drähte sind bei der einen radial, bei der anderen parallel und bei beiden senkrecht zur Strahlachse gespannt. Die Driftkammern werden durch die Proportionalkammer MWPC ergänzt. Sie ist aus konzentrischen Drähten aufgebaut und wird zu Triggerzwecken verwendet. Unmittelbar vor der radialen Driftkammer befindet sich ein Stapel von 400 dünnen Polypropylenfolien zur Erzeugung von ffÜbergangsstrahlung. Diese wird in der radialen Driftkammer nachgewiesen und kann zur Unterscheidung der Elektronen von Pionen genutzt werden. Die Ortsauflösung des vorderen Spurkammersystems beträgt für einzelne Spursegmente $\sigma_{x,y} \leq 200\,\mu\mathrm{m}$, die Impulsauflösung beträgt $\sigma_p/p^2 = 0{,}03\,\mathrm{GeV}^{-1}$.

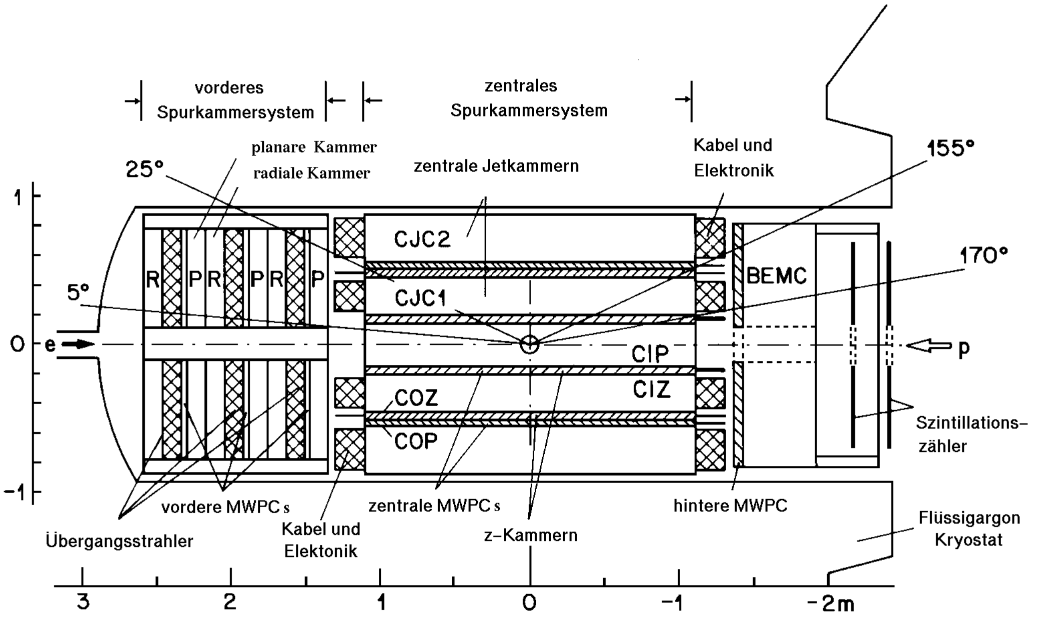

Abbildung 2.5: *Längsschnitt durch das Spurkammersystem. Die Driftkammern im vorderen Spurkammersystem sind mit R für radiale und P für parallele Drahtanordnung bezeichnet.*

Im Zentralbereich unter Polarwinkeln von $25^\circ < \theta < 155^\circ$ können Spuren geladener Teilchen mit Hilfe der Driftkammern CJC1[16], CJC2, CIZ[17] und COZ[18] rekonstruiert werden. Die Signaldrähte der CJC1 und CJC2 verlaufen parallel zur Strahlachse und erlauben eine präzise Vermessung der Spuren in der r-ϕ-Ebene mit einer Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu\text{m}$. Aufgrund der Ausrichtung der Signaldrähte ist die Ortsauflösung in z-Richtung auf $\sigma_z = 22\,\text{mm}$ beschränkt. Hier ergänzen die CIZ und COZ die Vermessung der Spuren. Ihre Signaldrähte sind in nahezu konzentrischen Kreisen um die Strahlachse angeordnet. Dadurch wird eine Ortsauflösung in z-Richtung von $\sigma_z = 320\,\mu\text{m}$ erreicht. Die Impulsauflösung des zentralen Spurkammersystems beträgt $\sigma_p/p^2 = 0{,}01\,\text{GeV}^{-1}$. Neben der Ortsbestimmung werden die Spurkammern auch zur Ermittlung des Energieverlustes pro Weglänge dE/dx der sie durchlaufenden Teilchen eingesetzt. Dies kann hilfreich zur Teilchenidentifikation sein. Die Energieauflösung beträgt 10%. Die beiden Proportionalkammern CIP[19] und COP[20] liefern schnelle Signale, die für Triggerzwecke verwendet werden können.

---

[16] **C**entral **J**et **C**hamber

[17] **C**entral **I**nner **Z**-Chamber

[18] **C**entral **O**uter **Z**-Chamber

[19] **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber

[20] **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber

2.3 Die Datennahme

Die Teilchenpakete von Positron- und Protonstrahl treffen im Wechselwirkungspunkt in zeitlichen Abständen von 96 ns zusammen. Dabei erzeugen neben den Streuereignissen, die untersucht werden sollen, auch andere Prozesse Signale im Detektor. Dazu zählen Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit Restgas-Atomen in der Strahlröhre, Wechselwirkungen der Strahlen mit der Strahlrohrwand, kosmische Myonen oder auch Synchrotronstrahlung des Positronstrahls. Die Rate der Untergrundereignisse liegt in der Größenordnung von $10 - 100$ kHz. Hingegen liegt die Rate der Ereignisse, die von ep-Kollisionen herrühren, in der Größenordnung von 10 Hz. Technisch ist es nicht möglich, den Detektor mit der Rate der Untergrundereignisse auszulesen und die Daten aufzuzeichnen. Deshalb ist es Aufgabe des Triggersystems, anhand schnell vorliegender Informationen der einzelnen Detektorkomponenten zu entscheiden, welche der Ereignisse aufgezeichnet werden sollen. Die Aufzeichnungsrate liegt bei $3 - 5$ Hz, was einem Datendurchsatz von 600 kByte/s entspricht. Nachdem die Daten einmal gesichert sind, werden sie „off-line“ rekonstruiert und klassifiziert.

2.3.1 Das Triggersystem

Für die verschiedenen bei H1 untersuchten Ereignisklassen werden unterschiedliche Verknüpfungen der Subdetektorinformationen gebildet. Diese werden als Subtrigger bezeichnet. Zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse, bei denen das gestreute Lepton im BEMC gefunden wird, ist ein Subtrigger S_0 definiert, der die Informationen des BEMC und des Flugzeitsystems logisch[21] miteinander wie folgt verknüpft:

$$S_0 = \mathrm{BSET_{CL2}} \wedge \overline{\mathrm{BSET_{SDE}}} \wedge \overline{\mathrm{ToF_{BG}}} \wedge \left(\mathrm{FToF_{IA}} \vee \overline{\mathrm{FToF_{BG}}}\right) \quad .$$

$\mathrm{BSET_{CL2}}$ wird hierbei gesetzt, wenn ein Trigger-Cluster im BEMC mit einer Energie oberhalb einer mittleren Triggerschwelle von $7{,}7 \pm 1{,}0$ GeV gefunden wird. $\mathrm{BSET_{SDE}}$ wird gesetzt, wenn in einem der inneren 16 Module des BEMC nur eine einzelne Photodiode ein Signal erzeugt hat. Dies kann z.B. durch ein niederenergetisches Photon aus Synchrotronstrahlung verursacht werden. $\mathrm{ToF_{BG}}$ wird gesetzt, wenn im Flugzeitsystem ToF ein Untergrundereignis registriert wird, also ein Teilchen zu früh dort eintrifft. $\mathrm{FToF_{BG}}$ wird gesetzt, wenn im Flugzeitsystem FToF ein Untergrundereignis registriert wird. $\mathrm{FToF_{IA}}$ wird gesetzt, wenn die Teilchen der Kollision das Flugzeitsystem im richtigen Zeitintervall erreichen, d.h. wenn die Wechselwirkung eines nicht zu verwerfenden Streuereignisses registriert wird. Der Subtrigger S_0 wurde für die Aufzeichnung der dieser Analyse zugrunde liegenden Ereignisse verwendet.

2.3.2 Rekonstruktion und Klassifizierung

Die vom Triggersystem nicht verworfenen Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben und mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC vollständig rekonstruiert. Aus den

---

[21] $\wedge$ ist das logische „Und“, $\vee$ ist das logische „Oder“ und negierte Terme sind überstrichen.

deponierten Ladungen auf den Signaldrähten der Spurkammern wird auf die Spuren der Teilchen zurückgeschlossen. Die Ladungen der Kalorimeterzellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters LAC werden kalibriert und für jede Zelle in Energien umgewandelt. Auf den Energieverlust im toten Material wird korrigiert, das elektronische Rauschen wird unterdrückt und die Energieeinträge benachbarter Zellen werden zu Clustern zusammengefaßt. Der verwendete Cluster-Algorithmus ist so abgestimmt, daß die Energieeinträge von Zellen, die durch elektromagnetische Schauer eines Photons oder Elektrons verursacht wurden, höchstwahrscheinlich in ein Cluster zusammengefaßt werden. Im Gegensatz dazu werden hadronische Schauer mit ihren größeren räumlichen Fluktuationen im allgemeinen in mehrere Cluster aufgeteilt.

Zur Verminderung des Rechenzeitbedarfs bei späteren Analysen wird nach der Rekonstruktion der Ereignisse eine Klassifikation durchgeführt. Jede Klasse von Ereignissen hat bestimmte Anforderungen zu erfüllen, die von den einzelnen Arbeitsgruppen formuliert werden und von den physikalischen Prozessen, die untersucht werden sollen, abhängen. Die klassifizierten Ereignisse werden auf sogenannten POTs[22] abgespeichert. Ereignisse, die keiner Klasse angehören, werden nicht aufgezeichnet. In einer zweiten Klassifizierung werden die Ereignisse in DST[23]-Klassen unterteilt, die den einzelnen Arbeitsgruppen dann für ihre Analysen zur Verfügung stehen.

---

[22] **P**roduction **O**utput **T**ape

[23] **D**ata **S**ummary **T**ape

3

Ereignisselektion

Für die hier durchgeführte Selektion von Ereignissen werden die im Jahr 1994 mit dem H1-Detektor genommenen Daten von Streuereignissen mit einlaufenden Positronen betrachtet. Die Daten sind dabei in Perioden konstanter experimenteller Bedingungen, den sogenannten Runs, aufgezeichnet worden. 1994 liefen diese typischerweise über einen Zeitraum von einer halben Stunde. Jedem Run werden die Informationen über die aktiven Detektorkomponenten hinzugefügt, damit sichergestellt werden kann, daß die für eine Analyse relevanten Detektorkomponenten verfügbar waren. Die für diese Analyse benötigten Detektorkomponenten wurden bereits im vorigen Kapitel erläutert und die damit verbundene Selektion der Runs führt zu einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} \simeq 2{,}0\,\text{pb}^{-1}$.

Die tiefinelastischen Ereignisse werden durch kinematische Schnitte selektiert. Bevor diese jedoch angewendet werden können, müssen die kinematischen Größen der Ereignisse bestimmt werden.

3.1 Bestimmung der Ereigniskinematik

Der H1-Detektor ermöglicht die Messung des hadronischen Endzustandes ohne den Teil des Protonrestes, der im Strahlrohr entweicht, sowie die Messung des Streuwinkels und der Energie des gestreuten Positrons. Die Kinematik eines Ereignisses ist damit überbestimmt und es gibt verschiedene Methoden um sie zu ermitteln [Bas95]. In dieser Analyse wird die sogenannte Elektron-Methode verwendet, die abgesehen von sehr kleinen y-Werten, die in die Analyse nicht eingehen, eine gute Auflösung liefert [HER91]. Sie benutzt ausschließlich den Polarwinkel θ und die Energie $E_e{}'$ des gestreuten Positrons, um die kinematischen Variablen

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4E_eE_e{}'\cos^2\frac{\theta}{2} \ , \\ y &= 1-\frac{E_e{}'}{E_e}\sin^2\frac{\theta}{2} \ , \\ x &= \frac{Q^2}{ys} \ , \end{aligned}$$

zu bestimmen. E_e ist hierbei die Energie des einlaufenden Positrons. Weitere Methoden [Bas95] sind die Jacquet-Blondel-Methode, die zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik nur Informationen des hadronischen Endzustandes heranzieht und die Σ-Methode, die sich die Erhaltung der Energie und des longitudinalen Impulses zunutze macht, um unempfindlicher gegen Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons zu sein.

technische Schnitte		$\mathrm{ECRA} < 5\,\mathrm{cm}$		
		$d_{\mathrm{BPC}} < 5\,\mathrm{cm}$		
		$\max(\lvert x_{\mathrm{BPC}}\rvert, \lvert y_{\mathrm{BPC}}\rvert) > 16\,\mathrm{cm}$ $\sqrt{x^2_{\mathrm{BPC}} + y^2_{\mathrm{BPC}}} > 18\,\mathrm{cm}$		
		$-25\,\mathrm{cm} < z_{\mathrm{Vertex}} < 35\,\mathrm{cm}$		
		$35\,\mathrm{GeV} < \sum_i E_i - p_{z,i} < 70\,\mathrm{GeV}$		
Schnitte zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse		$E_e{}' > 11\,\mathrm{GeV}$		
		$156° < \theta_e < 173°$		
		$y > 0{,}15$		
		$Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$		
Jetalgorithmus	**PXCONE**	$R = 0{,}7$ $R = 1$	$f = 0{,}75$	$E_{\perp\mathrm{min}} = 5\,\mathrm{GeV}$
	KTCLUS	$R = 1$		
Schnitte auf Jets		$N_{\mathrm{Jets}} \geq 2$		
		$E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\,\mathrm{GeV}$		
		1. + 2. Jet in $E_\perp$ des Breit-Systems	$-1 < \eta_{\mathrm{Lab}} < 2$	

Tabelle 3.1: *Sämtliche vorgenommenen Schnitte sowie die Parameter der Jetalgorithmen. Die Bedeutung der Größen erfolgt im Text.*

3.2 Selektion tiefinelastischer Ereignisse

Neben den kinematischen Schnitten, die den Phasenraum definieren, sind auch technische Schnitte notwendig, die sowohl der eingeschränkten Akzeptanz des Detektors Rechnung tragen als auch den technischen Unzulänglichkeiten, wie z.B. der Abweichung des tatsächlichen Kollisionsortes vom nominellen Wechselwirkungspunkt, entgegenwirken. Alle angewendeten Schnitte sind in Tab. 3.1 aufgeführt.

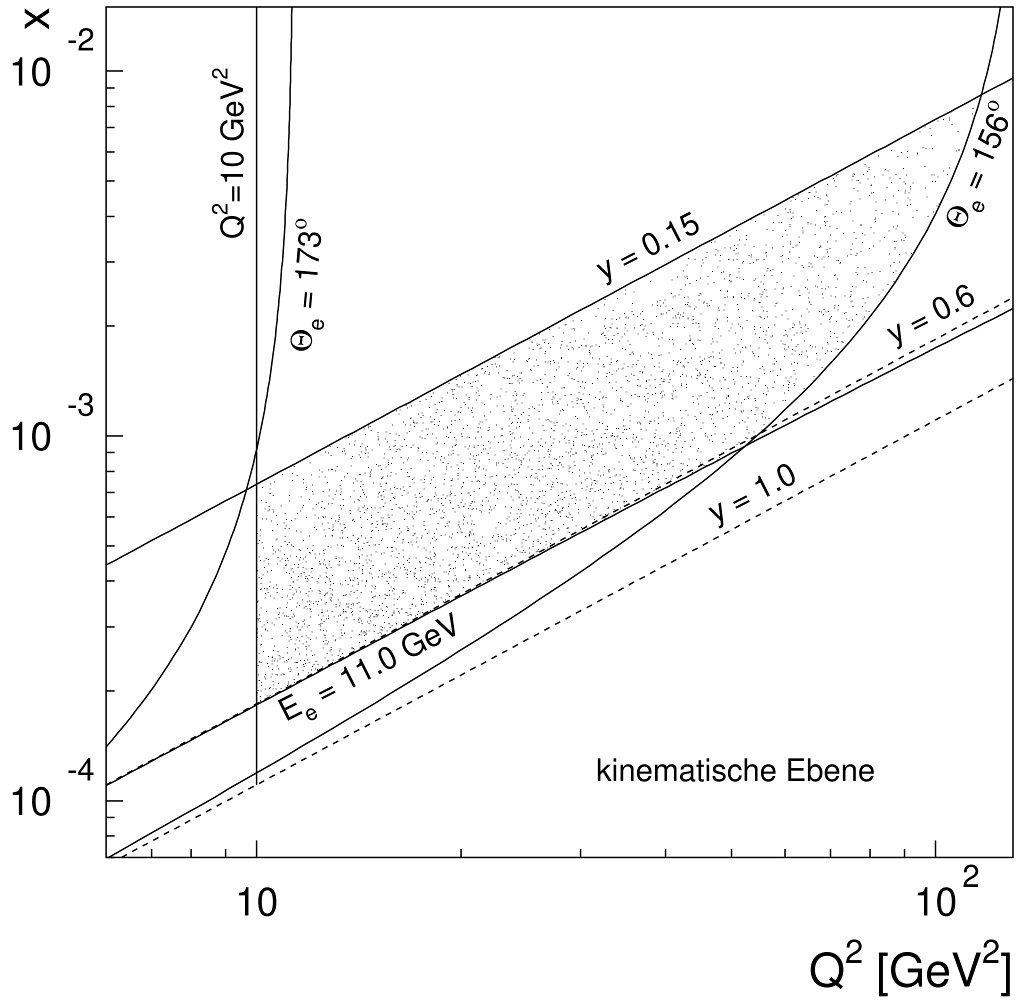

Abbildung 3.1: *Die selektierten Ereignisse in der kinematischen Ebene, die durch die Variablen* Q^2 *und* x *aufgespannt wird. Die Schnitte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt. Als Orientierungshilfe sind zusätzlich gestrichelte Linien für die konstanten Werte* 0,6 *und* 1 *der Variablen* y *eingezeichnet.*

3.2.1 Kinematische Schnitte

Im folgendem werden die Schnitte auf die Größen beschrieben, durch die die Kinematik eines jeden Ereignisses festgelegt wird.

- Mit abnehmender Energie $E_e{}'$ des gestreuten Positrons steigt die Anzahl der Untergrundereignisse aus Photoproduktionsprozessen stark an. Mit dem Selektionsschnitt

  $$E_e{}' > 11\,\mathrm{GeV}$$

  wird der größte Teil der Photoproduktionsereignisse unterdrückt. Ein weiterer Grund für die Wahl dieses Energiewertes liegt in der Effizienz des BEMC-Triggers $\mathrm{BSET}_{\mathrm{CL2}}$, der in den verwendeten Subtrigger S_0 eingeht (siehe Abschnitt 2.3.1). Die Effizienz des Triggers hängt von der Energie des gestreuten Positrons ab und für tiefinelastische Ereignisse beträgt sie oberhalb der gewählten Energieschwelle nahezu 100% [H196c].

- Der Polarwinkelbereich θ_e des gestreuten Positrons wird durch einen Schnitt auf

  $$156^\circ < \theta_e < 173^\circ$$

  eingeschränkt. Damit wird sichergestellt, daß nur Ereignisse mit dem gestreuten Positron im Akzeptanzbereich des BEMC und der BPC selektiert werden.

- Der Schnitt auf die Skalenvariable y, die im Laborsystem den relativen Energieverlust des Positrons angibt, dient der Vermeidung des kinematischen Bereiches, in dem die Auflösung der Elektron-Methode zu schlecht wird. Von ihr wird hier

  $$y > 0{,}15$$

  gefordert.

- Die Wahl großer negativer Viererimpulsübertragsquadrate mit Hilfe des Selektionsschnittes

  $$Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$$

  sorgt für eine sichere Abgrenzung zu den Photoproduktionsereignissen, die sich durch $Q^2 \to 0$ auszeichnen.

Die Grenzen der erläuterten kinematischen Schnitte sind in Abb. 3.1 zu sehen. Die nach den Schnitten (einschließlich der im folgenden erläuterten technischen Schnitte) verbleibenden 3659 tiefinelastischen Ereignisse sind darin als Punkte kenntlich gemacht. Sie werden von den als durchgezogene Linien dargestellten Schnitten eingegrenzt.

3.2.2 Technische Schnitte

Hier werden die technischen Schnitte beschrieben, die auf die Topologie des Positron-Kandidaten, sowie auf Ereignis-spezifische Größen angewandt werden.

Schnitt auf den energiegewichteten Cluster-Radius des gestreuten Positrons

Die charakteristische transversale Ausdehnung eines Hadronschauers ist grundlegend verschieden von der eines Positronschauers. Während Schauer, die von Positronen induziert wurden, durch den Molière-Radius des BEMC von 3,4 cm charakterisiert werden können, sind hadronische Schauer durch die nukleare Wechselwirkungslänge, die beim BEMC um gut eine Zehnerpotenz größer ist, bestimmt. Damit kann die transversale Ausdehnung der Schauer zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Positronen herangezogen werden.

Als charakteristische Größe für die transversale Schauerausdehnung des Positron-Kandidaten wird der energiegewichtete Cluster-Radius ECRA[1], für den

$$\mathrm{ECRA} = \frac{1}{E_{\mathrm{Cluster}}} \sum_{j=1}^{N_{\mathrm{Dioden}}} E^{j}_{\mathrm{Diode}} \sqrt{(x_s - x_j)^2 + (y_s - y_j)^2}$$

gilt, eingeführt. Dabei geben x_j und y_j den Ort der Photodiode an, mit deren Hilfe die Energie E^{j}_{Diode} rekonstruiert wurde. x_s und y_s geben den Schwerpunkt des Clusters mit der Energie E_{Cluster} an. Sein Schwerpunkt ergibt sich aus dem energiegewichteten Mittelwert der geometrischen Mittelpunkte der ihm zugeordneten Module. Der Schnitt auf den energiegewichteten Cluster-Radius

$$\mathrm{ECRA} < 5\,\mathrm{cm}$$

unterdrückt einen großen Anteil von Photoproduktionsereignissen bei einer Selektionseffizienz von über 99% [Spi97].

Schnitt auf das Abstandsmaß d_{BPC}

Eine weitere Verminderung des Untergrundes kann durch die Forderung erreicht werden, daß ein Signal in der BPC in der Nähe des Cluster-Schwerpunktes eines potentiellen Positrons im BEMC liegt. Neutrale Hadronen, die einen Positronkandidaten bilden, erzeugen kein Signal in der BPC. Ähnlich verhält es sich bei Photonen aus π^0-Zerfällen. Sie verfügen über einen kleinen Cluster-Radius und verursachen in der BPC nur dann ein Signal, wenn sie vor Erreichen des BEMC in ein e^+e^--Paar zerfallen. Allerdings können aus den Schauern neutraler Teilchen geladene Teilchen in die BPC zurückgestreut werden und dort ein Signal erzeugen.

Zur Reduktion des Untergrundes wird der minimale Abstand d_{BPC} aller Signale in der BPC von der Verbindungslinie zwischen dem Cluster-Schwerpunkt und dem Wechselwirkungspunkt definiert. In Photoproduktionsereignissen, in denen neutrale Hadronen und Photonen als Positron-Kandidaten selektiert werden, sind große Abstände d_{BPC} wahrscheinlicher als für gestreute Positronen in tiefinelastischen Ereignissen. Der Schnitt

$$d_{\mathrm{BPC}} < 5\,\mathrm{cm}$$

kann so einen Teil des Untergrundes aus der Photoproduktion bei einer Effizienz von fast 100% für tiefinelastische Ereignisse eliminieren.

---

[1] **E**nergie weighted **C**luster **Ra**dius

Schnitt auf die BPC-Koordinate des Positrons

Für die inneren Module des BEMC – mit dreieckigem Querschnitt, direkt am Strahlrohr – ist die Energierekonstruktion des vom Positron ausgelösten Schauers häufig nicht befriedigend, weil die Schauer nicht vollständig vom Kalorimeter absorbiert werden. Deshalb und weil der für diesen Teil des Kalorimeters zuständige Trigger während der Datennahmeperiode 1994 nur zeitweise aktiv war, wird dieser Teil des Kalorimeters von der Analyse ausgenommen. Der Ausschluß der Kalorimetermodule wird durch den Schnitt

$$\max(|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|) > 16\,\mathrm{cm}$$

auf die Koordinaten x_{BPC}, y_{BPC} des dem Cluster zugeordneten BPC-Signals erreicht. Auch in den Bereichen des BEMC, in denen zwei dreieckige Module mit ihren Ecken aneinanderstoßen, ist die Rekonstruktion der Schauerenergie nicht zufriedenstellend. Ereignisse, mit dem gestreuten Positron in diesen Bereichen, werden durch den zusätzlichen Schnitt

$$\sqrt{x^2_{\mathrm{BPC}} + y^2_{\mathrm{BPC}}} > 18\,\mathrm{cm}$$

verworfen.

Die Polarwinkelakzeptanz wird durch die Schnitte auf die BPC-Koordinate des Positrons in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ eingeschränkt. Vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus betrachtet ergibt sich die größte Akzeptanz von $\theta < 173{,}5^\circ$ für die Azimutalwinkel $\phi = 0^\circ$, 90°, 180° und 270° sowie im Bereich von ungefähr $\pm 30^\circ$ um diese. Die absolut kleinste Akzeptanz von $\theta < 171^\circ$ wird bei den Azimutalwinkeln $\phi = 45^\circ$, 135°, 225° und 315° erreicht.

Schnitt auf den Ereignisvertex

Die Protonen sind in den Paketen des Protonstrahls in Richtung der z-Achse gaußförmig verteilt. Ihre Breite beträgt ungefähr 11 cm. Die Ausdehnung der Positronpakete ist dagegen deutlich kleiner. Dadurch finden die Ereignisse nicht nur am nominellen Wechselwirkungspunkt statt, sondern sie sind gaußförmig um diesen in z-Richtung verteilt. Untergrundereignisse aus Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit Restgas-Atomen oder der Strahlrohrwand sind hingegen für alle z-Positionen gleichwahrscheinlich. Somit kann durch einen Schnitt auf den Ereignisvertex der Untergrund vermindert werden. Dazu kommt, daß eine möglichst genaue Kenntnis des Ereignisvertex erforderlich ist, um den Streuwinkel des Positrons zu bestimmen und damit die kinematischen Variablen x und Q^2 möglichst präzise zu berechnen. Aus diesen Gründen wird auf die z-Position des Ereignisvertex geschnitten. Die Schnittgrenzen sind durch

$$-25\,\mathrm{cm} < z_{\mathrm{Vertex}} < 35\,\mathrm{cm}$$

gegeben. Sie sind nicht symmetrisch um den nominellen Wechselwirkungspunkt angeordnet, da für die Datennahmeperiode 1994 die z-Position des Ereignisvertex im Mittel nicht bei 0 cm, sondern bei +5 cm lag.

Schnitt auf $\sum_i E_i - p_{z,i}$

Für den Anfangzustand mit dem einlaufenden Proton (P) und dem Positron (e) gilt unter Vernachlässigung der Teilchenmassen für die Summe der Teilchenenergien abzüglich deren Impulskomponente in z-Richtung

$$\sum_{i=\mathrm{P},e} E_i - p_{z,i} = 2E_e \quad .$$

Im Endzustand läuft die Summe über alle Signale im Detektor und dort sollte sie ebenfalls gleich der doppelten Positronenergie $2E_e = 55\,\mathrm{GeV}$ sein. Während bei tiefinelastischen Ereignissen die Summe dicht um den erwarteten Wert von 55 GeV gestreut ist, zeigt die Summe bei Photoproduktionsereignissen eine breitere Streuung um erheblich niedrigere Werte, da hier das Positron den Detektor durch das Strahlrohr verläßt. Der Schnitt auf $\sum_i E_i - p_{z,i}$ ermöglicht somit die Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen. Die gewählten Schnittgrenzen von

$$35\,\mathrm{GeV} < \sum_i E_i - p_{z,i} < 70\,\mathrm{GeV}$$

verfügen über eine hohe Effizienz für tiefinelastische Ereignisse bei gleichzeitiger Unterdrückung eines erheblichen Anteils der Photoproduktionsereignisse. Ebenso verwirft der Schnitt Ereignisse, bei denen das Positron bereits vor der Wechselwirkung mit dem Proton ein Photon hoher Energie abstrahlt, das den Detektor durch das Strahlrohr verläßt.

3.3 Selektion der Jets

Nachdem die tiefinelastischen Ereignisse vorselektiert worden sind, können die Jets mit Hilfe der Jetalgorithmen bestimmt werden. Deren Anwendung wird im folgenden ausführlich erklärt.

Die kombinierten Objekte

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist auf alle Teilchen außer nicht nachweisbare Neutrinos und Myonen, die im Normalfall nur geringfügig im Kalorimeter absorbiert werden, sensitiv. Somit können die Energiedepositionen im Kalorimeter mit den dazugehörigen Richtungen vom Wechselwirkungspunkt aus zur Identifikation von Jets herangezogen werden. Die Massen der ursprünglichen Teilchen werden dabei vernachlässigt.

Hadronen mit Energien von $\lesssim 1\,\mathrm{GeV}$ erzeugen kein Signal im Kalorimeter. Dieses Schwellenverhalten ist auf einen Schnitt bei der Rekonstruktion der Kalorimeter-Signale gegen das Rauschen des Detektors zurückzuführen. Zur Veringerung dieser Verluste werden zusätzlich die Informationen aus dem Spurkammersystem genutzt. Dazu werden den Jetalgorithmen neben den Vierervektoren der Kalorimeter-Cluster auch noch die Vierervektoren der Spuren zur Verfügung gestellt. Alle Vierervektoren von Spuren mit Impulsen kleiner 350 MeV werden unmittelbar bereitgestellt, während die Vierervektoren von Spuren mit Impulsen größer 350 MeV zuvor auf einen Impuls von 350 MeV skaliert werden [Kni97]. Während die unmittelbar zur Verfügung gestellten Vierervektoren den Signalverlust von Teilchen mit niedrigem Impuls, die möglicherweise kein Signal im Kalorimeter erzeugen, auffangen sollen, kompensieren die skalierten Vierervektoren Energieverluste hochenergetischer Teilchen vor Erreichen des Kalorimeters.

Durch dieses Vorgehen kann die doppelte Berücksichtigung hadronischer Energien weitgehend vermieden werden und es konnte gezeigt werden [Spi97], daß hierdurch eine verbesserte Rekonstruktion von Jet-Energien erzielt wird. Die den Jetalgorithmen zur Verfügung gestellten Objekte, bestehend aus den Vierervektoren der Kalorimeter-Cluster sowie der Spuren, werden als kombinierte Objekte bezeichnet.

Anwendung der Jetalgorithmen

Beide vorgestellten Jetalgorithmen werden auf die in das Breit-System geboosteten Spuren und Cluster angewendet. Der dafür notwendige Boostvektor ergibt sich aus der Ereigniskinematik, die mittels der Elektronmethode bestimmt worden ist.

1. Der Konus-Jetalgorithmus wird mit den bereits in Abschnitt 1.4 erläuterten Parametern
   - $R = 1$ bzw. $R = 0{,}7$
   - $f = 0{,}75$
   - $E_{\perp\mathrm{min}} = 5\,\mathrm{GeV}$

   benutzt.
2. Der $k_\perp$-Jetalgorithmus wird mit dem einzigen Parameter $R = 1$ verwendet.

Selektion der Jet-Ereignisse

An die Ereignisse wird neben den Auswahlkriterien für tiefinelastische Streuereignisse noch die Forderung gestellt, daß mindestens zwei Jets mit einer Transversalenergie von $E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\,\mathrm{GeV}$ produziert worden sind. Dadurch wird der Phasenraum der Jet-Ereignisse auf den perturbativ zugänglichen Bereich eingeschränkt. Die beiden Jets mit den höchsten transversalen Jet-Energien im Breit-System müssen in einem Pseudorapiditäts-Bereich des Laborsystems von

$$-1 < \eta_{\mathrm{Lab}} < 2 \quad ,$$

entsprechend in einem Polarwinkelbereich von $15{,}4^\circ < \theta < 139{,}6^\circ$ liegen. Damit wird sichergestellt, daß die beiden Jets, die in die Analyse eingehen, möglichst vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter enthalten sind.

Ein Ereignis, das den kinematischen und technischen Schnitten, sowie den Auswahlkriterien der Jet-Ereignisse genügt, ist in Abb. 3.2 mit den dazugehörigen kinematischen

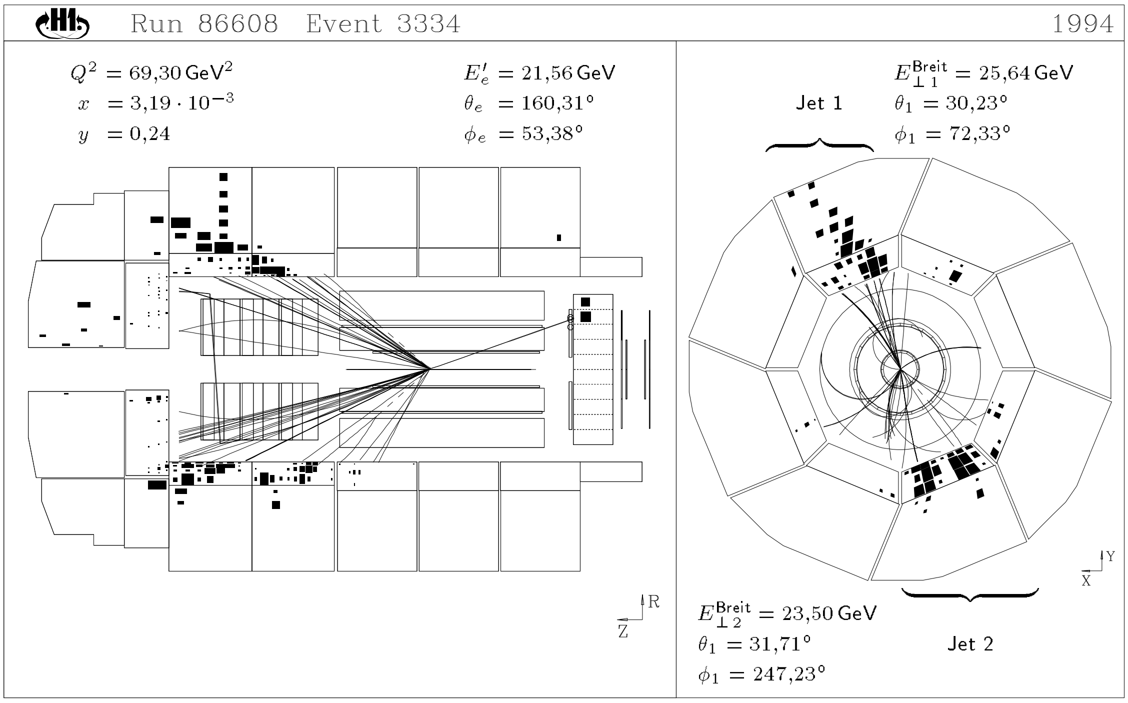

Abbildung 3.2: *Selektiertes Ereignis mit zwei Jets im Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem gestreuten Positron im BEMC. Die mit der Elektronmethode bestimmten kinematischen Variablen sind oben links zu sehen.*

Variablen und Jet-spezifischen Größen dargestellt. Zur Ermittlung der Jet-spezifischen Größen wurde in diesem Fall der invariante $k_\perp$-Jetalgorithmus verwendet. Es sind deutlich die Spuren und die Kalorimeter-Cluster zu erkennen, aus denen der Algorithmus zwei Jets mit ihren charakteristischen Größen rekonstruiert hat.

3.4 Verteilungen charakteristischer Jetgrößen

Nachdem alle Schnitte behandelt worden sind, können die Verteilungen einiger Jetgrößen aus den selektierten Ereignissen betrachtet werden. Abb. 3.3 und Abb. 3.4 zeigen jeweils die Verteilungen einiger Größen für den inklusiven $k_\perp$- und den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$. Sämtliche Verteilungen sind auf eins normiert, damit die Formen der Daten-Verteilungen mit Monte-Carlo-Vorhersagen verglichen werden können. In die Histogramme eingetragen sind die Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten und der Detektorsimulationen der zur Korrektur verwendeten Monte-Carlo-Modelle LEPTO und ARIADNE.

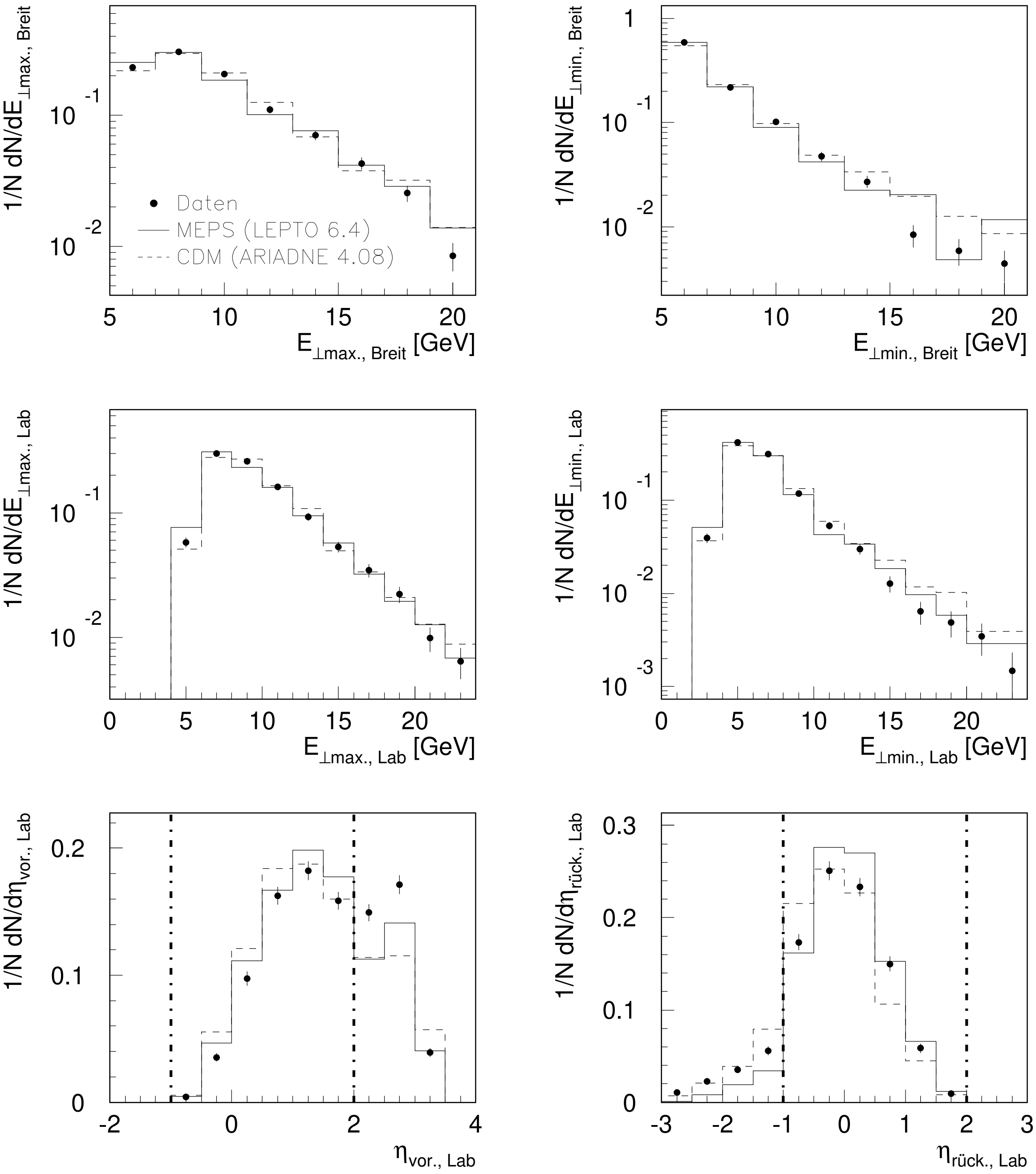

Abbildung 3.3: *Einige Größen der nach den Schnitten mit dem $k_\perp$-Jetalgorithmus gefundenen Jets. In allen Histogrammen sind die Daten als Punkte sowie die Detektorsimulationen der Monte-Carlo-Modelle LEPTO und ARIADNE jeweils mit einer durchgezogenen, bzw. gestrichelten Linie gekennzeichnet.*

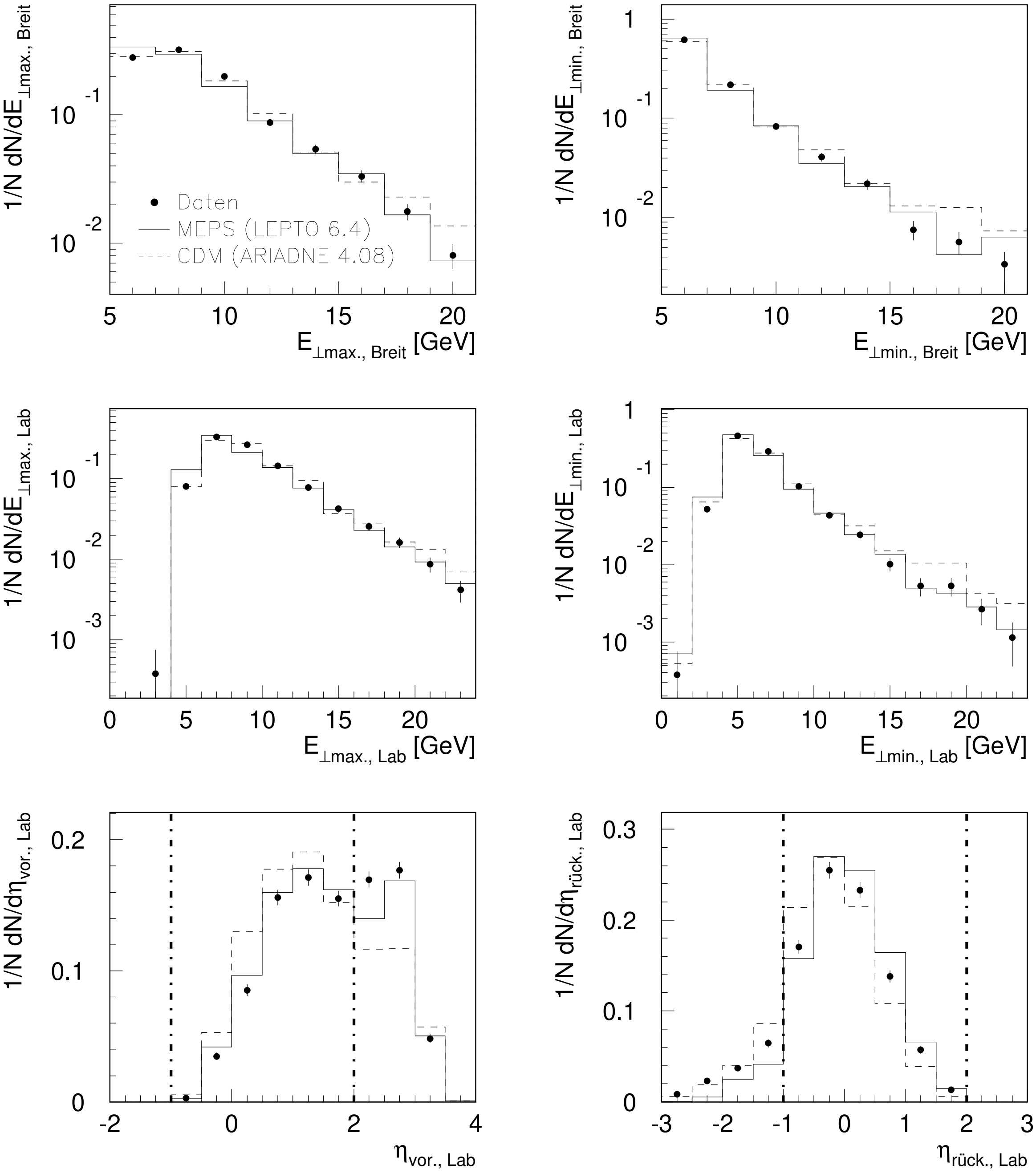

Abbildung 3.4: *Einige Größen der Jets nach den Schnitten für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$. Die Detektorsimulation der Monte-Carlo-Modelle MEPS und CDM sind zum Vergleich mit den Daten eingezeichnet.*

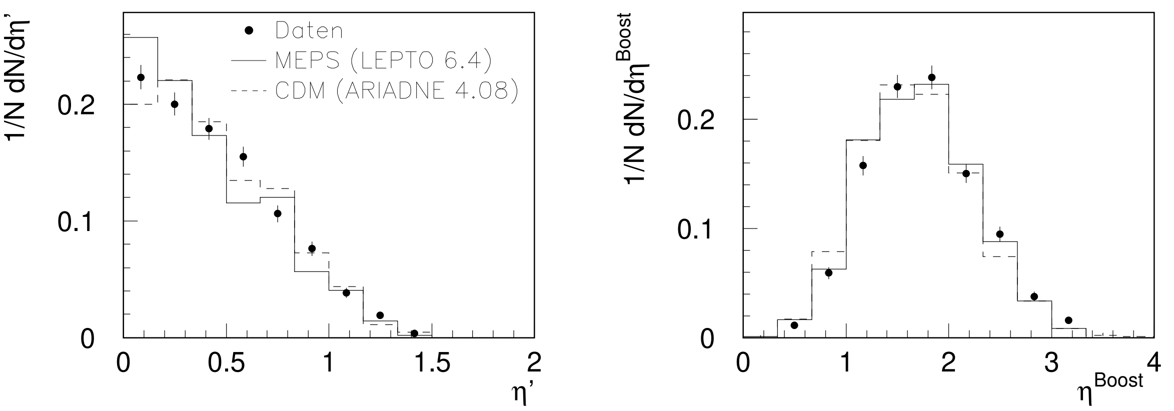

Abbildung 3.5: *Einige Kontrollgrößen im Breit-System. Die Jets wurden vom $k_\perp$-Jetalgorithmus geliefert; die Größen sind für die Daten und die beiden Monte-Carlo-Modelle MEPS und CDM eingezeichnet.*

Oben sind die Transversalenergien im Breit-System der Jets mit dem höchsten $E_\perp$ (links) und dem zweithöchsten $E_\perp$ (rechts) zu sehen. In der Mitte befinden sich die entsprechenden Verteilungen der transversalen Jet-Energien im Laborsystem. Diese transversalen Jet-Energien werden, nachdem die Jets im Breit-System mit dem Jetalgorithmus ermittelt wurden, durch einen Boost der Jet-Vierervektoren in das Laborsystem gewonnen. Unten sind die Pseudorapiditäten im Laborsystem der beiden Jets dargestellt. Links ist die Pseudorapidität des sich weiter vorne im Detektor befindlichen Jets zu sehen. Hier wurden alle Schnitte angewendet bis auf den Schnitt in η_{Lab} auf den vorderen Jet selbst. Dafür sind die Schnittgrenzen von $-1 < \eta_{\mathrm{Lab}} < 2$ eingetragen. Es ist deutlich ein Überschuß der Daten über die Vorhersagen der Monte-Carlo-Modelle für $\eta_{\mathrm{Lab}} > 2$ zu sehen. Dieser hat jedoch keinen Einfluß auf die Analyse, da die rechte Schnittgrenze auf $\eta_{\mathrm{Lab}} = 2$ festgesetzt ist. Rechts ist die Pseudorapidität des weiter in den rückwärtigen Bereich des Detektors tendierenden Jets abgebildet. Hier wurden alle Schnitte angewendet außer dem Schnitt in η_{Lab} auf den hinteren Jet selbst. Jenseits der rechten Schnittgrenze sind keine Einträge mehr zu finden.

Als letztes sollen hier noch exemplarisch für den $k_\perp$-Jetalgorithmus zwei Verteilungen von Ereignisvariablen betrachtet werden, die im Zusammenhang mit dem Breit-System eingeführt wurden (Gleichungen (1.3) und (1.4)). Das linke Histogramm in Abb. 3.5 zeigt die Verteilung von η', die typischerweise von $\eta' = 0$ zu größeren Werten hin stark abfällt. Rechts ist die Verteilung von η^{Boost} zu sehen, die den Mittelwert der Pseudorapiditäten der beiden Jets im Breit-System wiedergibt. Für den Konus-Jetalgorithmus sind die Verteilungen von η' und η^{Boost} im Anhang, Abb. A.1 gezeigt.

Insgesamt werden die Formen der Daten-Verteilungen innerhalb der Schnittgrenzen gut von den Monte-Carlo-Modellen beschrieben. Dies trifft für die beiden hier gezeigten Jetalgorithmen, als auch für den im Anhang A aufgeführten Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$ zu. Damit ist eine Grundvoraussetzung für die Korrektur der Daten mit Hilfe der betrachteten Monte-Carlo-Modelle erfüllt.

4

Studien zur internen Jet-Struktur

Zur genaueren Untersuchung der internen Jet-Struktur im $E_\perp$-η-Phasenraum des Breit-Systems werden die Daten in zwei $E_\perp$-Bins und diese jeweils in drei η-Bins eingeteilt. Die Einteilung wurde so gewählt, daß bei einer möglichst hohen Schnittgrenze zwischen den beiden $E_\perp$-Bereichen in dem Bin mit niedrigster Statistik noch genügend Jets anzutreffen sind, um im Gesamtfehler nicht vom statistischen Fehler der Daten dominiert zu sein. Die Einträge in den einzelnen Bins sind in Tabelle 4.1 zu sehen. Der Konus-Jetalgorithmus mit einem Radius von $R = 1$ findet mit 5314 Jets mehr als der invariante $k_\perp$-Jetalgorithmus mit einer totalen Anzahl von 4090 Jets. Die wenigsten Jets findet der Konus-Jetalgorithmus mit einem Radius von $R = 0{,}7$. Es ist offensichtlich, daß bei diesem Jetalgorithmus weniger potentielle Jetkandidaten die Bedingung $E_\perp > 5\,\mathrm{GeV}$ im Breit-System erfüllen als beim gleichen Algorithmus mit größerem Konusradius $R = 1$.

Bin	$5 < E_\perp < 8$ GeV			$E_\perp > 8$ GeV		
	$\eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.2$	$\eta > 2.2$	$\eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.2$	$\eta > 2.2$
Jetalgorithmus	**Anzahl der Jets**					
KTCLUS ($k_\perp$)	1034	626	592	660	614	564
PXCONE (R=1)	1459	918	846	737	721	633
PXCONE (R=0,7)	911	573	546	495	479	410

Tabelle 4.1: *Anzahl der selektierten Jets in den einzelnen Bins der $E_\perp$-η-Ebene im Breit-System für alle benutzten Jetalgorithmen.*

4.1 *Die Observablen*

In Abb. 4.1 ist die Observable Jet-Shape $\Psi(r)$ der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten (Punkte) im Vergleich zu den Monte-Carlo-Vorhersagen der simulierten Detektorantwort (durchgezogene Linie) und des generierten hadronischen (gestrichelte Linie) sowie partonischen (gepunktete Linie) Endzustandes gezeigt. Die Jets der mit dem Detektor genommenen Daten sowie der generierten und rekonstruierten Ereignisse des Monte-Carlo-Generators LEPTO sind von dem CONE-Algorithmus mit $R = 1$ geliefert

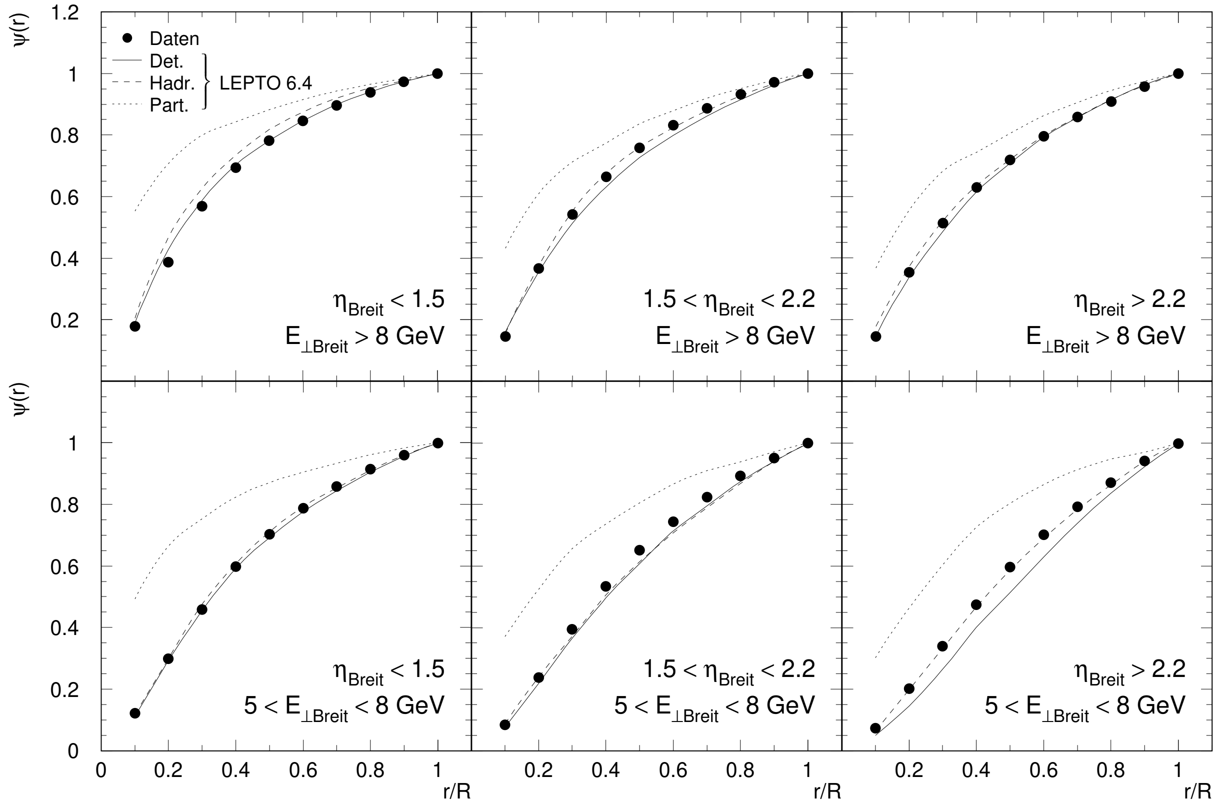

Abbildung 4.1: *Die Jet-Shape der selektierten Daten und des Monte-Carlo-Modells MEPS von LEPTO in den verschiedenen Bins der $E_\perp$-η-Ebene im Breit-System für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$. Für die Daten sind die statistischen Fehler eingetragen, aber wegen ihrer Kleinheit nicht zu sehen.*

worden. Oben befinden sich die Bins mit hoher Transversalenergie, unten die mit niedriger. Von links nach rechts sind die Bins in einen rückwärtigen, einen intermediären und einen vorderen Pseudorapiditätsbereich eingeteilt. Jedes, der durch die Einteilung in sechs Bins hervorgegangenen Histogramme, ist in zehn Radius-Bins eingeteilt. An der Ordinate ist die Observable $\Psi(r)$ in Abhängigkeit von dem Radius r abgetragen, der den Konus um die Jet-Achse bestimmt, innerhalb dessen die transversale Jet-Energie aufsummiert wird. Damit sich die Skala an der Abszisse nicht für verschiedene Konusradien R verändert, ist dort die normierte Größe r/R abgetragen.

Die statistischen Fehler der Daten sind so gering, daß sie nicht aus den Punkten herausragen. Die Jet-Shapes der einzelnen Monte-Carlo-Vorhersagen sind ohne Fehler dargestellt. Ihre Fehler sind durch die Monte-Carlo-Statistik begrenzt und liegen in der Größenordnung der statistischen Datenfehler. Die in Richtung der Abszisse abgetragene Größe r/R ist nicht fehlerbehaftet, da sie festgelegte Werte annimmt. Je stärker die Jet-Shape zur oberen linken Ecke des Histogramms hin gebogen ist, desto enger ist im Mittel die Transversalenergie der Jets um ihre Achse verteilt.

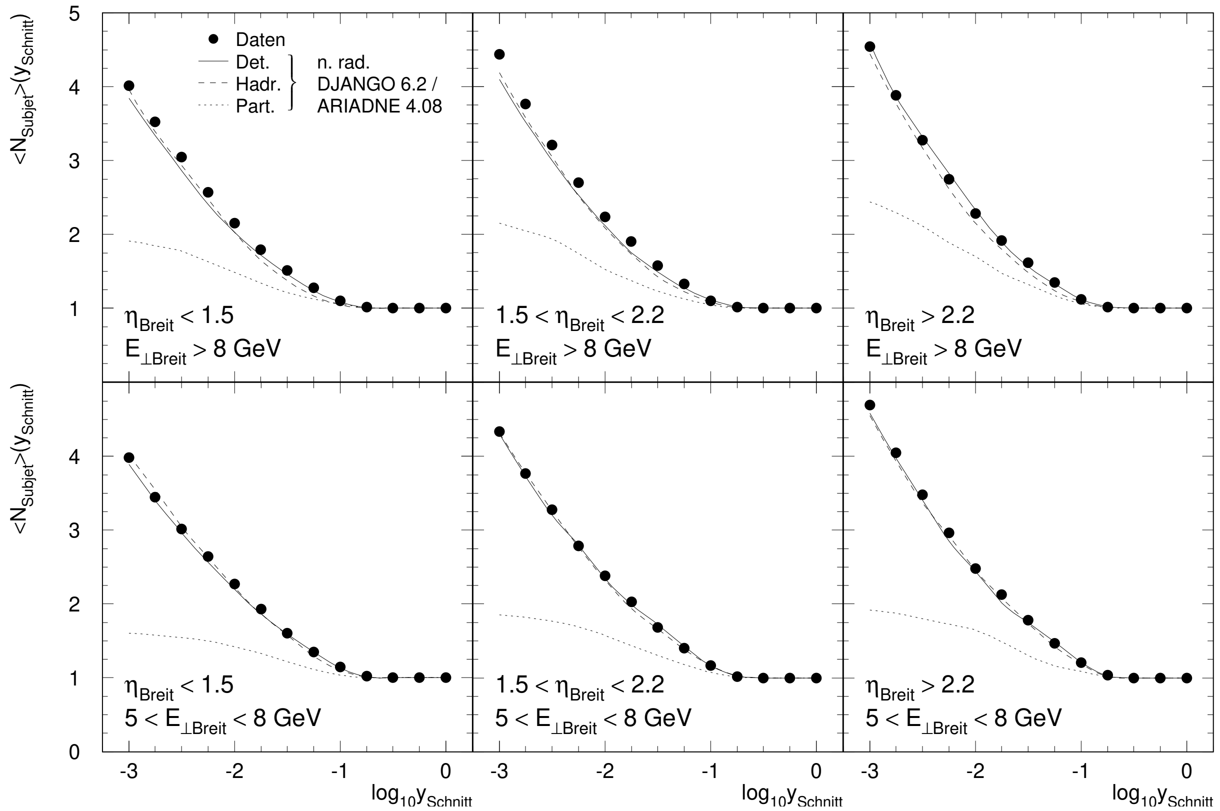

Abbildung 4.2: *Die Subjet-Multiplizität der Daten und der Vorhersagen des Monte-Carlo-Modells CDM von ARIADNE für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Die Daten sind mit ihren statistischen Fehlern versehen.*

Während die Jet-Shapes der simulierten Detektorantwort (Det.) und des generierten hadronischen Endzustandes (Hadr.) des Monte-Carlo-Generators LEPTO nur geringfügig von derjenigen der Daten abweichen, zeichnet sich der generierte partonische Endzustand (Part.) von LEPTO durch sehr kollimierte Jets aus. Dies ist zu erwarten, da die Jets durch die Hadronisierung verbreitert werden. Für den gleichen Jetalgorithmus mit Konusradius $R = 0{,}7$ und dem $k_\perp$-Jetalgorithmus sehen die Jet-Shapes ähnlich aus (siehe Anhang, Abb. B.3).

Die Observable Subjet-Multiplizität ist exemplarisch in Abb. 4.2 für den Monte-Carlo-Generator ARIADNE im Vergleich zu den Daten gezeigt. Die Observable steht nur für den $k_\perp$-Jetalgorithmus zur Verfügung und ist im Anhang, Abb. B.2 oben noch für die Daten im Vergleich zu den Vorhersagen des Monte-Carlo-Modells MEPS von LEPTO aufgeführt. Die sechs Bins in der $E_\perp$-η-Ebene sind genauso angeordnet wie zuvor. Jedes Histogramm ist in 13 Bins mit von links nach rechts zunehmenden Werten des Auflösungsparameters y_{Schnitt} eingeteilt. Der Wertebereich läuft über vier Größenordnungen und ist in einer logarithmischen Darstellung von $\log_{10} y = -3$ bis $\log_{10} y = 0$ aufgetragen. Für höhere y_{Schnitt}-Werte nimmt die Anzahl der Subjets ab, bis bei einem Wert von $y_{\mathrm{Schnitt}} = 1$

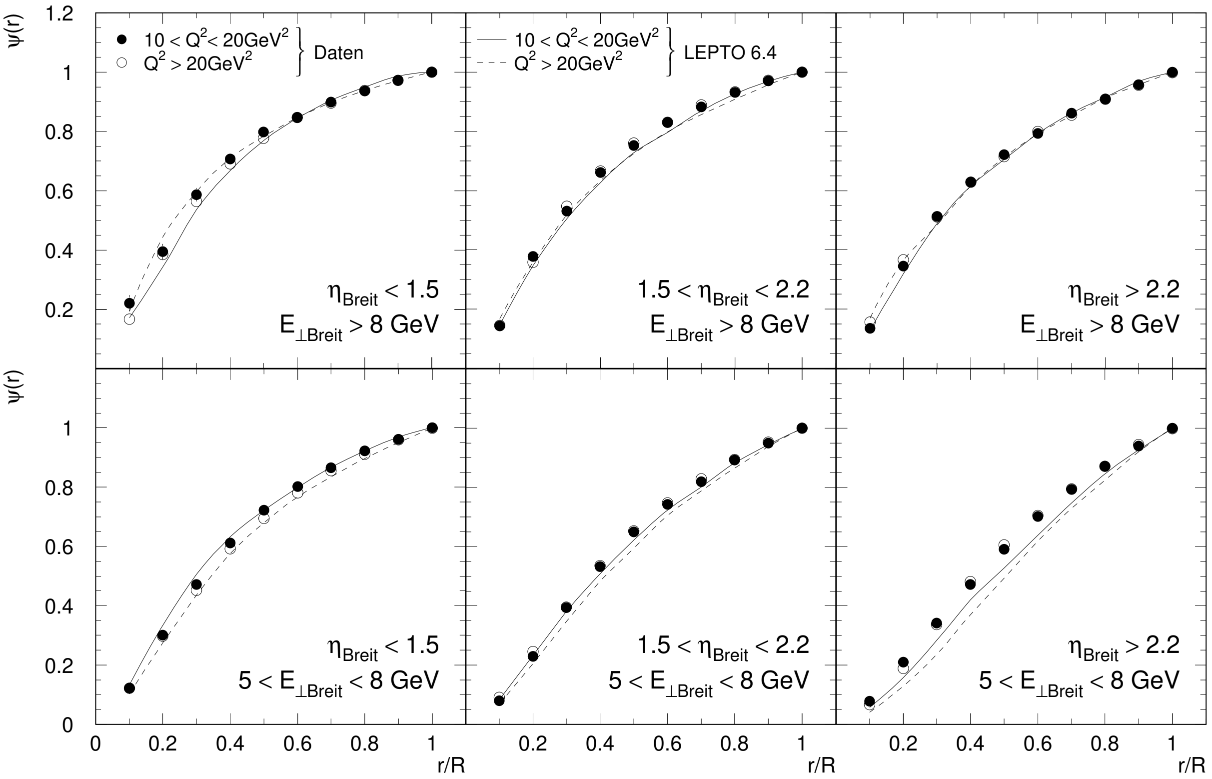

Abbildung 4.3: *Jet-Shape der Daten mit ihren statistischen Fehlern und des Monte-Carlo-Modells MEPS von LEPTO für dem Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$. Die Observable ist in zwei Q^2-Bins eingeteilt.*

nur noch der ursprüngliche Jet selbst übrigbleibt. Die Subjet-Multiplizitäten in den drei rechten Bins sind der Vollständigkeit halber eingetragen, sie nehmen exakt den Wert $\langle N_{\text{Subjet}}\rangle(y_{\text{Schnitt}}) = 1$ an. Das liegt daran, daß die Ungleichung (1.6) für die Separation zweier Subjets am ehesten erfüllt ist, wenn der Term $\min(E_{\perp i}^2, E_{\perp j}^2)$ am größten ist. Dies ist der Fall, wenn $E_{\perp i} = E_{\perp j} = E_{\perp \text{Jet}}/2$ ist. Damit läßt sich die Ungleichung in der Form

$$\frac{\min(E_{\perp i}^2, E_{\perp j}^2)R_{ij}^2}{E_{\perp \text{Jet}}^2} = \frac{R_{ij}^2}{4} > y_{\text{Schnitt}}$$

schreiben. Der Öffnungswinkel R_{ij} kann hierbei maximal den Wert eins annehmen, da die beiden Subjets sonst bereits im vorherigen Rekombinationsschritt des Jetalgorithmus als separate Jets behandelt worden wären. Damit können erst für $y_{\text{Schnitt}} < \frac{1}{4}$, entsprechend bei $\log_{10} y_{\text{Schnitt}} \lesssim -0,6$ Subjets gefunden werden. Die Daten in den restlichen Bins sind mit ihren statistischen Fehlern, die wie zuvor wegen ihrer Kleinheit von den Datenpunkten verdeckt werden, versehen. Die Monte-Carlo-Vorhersagen für die Subjet-Multiplizitäten sind analog zu denen der Jet-Shape in verschiedenen Stricharten ohne Fehler dargestellt. Die Abwesenheit der Fehler in Richtung der Abszisse hat die gleiche Ursache wie in Abb. 4.1.

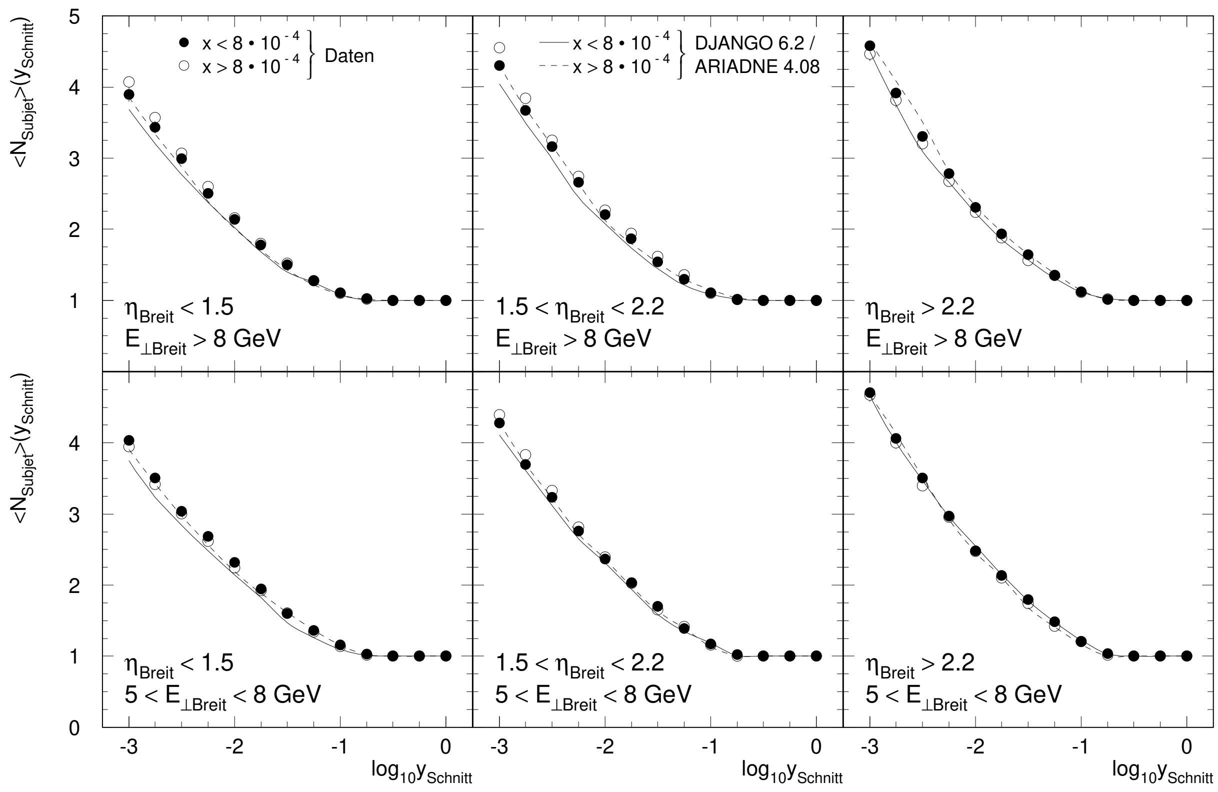

Abbildung 4.4: *Subjet-Multiplizität der Daten und des Monte-Carlo-Modells CDM von ARIADNE für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Die Observable ist in zwei x-Bins eingeteilt.*

Die Subjet-Multiplizität wird in jedem Bin bei einem exakt festgelegten $y_{\rm Schnitt}$-Wert ermittelt. Wie in der Abb. 4.2 zu sehen ist, nimmt die Subjet-Multiplizität zu kleineren $y_{\rm Schnitt}$-Werten hin für die einzelnen Monte-Carlo-Vorhersagen unterschiedlich zu. Während die Simulation der Detektorantwort und der generierte hadronische Endzustand, die sehr dicht an den Daten liegen, mit abnehmendem Schnittparameter stark ansteigen, zeichnet sich der generierte partonische Endzustand durch einen eher flachen Verlauf mit niedrigeren Subjet-Multiplizitäten auch bei kleineren $y_{\rm Schnitt}$-Werten aus.

Die Daten werden für beide Observablen, die Jet-Shape und die Subjet-Multiplizität gut von den Monte-Carlo-Vorhersagen mit simulierter Detektorantwort beschrieben.

4.2 Detektorsimulationen

Da für beide Observablen die Korrekturen für Detektor-Effekte klein sind, was an den kleinen Differenzen zwischen der simulierten Detektorantwort und dem generierten hadronischen Endzustand der Monte-Carlo-Generatoren zu erkennen ist (siehe Abb. 4.1

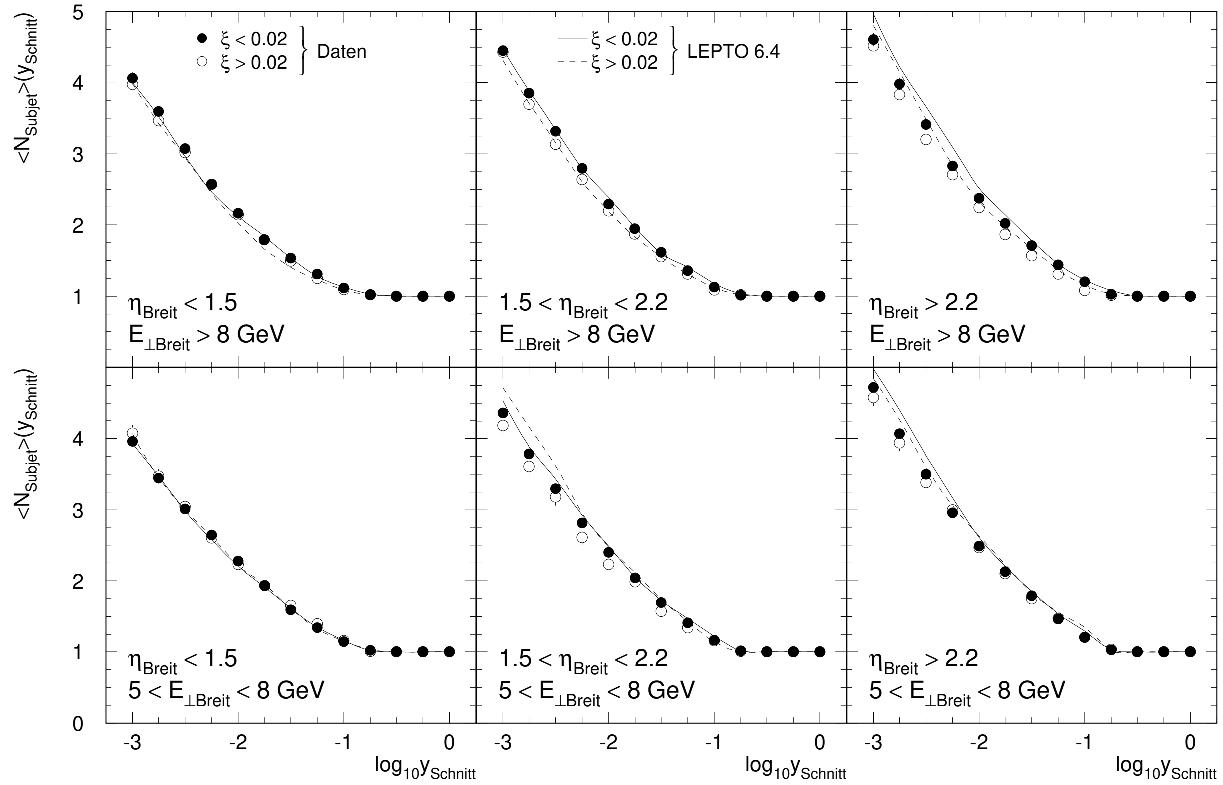

Abbildung 4.5: *Subjet-Multiplizität der Daten und der Detektorsimulation des Monte-Carlo-Generators LEPTO für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Die Observable ist in zwei ξ-Bins eingeteilt.*

und 4.2), werden im folgenden verschiedene Abhängigkeiten der Observablen der internen Jet-Struktur mittels der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten untersucht.

In dem hier untersuchten Bereich von $Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$ läßt sich keine signifikante Abhängigkeit der Observablen von Q^2 feststellen. In Abb. 4.3 ist dies für die Jet-Shape der Daten im Vergleich zu der simulierten Detektorantwort des Monte-Carlo-Generators LEPTO für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$ gezeigt. Die Einteilung des Phasenraums in zwei Q^2-Bins wurde so vorgenommen, daß im $E_\perp$-η-Bin mit der niedrigsten Statistik, diese annähernd halbiert wurde. Die leichten Fluktuationen der Detektorsimulation im oberen linken und unteren rechten Histogramm sind auf die geringe Statistik in diesen Bins zurückzuführen. Auch die Subjet-Multiplizität zeigt keine signifikante Q^2-Abhängigkeit (siehe Anhang, Abb. B.2 unten). Die Unabhängigkeit der Observablen von Q^2 gilt auch für die anderen Jetalgorithmen, wie im Anhang, Abb. B.4 gezeigt.

Auch von der Bjørken-Skalenvariablen x zeigen die Observablen keine signifikante Abhängigkeit. Dies ist in Abb. 4.4 am Beispiel der Subjet-Multiplizität für die Daten im Vergleich mit dem Monte-Carlo-Modell CDM von ARIADNE gezeigt. Kleine Diskre-

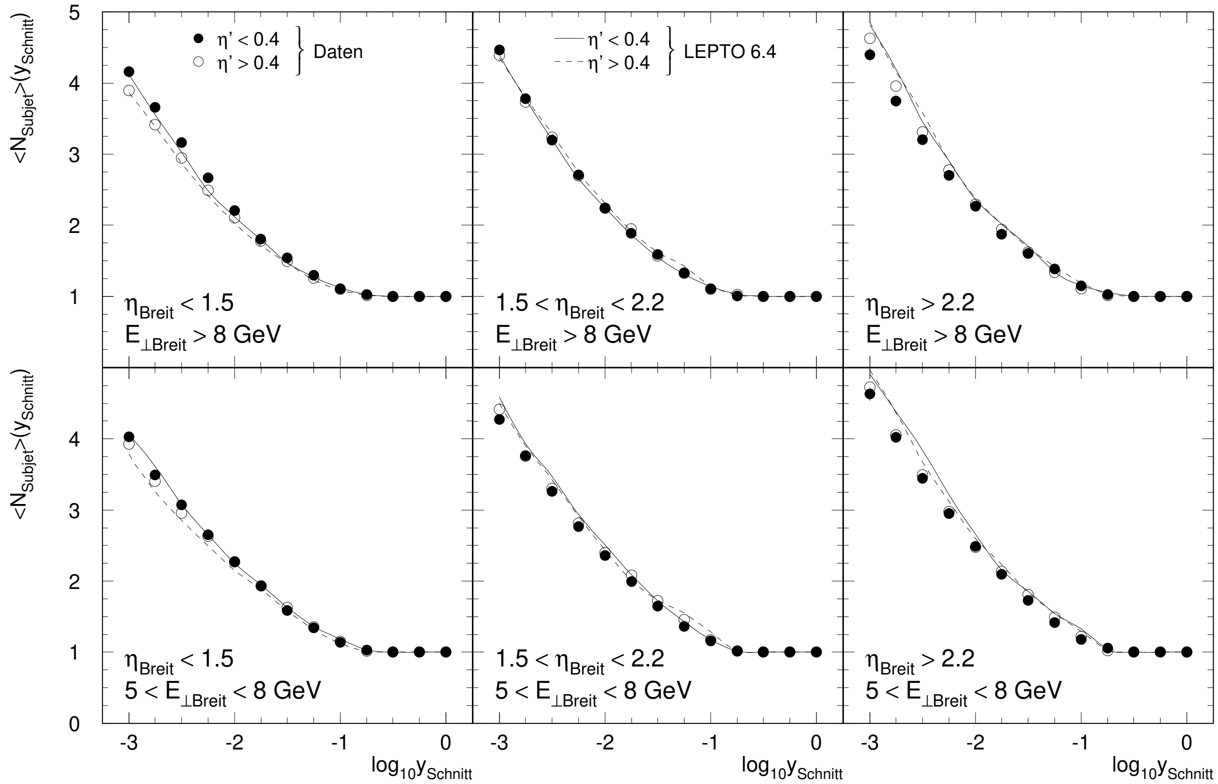

Abbildung 4.6: *Subjet-Multiplizität der Daten und der Detektorsimulation des Monte-Carlo-Generators LEPTO für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Die Observable ist in zwei η'-Bins eingeteilt.*

panzen zwischen den Subjet-Multiplizitäten der beiden x-Bins sind bei den niedrigsten y_{Schnitt}-Werten anzutreffen. Das ist allerdings nur in einigen $E_\perp$-η-Bins und dort nicht mit einheitlicher Tendenz der Fall. Die Unabhängigkeit der Jet-Shape von der Größe x ist im Anhang, Abb. B.5 gezeigt.

Die Subjet-Multiplizität ist auch noch auf eine mögliche Abhängigkeit von den beiden Größen $\eta' := \frac{|\eta_1^{\text{Breit}} - \eta_2^{\text{Breit}}|}{2}$ und $\xi := x\left(1 + \frac{m_{jj}^2}{Q^2}\right)$, wobei m_{jj} die invariante Masse des Zwei-Jet-Systems ist, hin untersucht worden. Dabei hat sich herausgestellt, daß die Observable kaum sensitiv auf die Einteilung des Phasenraums in zwei ξ-Bereiche ist (siehe Abb. 4.5). Ein ganz ähnliches Verhalten zeigt die Einteilung des Phasenraums in zwei η'-Bereiche. Wobei sich jedoch in den hohen $E_\perp$-Bins minimale Tendenzen andeuten (siehe Abb. 4.6). Während im linken Pseudorapiditäts-Bin mit $\eta_{\text{Breit}} < 1{,}5$ die Subjet-Multiplizitäten bei kleinen Schnittparametern y_{Schnitt} im Phasenraumbereich $\eta' < 0{,}4$ geringfügig höher liegen als im Bereich $\eta' > 0{,}4$, verschwinden die Unterschiede im mittleren Pseudorapiditäts-Bin und im vorderen Bin mit $\eta_{\text{Breit}} > 2{,}2$ kehrt sich die Abhängigkeit um. Die Detektorsimulation des Monte-Carlo-Generators kann diese Tendenzen allerdings nicht im rechten

Pseudorapiditäts-Bin reproduzieren.

Da die Abhängigkeiten von den untersuchten Ereignis-spezifischen Größen insgesamt sehr klein sind, wird im weiteren die Einteilung der Observablen der internen Jet-Struktur in $E_\perp$-η-Bins beibehalten.

4.3 Monte-Carlo-Studien

Die Untersuchung der internen Jet-Struktur anhand der im Rahmen dieser Analyse untersuchten Observablen gewährt einen Einblick in die Arbeitsweise der Modelle, die die Entwicklung der Jets vom elementaren Streuprozeß bis zu den im Detektor gemessenen Teilchen beschreiben. Dies soll hier mittels des Monte-Carlo-Modells MEPS, das näher an störungstheoretische QCD anlehnt als das Farbdipolmodell, demonstriert werden. Daneben werden auch technische Aspekte des Monte-Carlo-Modells betrachtet.

Definitionsbereich der Subjet-Multiplizität

Während bei der Jet-Shape die Grenzen der Radius-Bins, in denen die Observable aufgetragen wird, von vornherein auf $0 \leq r/R \leq 1$ festgelegt sind, ist bei der Subjet-Multiplizität die untere y_{Schnitt}-Grenze, bis zu der die Subjets in einem Jet aufgelöst werden sollen, nicht eindeutig festgelegt. Um eine vernünftige Grenze zu finden, ist die Betrachtung der Observablen über einen möglichst großen Bereich von y_{Schnitt}-Werten sinnvoll. Zu diesem Zweck sind in Abb. 4.7 die Daten im Vergleich zu den Monte-Carlo-Vorhersagen von LEPTO bis zu einem Auflösungsparameter von $y_{\mathrm{Schnitt}} = 10^{-9}$ abgetragen. Die Daten sowie die Detektorsimulation sind für zwei verschiedene Mengen von Vierervektoren, auf die der $k_\perp$-Jetalgorithmus angewendet wurde, eingetragen. Für die Menge der Vierervektoren der kombinierten Objekte sind die Daten als volle Punkte und die Detektorsimulation als durchgezogene Linie dargestellt. Für die Menge der Vierervektoren, die nur aus den Clustern des Flüssig-Argon-Kalorimeters gebildet worden ist, sind die Daten als offene Punkte und die Simulation der Detektorantwort als strichpunktierte Linie kenntlich gemacht. Zunächst ist festzustellen, daß die jeweiligen Detektorsimulationen des Monte-Carlo-Generators relativ dicht an den dazugehörigen Datenpunkten liegen. Zu geringeren Auflösungsparametern hin steigen die Subjet-Multiplizitäten stark an, bis sie bei extrem kleinen y_{Schnitt}-Werten in die Sättigung geraten, die für die Observablen aus den kombinierten Objekten durch $\langle N_{\mathrm{Subjet}} \rangle \simeq 15$ gegeben wird. Das gleiche Verhalten trifft auch für den generierten hadronischen Endzustand des Monte-Carlos zu, der allerdings zusammen mit den Daten und der Detektorsimulation, die nur aus den Clustern ermittelt wurden, bereits bei einer weitaus tieferen Subjet-Multiplizität von $\langle N_{\mathrm{Subjet}} \rangle \approx 11$ in die Sättigung geht. Der generierte partonische Endzustand hingegen erreicht die Sättigung, die mit Abstand bei den kleinsten Subjet-Multiplizitäten von $\langle N_{\mathrm{Subjet}} \rangle \simeq 2$ liegt, bereits bei recht hohen y_{Schnitt}-Werten. Aus den Subjet-Multiplizitäten im Sättigungsbereich kann geschlossen werden, daß das Monte-Carlo-Modell im Mittel zwei Schauerpartonen für jeden Jet generiert, die im Mittel zu ungefähr elf Hadronen fragmentieren. Im Detektor werden aber

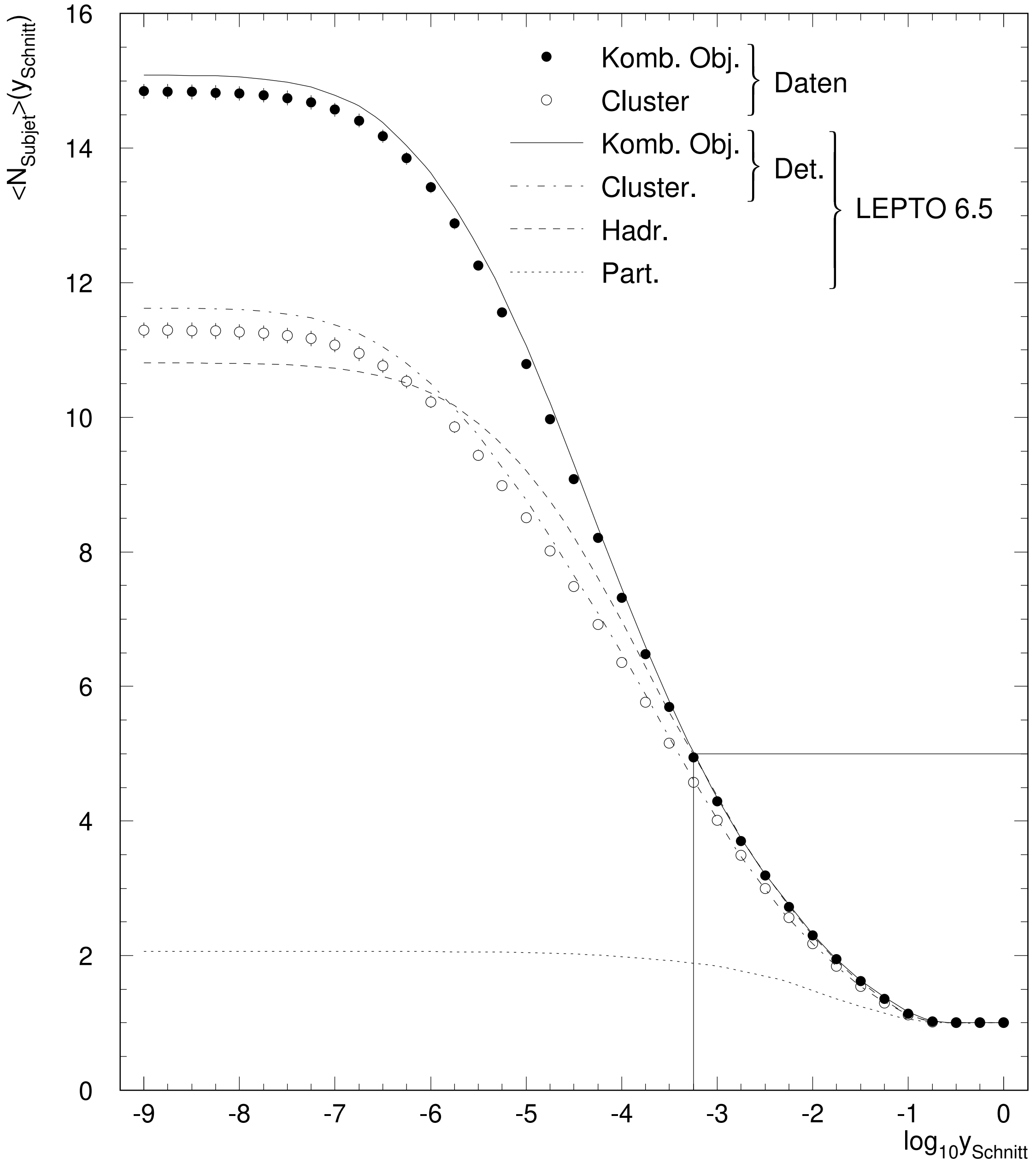

Abbildung 4.7: *Subjet-Multiplizität der Daten sowie der simulierten Detektorantwort und des generierten hadronischen und partonischen Endzustandes des Monte-Carlo-Generators LEPTO für den* $k_\perp$*-Jetalgorithmus bis zu einem minimalen Auflösungsparameter von* $y_{\text{Schnitt}} = 10^{-9}$*. Für die Daten sowie die simulierte Detektorantwort ist der Jetalgorithmus einmal nur auf die Cluster im Kalorimeter und einmal auf die kombinierten Objekte angewendet worden. Die Daten sind mit ihren statistischen Fehlern versehen.*

im Mittel annähernd 15 Objekte pro Jet gefunden. Daß die Observable bei den kleinsten Auflösungsparametern eine große Diskrepanz zwischen den Daten bzw. der Detektorsimulation aus den kombinierten Objekten und dem generierten hadronischen Endzustand zeigt, liegt an der Aufsummierung der Vierervektoren aus Spuren und Clustern, die die Separation von zwei Vierervektoren nach der Detektorsimulation ermöglicht, die von nur einem Vierervektor des generierten hadronischen Endzustandes stammen.

Der für die gesamte Analyse verwendete Bereich von $10^{-3} \leq y_{\text{Schnitt}} \leq 1$, ist in Abb. 4.7 durch das Quadrat unten rechts eingegrenzt. In ihm ist bereits zu erkennen, daß der generierte partonische Endzustand gegen einen oberen Grenzwert strebt. Die Korrektur von der simulierten Detektorantwort auf den generierten hadronischen Endzustand des Monte-Carlo-Modells ist für den ausgewählten Bereich von y_{Schnitt}-Werten sehr klein.

Unterschiede Quark- und Gluon-induzierter Jets

Bei den Observablen der internen Jetstruktur bietet es sich an zu untersuchen, ob bzw. wie sich Quark- von Gluon-induzierten Jets unterscheiden. Diese Studie wird hier mit dem Monte-Carlo-Generator LEPTO 6.5 und dem $k_\perp$-Jetalgorithmus durchgeführt. Die Untersuchung basiert darauf, daß die Information, ob ein Jet Quark- oder Gluon-induziert ist, aus dem Monte-Carlo-Generator extrahiert werden kann. Der Vergleich der Observablen beider Jet-Arten gibt dann Aufschluß über Unterschiede bzw. Ähnlichkeiten. Die generierten Ereignisse werden mit den gleichen Schnitten wie in Kapitel 3 selektiert. Zusätzlich werden genau zwei Partonen gefordert, die aus dem Matrixelement eines BGF- oder QCDC-Ereignisses stammen (siehe Abschnitte 1.1.3 und 1.3). Die beiden Jets des generierten partonischen Endzustandes werden wie folgt mit den Partonen des Matrixelementes in Beziehung gesetzt. Zuerst wird jedem Parton des Matrixelementes ein Jet willkürlich zugeordnet. So bilden sich zwei Paare von Vierervektoren, von denen ein jedes aus einem Parton des Matrixelementes und einem Jet besteht. Dann wird der Abstand R in der η-ϕ-Ebene der beiden Vierervektoren in einem Paar bestimmt. Die Abstände der beiden Paare von Vierervektoren werden summiert. Anschließend wird die Zuordnung der Jets zu den Partonen des Matrixelementes vertauscht und nach gleichem Schema die Summe der Abstände bestimmt. Endgültig werden die Jets den Partonen des Matrixelementes so zugeordnet, daß sich die kleinere Abstandssumme ergibt. Um zu große Abstandsmaße in beiden Paaren von Vierervektoren und damit falsche Zuordnungen zu vermeiden, wird außerdem gefordert, daß die Summe aus den Quadraten beider Abstände kleiner eins ist. Die gleiche Zuordnung ist zwischen den Jets des generierten hadronischen Endzustandes und den Partonen des Matrixelementes angewendet worden.

Die in Quark- und Gluon-induzierte Jets aufgeteilten Jet-Shapes sind für den generierten partonischen und hadronischen Endzustand von LEPTO in Abb. 4.8 dargestellt. In allen sechs Bins der $E_\perp$-η-Ebene sind die Jet-Shapes der Quark-induzierten Jets wohlunterscheidbar von denen der Gluon-induzierten Jets. Dabei liegt die Jet-Shape der Quark-induzierten Jets des generierten partonischen Endzustandes ganz oben, gefolgt von der Jet-Shape Gluon-induzierter Jets des gleichen Endzustandes. Die Quark-induzierten Jets

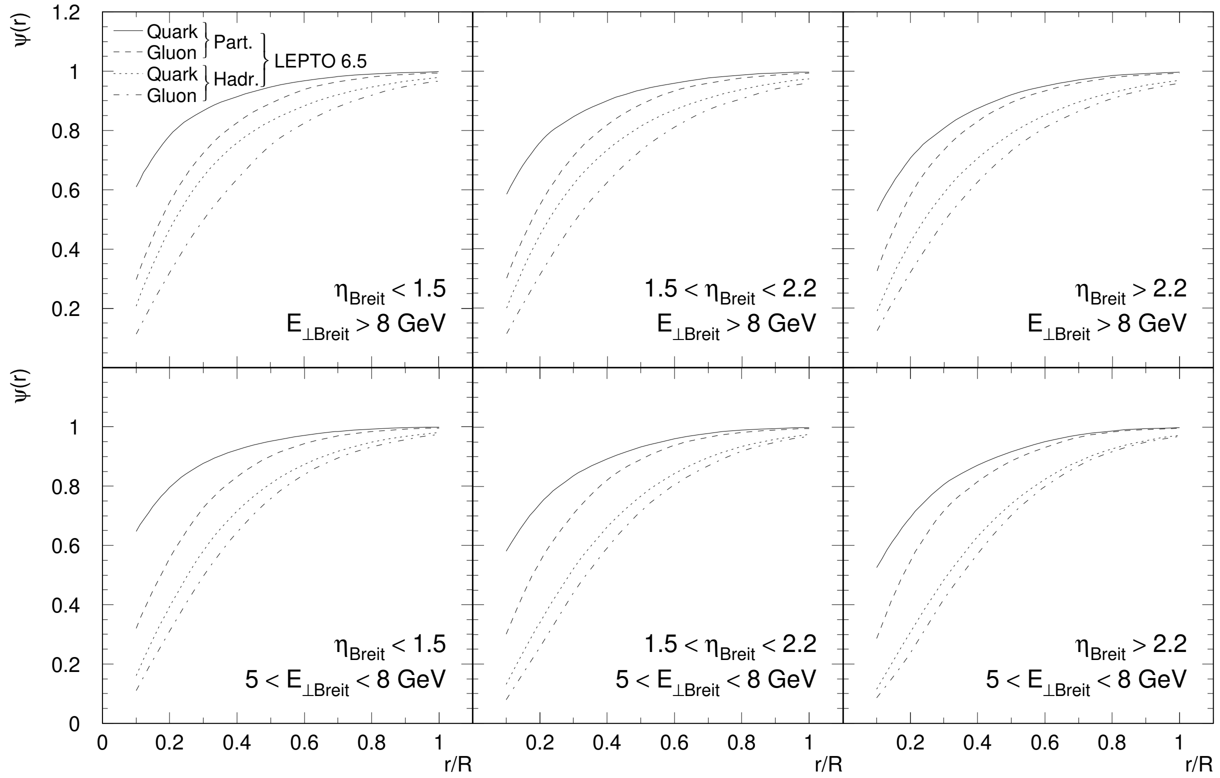

Abbildung 4.8: *Jet-Shape von Quark- und Gluon-induzierten Jets für den generierten partonischen und hadronischen Endzustand des Monte-Carlo-Ereignisgenerators LEPTO für den* $k_\perp$*-Jetalgorithmus.*

sind somit im statistischen Mittel enger als Gluon-induzierte. Die selben Verhältnisse wiederholen sich für den resultierenden hadronischen Endzustand, wobei die Jet-Shapes von Quark- sowie Gluon-induzierten Jets deutlich erkennbar unter denen des partonischen Endzustandes liegen. Damit stammen die Jet-Shapes des hadronischen Endzustandes von ausgedehnteren Jets gegenüber denen des partonischen Endzustandes. Auch für die simulierte Detektorantwort, die der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingetragen wurde, sind die Unterschiede zwischen den Jet-Shapes verschiedener Jetarten noch feststellbar. Allerdings sind die Unterschiede dort weniger signifikant.

Bei den in Abb. 4.9 gezeigten Subjet-Multiplizitäten ist die Situation ganz analog. Die von Quark-induzierten Jets stammenden Subjet-Multiplizitäten des partonischen Endzustandes nehmen zu niedrigen y_{Schnitt}-Werten hin am geringsten zu. Darüber liegen die Subjet-Multiplizitäten der Gluon-induzierten Jets des gleichen generierten Endzustandes. Mit einem etwas größeren Abstand darüber sind die Subjet-Multiplizitäten des hadronischen Endzustandes anzutreffen, wobei die Quark-induzierten Jets im Mittel wieder über weniger Subjets als die Gluon-induzierten Jets (bei gleichen Werten von y_{Schnitt}) verfügen.

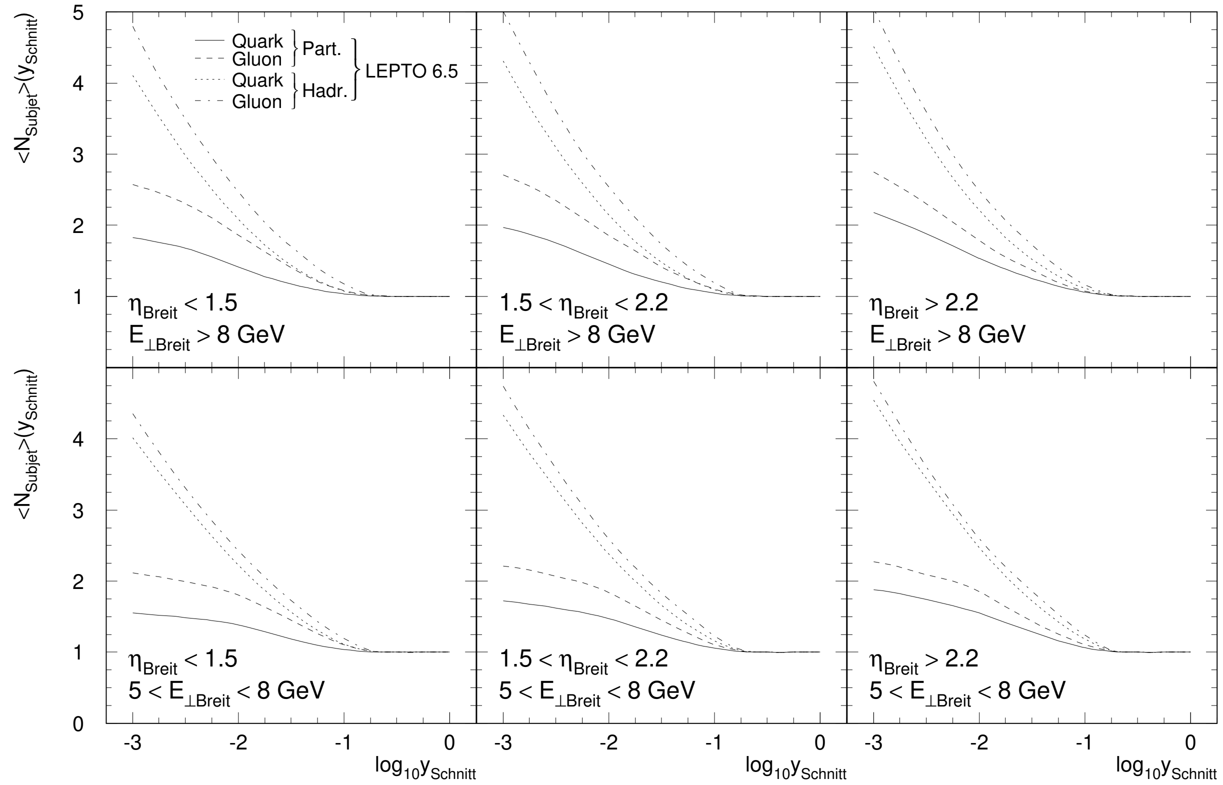

Abbildung 4.9: *Subjet-Multiplizität von Quark- und Gluon-induzierten Jets für den generierten partonischen und hadronischen Endzustand des Monte-Carlo-Generators LEPTO. Es wurde der $k_\perp$-Jetalgorithmus verwendet.*

Die Fragmentation der Jets des partonischen Endzustandes in Hadronen hat eine breitere Verteilung der Transversalenergie im Jet zur Folge. Das erklärt die ausgedehnteren Jets des hadronischen Endzustandes gegenüber denen des partonischen Endzustandes. Auch die höhere Subjet-Multiplizität des hadronischen Endzustandes wird durch die Fragmentation verständlich. Die Beobachtung, daß Gluon-induzierte Jets im statistischen Mittel ausgedehnter sind und aus mehr Subjets bestehen als Quark-induzierte, läßt sich durch die unterschiedlichen Farbfaktoren der einzelnen Partonverzweigungsprozesse erklären (siehe Abschnitt 1.2.1). Bei asymptotischen Jet-Energien (Skala $t \to \infty$) sagt die Theorie in führender Ordnung QCD vorher, daß die Multiplizität $\langle N_{\text{Gluon}} \rangle$ weich abgestrahlter Gluonen von Quark-induzierten Jets um den Faktor $(C_F/C_A) = 4/9$ kleiner ist als bei Gluon-induzierten Jets [Bet94]. Bei gleicher Energie von Quark- und Gluon-induzierten Jets ergibt sich für die zweite Jet-Sorte daraus ein weicheres Spektrum der Teilchenenergien. Das bedeutet im Mittel niedrigere Energien für die Teilchen in einem Gluon-induzierten Jet. Die mittlere Transversalenergie der Teilchen relativ zur Jet-Achse sollte sich aber bei beiden Jet-Arten nicht merklich voneinander unterscheiden. Deshalb werden für Gluon-induzierte Jets größere Winkel zwischen den Teilchen und der Jet-

Achse erwartet. Gluon-induzierte Jets sind demnach ausgedehnter als Quark-induzierte. Damit sind auch die Unterschiede der Jet-Shape und Subjet-Multiplizität von Quark- und Gluon-induzierten Jets für die gleichen generierten Endzustände verstanden.

Um die Unterschiede beider Jet-Arten bei den Daten zu beobachten wäre es notwendig, zwei Phasenräume zu finden, in denen die beiden Jet-Sorten jeweils separat angereichert werden können. Diese Aufgabe hat sich jedoch unter Berücksichtigung der verfügbaren Statistik als unlösbar herausgestellt, da noch nicht einmal 14% der selektierten Ereignisse QCDC-Ereignisse sind und damit weniger als sieben Prozent der Jets Gluon-induziert sind.

5

Korrektur der Daten

Die im H1-Experiment gemessenen Daten werden für Detektor-Effekte und QED-Prozesse korrigiert. In jedem der gewählten $E_\perp$-η-Bereiche wird für die Observablen eine binweise Korrektur wie in [OPA93] durchgeführt. Das entspricht einer separaten Korrektur für alle zehn Radien der Jet-Shape sowie für die 13 Auflösungsparameter der Subjet-Multiplizität.

5.1 Die Korrekturmethode

Der mit dem H1-Detektor gemessene Wert einer Observablen $O_{\text{Det.}}$ steht mit dem wahren Wert der Observablen O_{wahr} für einen bestimmten Radius (Auflösungsparameter) i durch

$$O_{\text{Det.}}(i) = O_{\text{wahr}}(i)/k_{\text{wahr}}(i)$$

in Beziehung. Dabei ist $k_{\text{wahr}}(i)$ ein Korrekturfaktor. Dieser kann mit einem Monte-Carlo-Modell mit Detektorsimulation durch

$$k_{\text{wahr}}(i) \simeq k(i) = O^{\text{MC}}_{\text{wahr}}(i)/O^{\text{MC}}_{\text{Det.}}(i)$$

abgeschätzt werden. Dabei sind die Monte-Carlo-Ereignisse zur Bestimmung von $O^{\text{MC}}_{\text{wahr}}$ und $O^{\text{MC}}_{\text{Det.}}$ unter gleichen physikalischen Voraussetzungen generiert worden, die letzteren mit Detektorsimulation. Die Berücksichtigung von QED-Strahlungskorrekturen wird durch die Wahl des wahren Wertes $O^{\text{MC}}_{\text{wahr, n. rad.}}$ ohne Berücksichtigung radiativer Korrekturen und des Wertes $O^{\text{MC}}_{\text{Det., rad}}$ mit Berücksichtigung radiativer Korrekturen möglich (ansonsten sind die Werte unter den gleichen Voraussetzungen generiert). Die korrigierten Daten $D_{\text{Korr.}}(i)$ ergeben sich aus den gemessenen Daten $D_{\text{Det.}}(i)$ durch Multiplikation mit dem Korrekturfaktor $k(i)$:

$$D_{\text{Korr.}}(i) = k(i) \cdot D_{\text{Det.}}(i) \quad .$$

Für die Berechnung der $k(i)$ ist das Monte-Carlo-Programm DJANGO/ARIADNE mit Berücksichtigung radiativer Effekte benutzt worden. Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt werden kann, ist der Einfluß dieser Effekte jedoch vernachlässigbar. Die Fehler der Korrekturfaktoren errechnen sich mit Hilfe des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes aus den statistischen Fehlern der beiden Monte-Carlo-Vorhersagen, die durcheinander dividiert werden. Um zu einer Abschätzung der Modellabhängigkeit zu gelangen, werden zusätzlich die Korrekturfaktoren eines weiteren Monte-Carlo-Modells herangezogen. Da die radiativen

Korrekturen vernachlässigbar sind, konnte dafür der Monte-Carlo-Generator LEPTO, der diese nicht berücksichtigt, verwendet werden. Die endgültigen Korrekturfaktoren werden aus den Mittelwerten der $k(i)$ beider Modelle gebildet. Zu den statistischen Fehlern der Mittelwerte wird die halbe Differenz zwischen den Vorhersagen beider Modelle quadratisch addiert. Die Unsicherheit in der absoluten Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters für hadronische Schauer von 4% wird durch die Variation der hadronischen Energie-Skala um ±4% berücksichtigt. Die maximale Änderung der Daten bei Variation der Energie-Skala wird quadratisch zu den anderen Beiträgen des systematischen Fehlers addiert.

5.2 Die Kontrollgrößen

Die Beschreibung der Daten-Verteilungen globaler Jet-Variablen durch Monte-Carlo-Modelle wurde bereits in Kapitel 3, Abschnitt 3.4 und die der Observablen $\langle N_{\mathrm{Subjet}}\rangle(y_{\mathrm{Schnitt}})$ und $\Psi(r)$ bereits in Kapitel 4, Abschnitt 4.1 behandelt. Hier wird auf die Migrationen in den $E_{\perp}$-η-Bins und die Beschreibung der differentiellen Verteilungen ρ und N_{Subjet} eingegangen.

Die Korrektur wird in jedem der sechs Bins der $E_{\perp}$-η-Ebene unabhängig voneinander durchgeführt. Dafür sollten die Jetgrößen durch Detektor-Effekte nicht stark verschmiert, sondern mit hinreichender Auflösung gemessen werden. Die Korrelation zwischen den Jets der Detektorsimulation und des hadronischen Endzustandes ist in Abb. 5.1 gezeigt. Oben ist die Migration der Jets aus den beiden $E_{\perp}$-Bins ($5 < E_{\perp\mathrm{Breit}} < 8\,\mathrm{GeV}$ und $E_{\perp\mathrm{Breit}} > 8\,\mathrm{GeV}$) zu sehen. Dabei wurden nur die Jets mit zweithöchster Transversalenergie berücksichtigt, da durch ihre niedrigere Transversalenergie die größeren Migrationen zu erwarten sind. Unten ist die Migration der rückwärtigen Jets aus den für die Analyse gewählten η-Bins ($\eta_{\mathrm{Breit}} < 1{,}5$, $1{,}5 < \eta_{\mathrm{Breit}} < 2{,}2$ und $\eta_{\mathrm{Breit}} > 2{,}2$) gezeigt. Für die weiter vorwärts liegenden Jets ist die Korrelation im Anhang, Abb C.1 aufgeführt. Bei allen Histogrammen sind jeweils auf der Abszisse die Bins des generierten hadronischen Endzustandes und auf der Ordinate die der simulierten Detektorantwort aufgetragen. Die Histogramme auf der linken Seite unterscheiden sich von denen auf der rechten nur dadurch, daß links die Anzahl der Einträge in den einzelnen Bins durch die Größe der Quadrate und rechts durch den numerischen Zahlenwert der Einträge selbst dargestellt ist. Bins, in denen ein Jet nur für die Detektorsimulation oder nur für den generierten hadronischen Endzustand gefunden wird, sind schraffiert dargestellt. Die auf der Diagonalen befindlichen Bins werden nur von Jets bevölkert, die für die Monte-Carlo-Vorhersagen der Detektorsimulation und des generierten hadronischen Endzustandes in das gleiche $E_{\perp}$-, bzw. η-Bin gelangen. Jets, die für die beiden Monte-Carlo-Vorhersagen nicht in das gleiche Phasenraum-Bin gelangen, werden in die entsprechenden, nicht auf der Diagonalen befindlichen Bins eingeordnet. In den Histogrammen dominieren die Diagonalelemente und die gewählten Bins des $E_{\perp}$-η-Phasenraums sind größer als die Auflösung, d.h. die Migrationen sind vertretbar.

Neben der Beschreibung der Observablen Jet-Shape und Subjet-Multiplizität durch die Detektorsimulationen der zur Korrektur verwendeten Monte-Carlo-Modelle ist auch

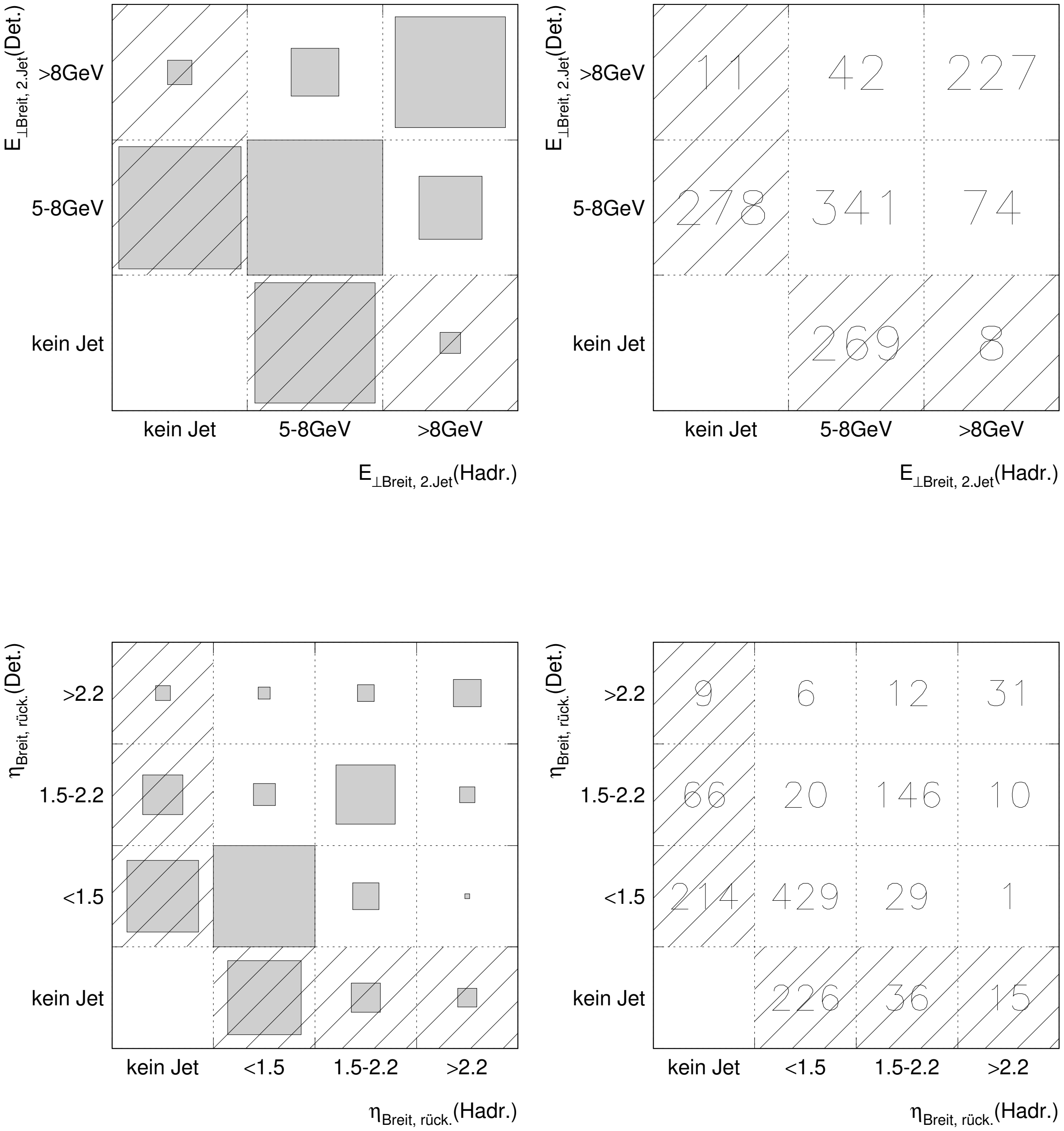

Abbildung 5.1: *Korrelation zwischen den Jets des generierten hadronischen Endzustandes und den Jets der simulierten Detektorantwort. Oben für die Einteilung des Phasenraums in* $E_\perp$*-, unten für die Einteilung in* η*-Bins. Die Jets wurden mit dem* $k_\perp$*-Jetalgorithmus gefunden, als Monte-Carlo-Generator wurde LEPTO 6.4 verwendet.*

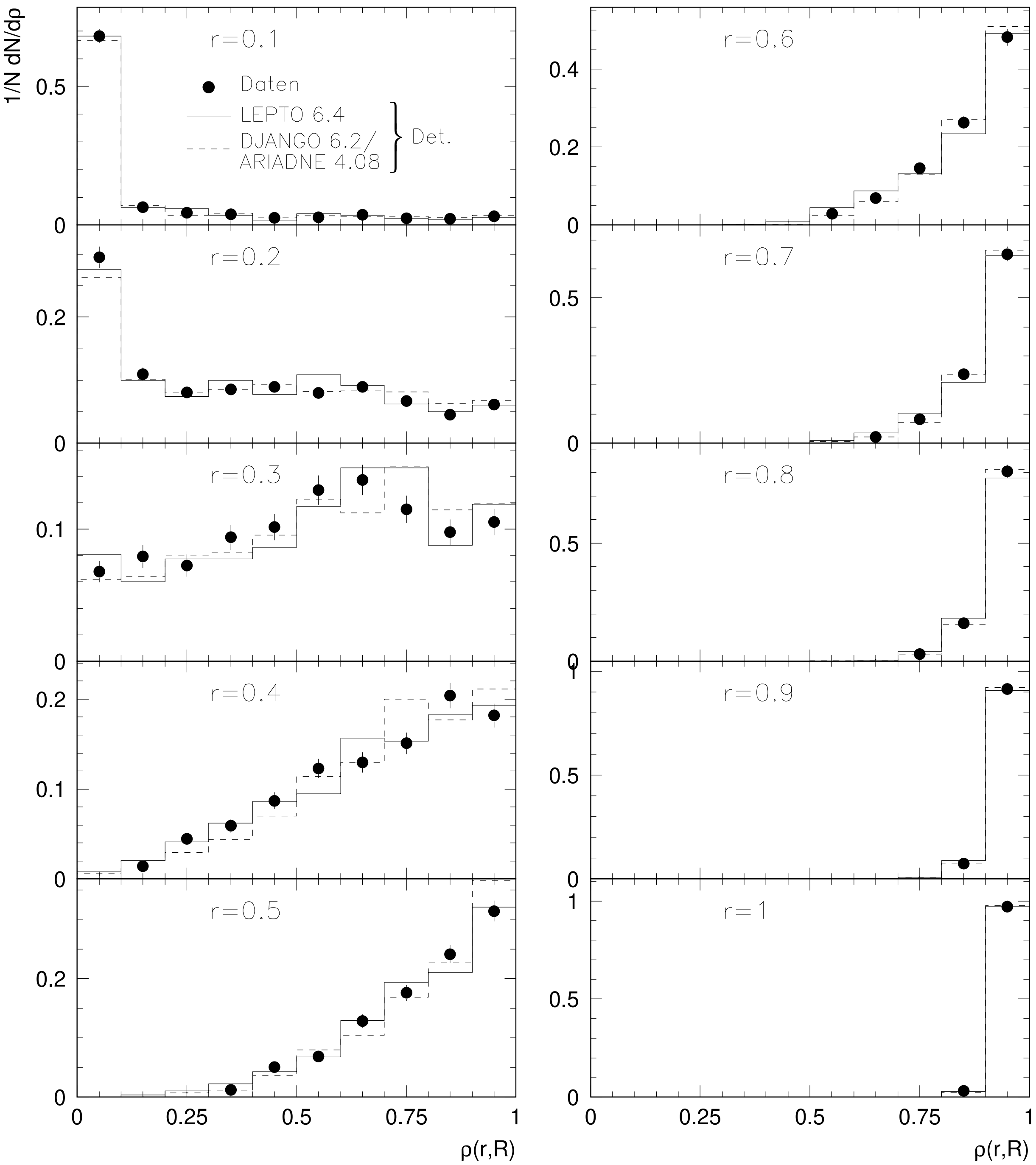

Abbildung 5.2: *Die ρ-Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zur Detektorsimulation der zur Korrektur verwendeten Monte-Carlo-Modelle MEPS von LEPTO und CDM von ARIADNE für den $k_\perp$-Jetalgorithmus im Bin: $5 < E_{\perp\text{Breit}} < 8\,GeV$ und $\eta_{\text{Breit}} < 1{,}5$. Die Daten sind mit ihren statistischen Fehlern versehen.*

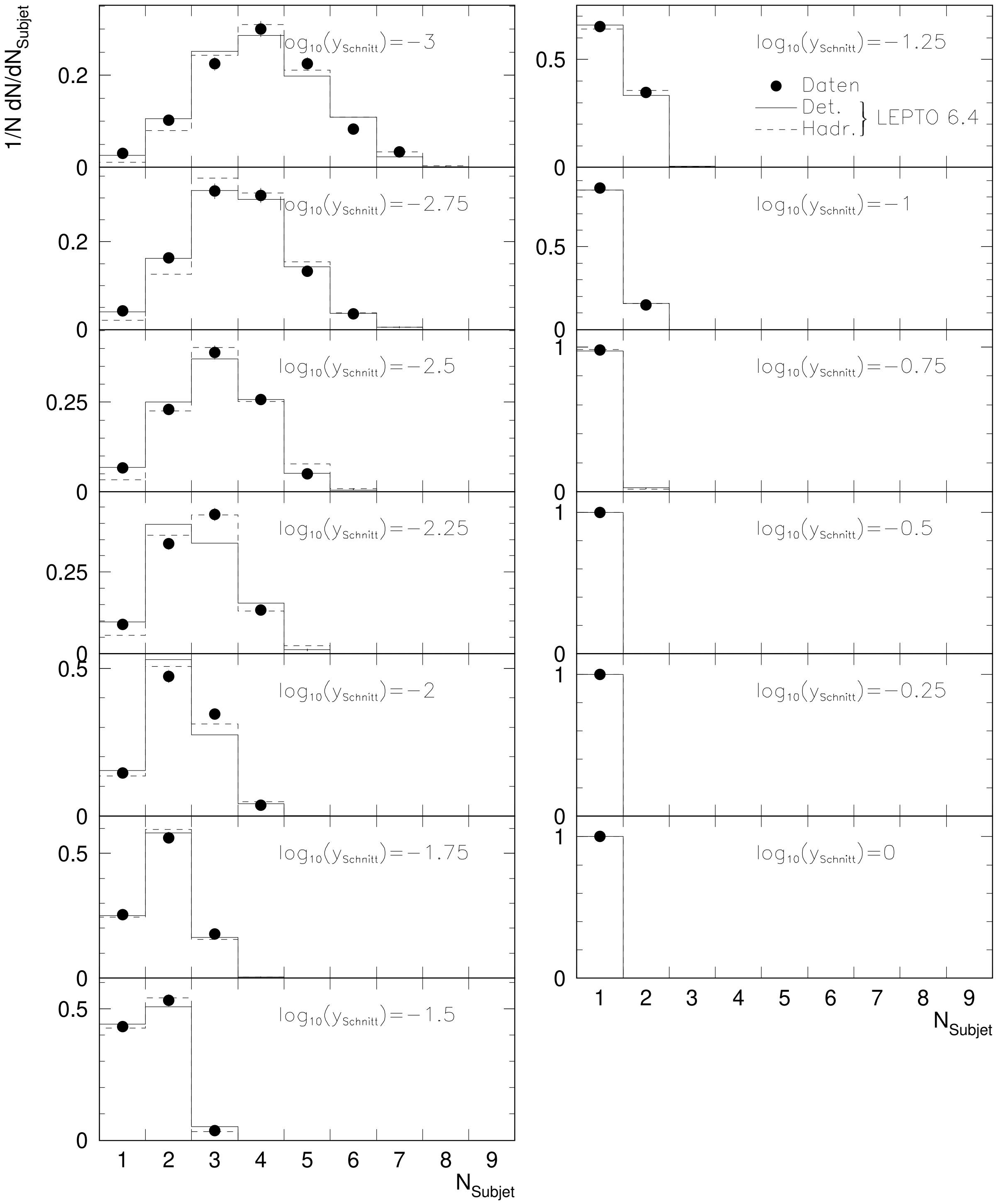

Abbildung 5.3: *Die N_{Subjet}-Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zur Detektorsimulation und dem hadronischen Endzustand des Monte-Carlo-Generators LEPTO für den $k_\perp$-Jetalgorithmus im Bin: $5 < E_{\perp Breit} < 8\,GeV$ und $\eta_{Breit} < 1{,}5$. Die Daten sind mit ihren statistischen Fehlern versehen.*

die Beschreibung der differentiellen Verteilungen ρ (siehe Abschnitt 1.5.1) und N_{Subjet} (siehe Abschnitt 1.5.2) wichtig, da aus ihren Mittelwerten die Observablen hervorgehen.

Für die differentiellen ρ-Verteilungen der Jet-Shape sind die Daten in Abb. 5.2 im Vergleich mit der Detektorsimulation der Monte-Carlo-Generatoren LEPTO und DJANGO/ARIADNE für alle zehn Radien und den $k_\perp$-Jetalgorithmus im Phasenraumbereich $5 < E_{\perp\text{Breit}} < 8\,\text{GeV}$ und $\eta_{\text{Breit}} < 1{,}5$ zu sehen. Die ρ-Verteilungen beginnen oben links mit dem kleinsten Radius-Bin $r = 0{,}1$ und setzen sich von oben nach unten, über zwei Spalten bis zum letzten Radius-Bin unten rechts mit $r = 1$ fort. Die ρ-Verteilungen geben Aufschluß darüber, wie die Mittelwerte der Jet-Shape für jedes einzelne Radius-Bin zustandekommen. Die meisten Jets liefern in den kleinsten Radius-Bins noch keinen Beitrag zur transversalen Jet-Energie. Im Radius-Bin $r = 0{,}3$ beginnt dieses Verhalten umzukippen und ein Großteil der Jets verfügt innerhalb dieses Radius um die Jet-Achse bereits über mehr als die Hälfte der transversalen Jet-Energie. Diese Tendenz setzt sich bis zum letzten Radius-Bin mit $r = 1$ fort, wo alle Jets ihre maximale Transversalenergie erreichen. In allen Radius-Bins wird die Form der Daten-Verteilungen gut von beiden Monte-Carlo-Vorhersagen beschrieben. Im Anhang, Abb. C.2 und C.3 sind die ρ-Verteilungen für zwei weitere Bins der $E_\perp$-η-Ebene zu finden.

Die differentiellen N_{Subjet}-Verteilungen der Subjet-Multiplizität sind in Abb. 5.3 für die Daten in allen 13 y_{Schnitt}-Bins im Vergleich zur Detektorsimulation und dem hadronischen Endzustand des Monte-Carlo-Generators LEPTO im Phasenraumbereich $5 < E_{\perp\text{Breit}} < 8\,\text{GeV}$ und $\eta_{\text{Breit}} < 1{,}5$ gezeigt. Die Verteilungen beginnen oben links mit dem niedrigsten y_{Schnitt}-Bin und entwickeln sich über zwei Spalten bis zum Abschneidewert $y_{\text{Schnitt}} = 1$ des letzten Bins unten rechts, in dem nur ein Subjet, nämlich der Jet selbst, gefunden wird. Zu niedrigeren y_{Schnitt}-Werten hin wird die Verteilung breiter und sie wandert nach rechts zu höheren N_{Subjet}-Werten. Die gleichen Verteilungen sind für zwei weitere Bins der $E_\perp$-η-Ebene im Anhang, Abb. C.5 und C.6 zu sehen. Die Monte-Carlo-Vorhersagen beschreiben die Daten in allen Bins gut.

Durch die vertretbaren Migrationen und die gute Beschreibung aller untersuchten Variablen ist die Anwendbarkeit der binweisen Korrektur gewährleistet.

5.3 QED-Strahlungskorrekturen

Um einen Eindruck davon zu bekommen, inwieweit die Observablen durch QED-Prozesse höherer Ordnung beeinflußt werden, sind die Korrekturfaktoren des Monte-Carlo-Programms DJANGO/ARIADNE für die Jet-Shape mit und ohne Berücksichtigung radiativer Korrekturen in Abb. 5.4 oben dargestellt. Der Unterschied zwischen den beiden Korrekturfaktoren liegt i.a. innerhalb des miteingezeichneten statistischen Fehlers. Damit ist die radiative Korrektur vernachlässigbar.

Das gleiche Bild ergibt sich für die Subjet-Multiplizität: Die Fluktuationen sind bei beiden (in Abb. 5.4 unten dargestellten) Korrekturfaktoren ohne erkennbare Tendenzen über alle y_{Schnitt}-Bins verteilt. Die Diskrepanz zwischen den beiden Korrekturfaktoren liegt

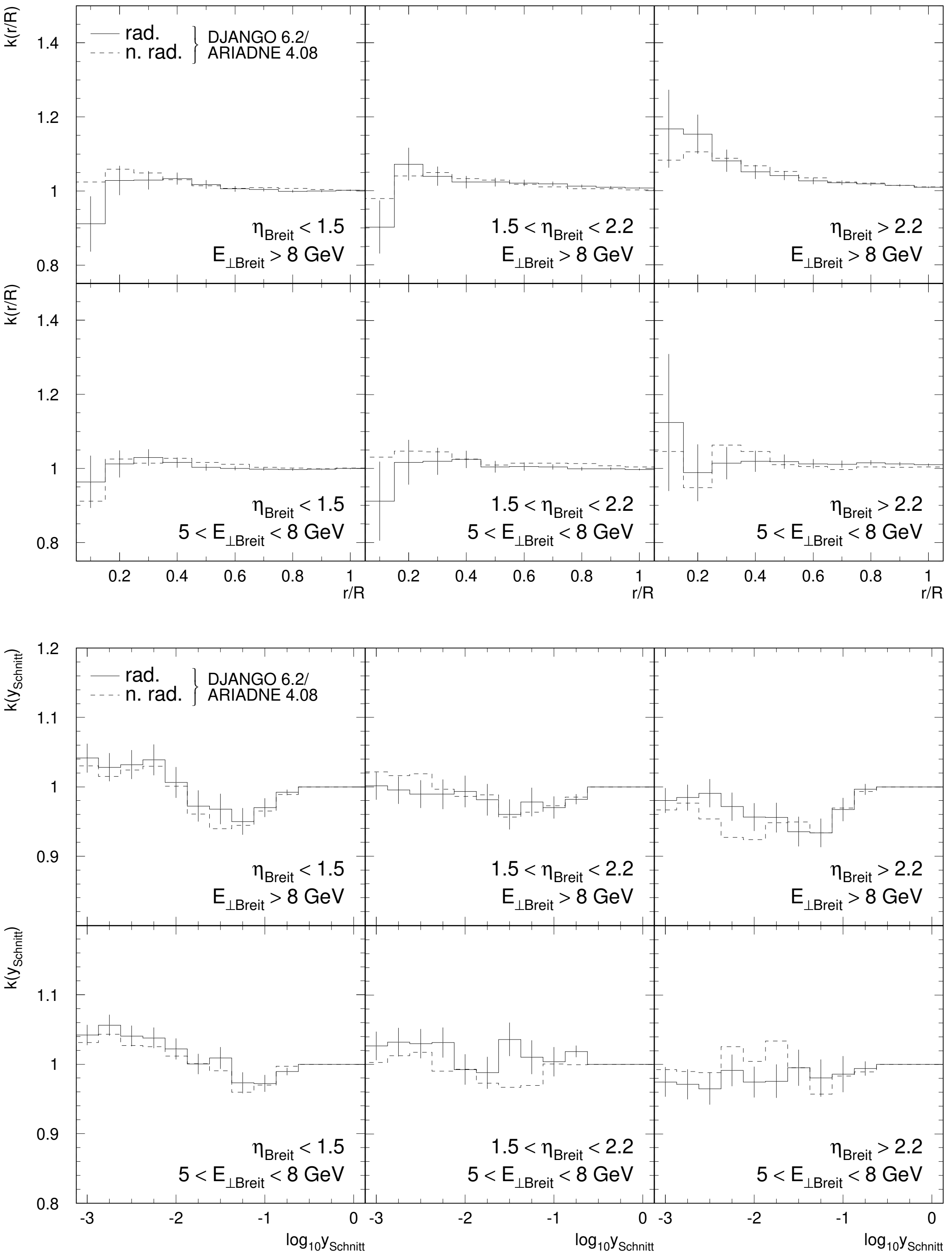

Abbildung 5.4: *Korrekturfaktoren der Jet-Shape (oben) und der Subjet-Multiplizität (unten) für den $k_\perp$-Jetalgorithmus mit dem Monte-Carlo-Programm DJANGO/ARIADNE: Mit Berücksichtigung radiativer Korrekturen (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie).*

bis auf wenige y_{Schnitt}-Bins innerhalb der statistischen Fehler. Damit ist auch für die Subjet-Multiplizität die Korrektur für radiative Effekte vernachlässigbar.

5.4 Berechnung der Korrekturfaktoren

Im folgenden werden die Korrekturfaktoren einschließlich der dazugehörigen Fehler für die Jet-Shape und die Subjet-Multiplizität berechnet.

5.4.1 Jet-Shape

Die endgültigen Korrekturfaktoren für den $k_\perp$-Jetalgorithmus sind in Abb. 5.5 dargestellt. Die Korrekturfaktoren des Farbdipolmodells von DJANGO/ARIADNE sind als gestrichelte Linien eingetragen. Die Korrekturfaktoren des MEPS-Modells von LEPTO sind als durchgezogene Linien kenntlich gemacht. Die Mittelwerte ergeben die benutzten Korrekturfaktoren. Sie sind als Punkte mit den dazugehörigen Fehlern dargestellt. In

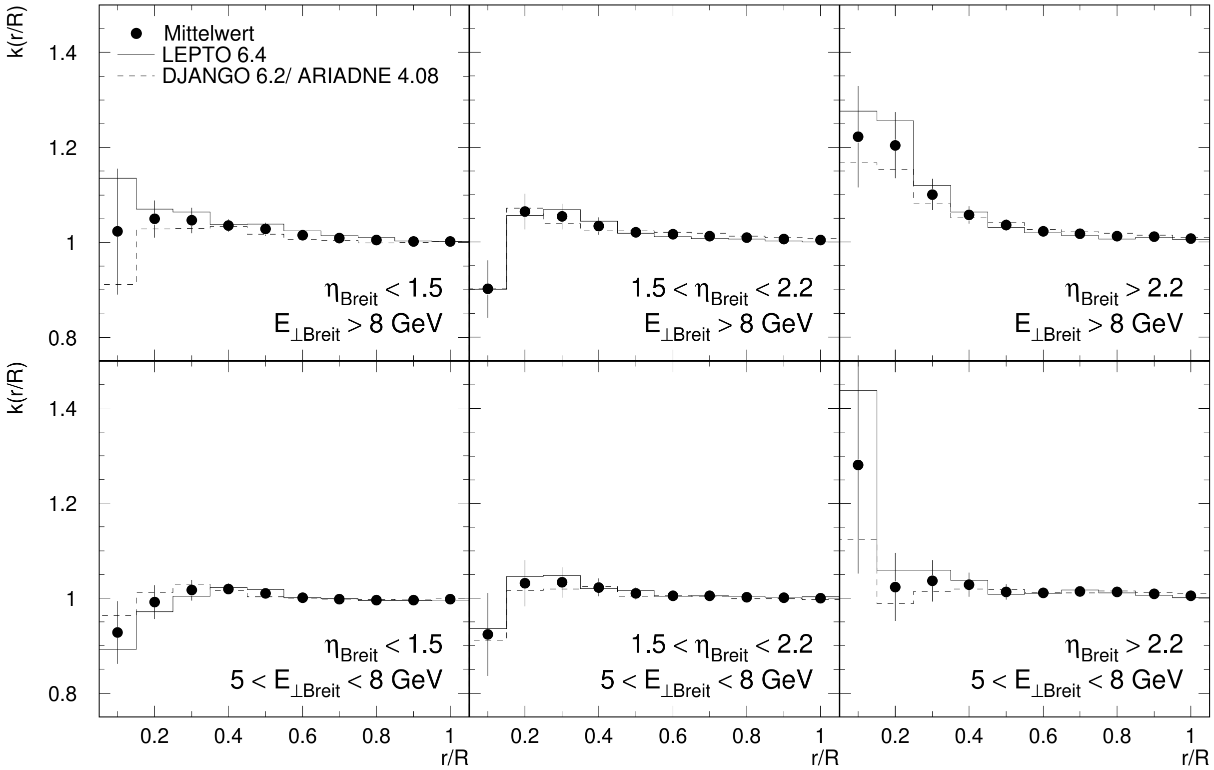

Abbildung 5.5: *Korrekturfaktoren der Jet-Shape für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Eingetragen sind die Korrekturfaktoren der Monte-Carlo-Programme LEPTO und DJANGO/ARIADNE, sowie die zur Korrektur verwendeten Mittelwerte.*

den kleinsten Radius-Bins sind die Fluktuationen der Korrekturfaktoren am größten, dort treten die größten Abweichungen auf, die unsystematisch in Bezug auf das Monte-Carlo-Modell und die Einteilung des Phasenraumes in $E_\perp$-η-Bins sind. Die Fehler der Faktoren sind durch die Diskrepanzen der beiden Modelle dominiert. Bei größeren Radien werden die Korrekturen und die Diskrepanzen immer kleiner, bis sie bei $r = 1$ nahezu verschwinden, d.h. $k(r=1) \simeq 1$. Für $r \geq 0{,}3$ übersteigt die Korrektur nicht die 10%-Schwelle. Wenn die beiden kleinsten Radius-Bins mit ihren großen Fluktuationen hinzugenommen werden, liegt die Korrektur über alle Radius-Bins immer noch unter 28%. Für die im Anhang Abb. C.4 angegebenen Korrekturfaktoren des Konus-Jetalgorithmus ergeben sich folgende Korrekturen: kleiner 20% für $r \geq 0{,}3$ und kleiner 24% über alle Radius-Bins beim Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$ sowie kleiner 11% für $r/R \geq 0{,}3$ und kleiner 25% über alle Radius-Bins beim Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$.

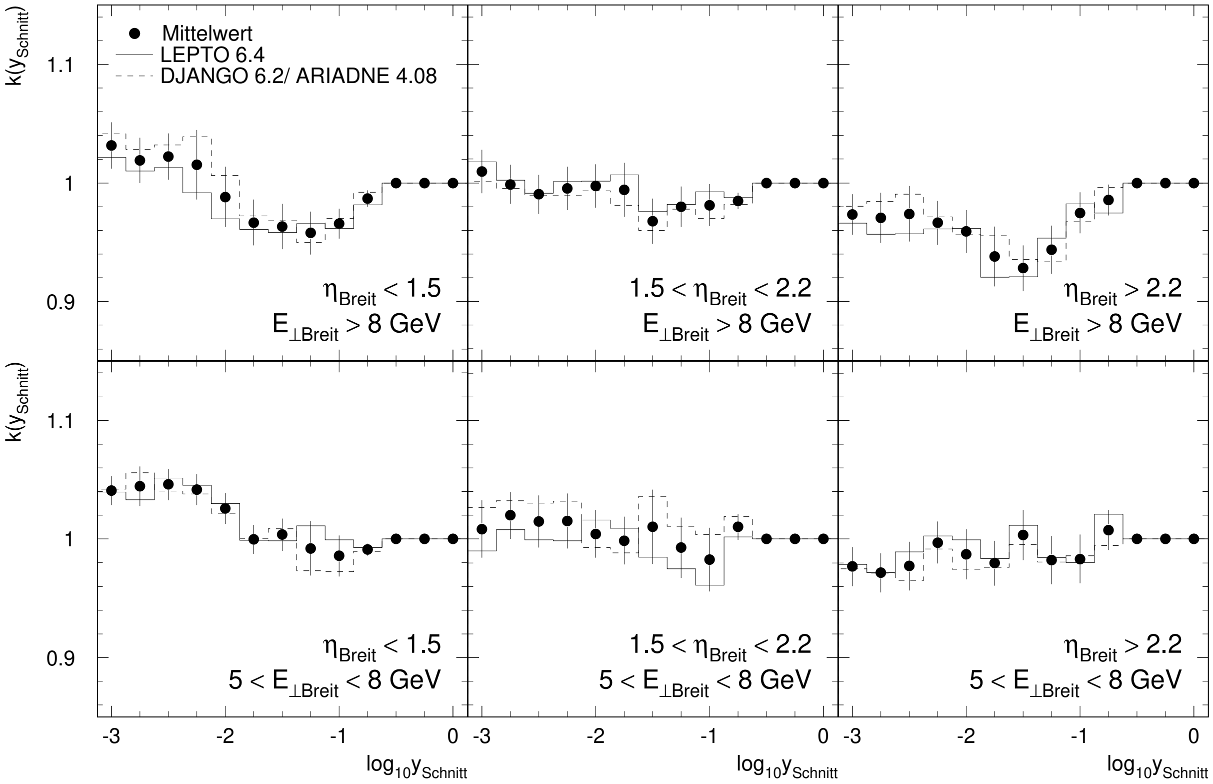

Abbildung 5.6: *Die Korrekturfaktoren der Subjet-Multiplizität für die Monte-Carlo-Generatoren LEPTO und DJANGO/ARIADNE sowie die zur Korrektur verwendeten Mittelwerte aus beiden Modellen.*

5.4.2 Subjet-Multiplizität

Für die Subjet-Multiplizität sind die Korrekturfaktoren in Abb. 5.6 gezeigt. Die Korrekturfaktoren der drei höchsten y_{Schnitt}-Bins sind identisch eins. In den restlichen Bins sind die Fluktuationen der Korrekturfaktoren aus beiden Monte-Carlo-Modellen ohne erkennbare Tendenz verteilt. In allen Bins der $E_\perp$-η-Ebene und in sämtlichen y_{Schnitt}-Bins überschreitet die Korrektur nicht den Wert von 7,2%. Damit sind die Korrekturen geringer als bei der Jet-Shape.

6

Ergebnisse

Nachdem die Daten (wie im vorigen Kapitel beschrieben) korrigiert worden sind, werden die Ergebnisse mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle, sowie untereinander verglichen. Dabei wird die Abhängigkeit der Ergebnisse vom benutzten Jetalgorithmus und den Variablen $E_\perp$ und η im Breit-System untersucht. Der Phasenraum, für den die Ergebnisse gelten, ist in Tab. 6.1 aufgeführt. Die numerischen Ergebnisse einschließlich der statistischen und systematischen Fehler sind vollständig im Anhang in den Tabellen D.1, D.2, D.3 und D.4 angegeben.

<table>
<tr><td colspan="2" rowspan="4">Schnitte zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse</td><td colspan="3">$E_e{}' > 11\,\mathrm{GeV}$</td></tr>
<tr><td colspan="3">$156° < \theta_e < 173°$</td></tr>
<tr><td colspan="3">$y > 0{,}15$</td></tr>
<tr><td colspan="3">$Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$</td></tr>
<tr><td rowspan="3">Jetalgorithmus</td><td rowspan="2">PXCONE</td><td>$R = 0{,}7$</td><td rowspan="2">$f = 0{,}75$</td><td rowspan="2">$E_{\perp\mathrm{min}} = 5\,\mathrm{GeV}$</td></tr>
<tr><td>$R = 1$</td></tr>
<tr><td>KTCLUS</td><td colspan="3">$R = 1$</td></tr>
<tr><td colspan="2" rowspan="3">Schnitte auf Jets</td><td colspan="3">$N_{\mathrm{Jets}} \geq 2$</td></tr>
<tr><td colspan="3">$E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\,\mathrm{GeV}$</td></tr>
<tr><td>1. + 2. Jet in $E_\perp$ des Breit-Systems</td><td colspan="2">$-1 < \eta_{\mathrm{Lab}} < 2$</td></tr>
</table>

Tabelle 6.1: *Definition des Phasenraumes sowie die Parameter der verwendeten Jetalgorithmen.*

6.1 Vergleich der Daten mit Modellen

Die Jet-Shape ist in Abb. 6.1 in allen sechs Bins der $E_\perp$-η-Ebene für den Konus-Jetalgorithmus, oben mit Radius $R = 1$ und unten mit $R = 0{,}7$ gezeigt. In Abb. 6.2 oben schließt sich die Jet-Shape für den $k_\perp$-Jetalgorithmus an. In der gleichen Abbildung unten ist die mit dem $k_\perp$-Jetalgorithmus gemessene Subjet-Multiplizität dargestellt. Die Meßwerte sind

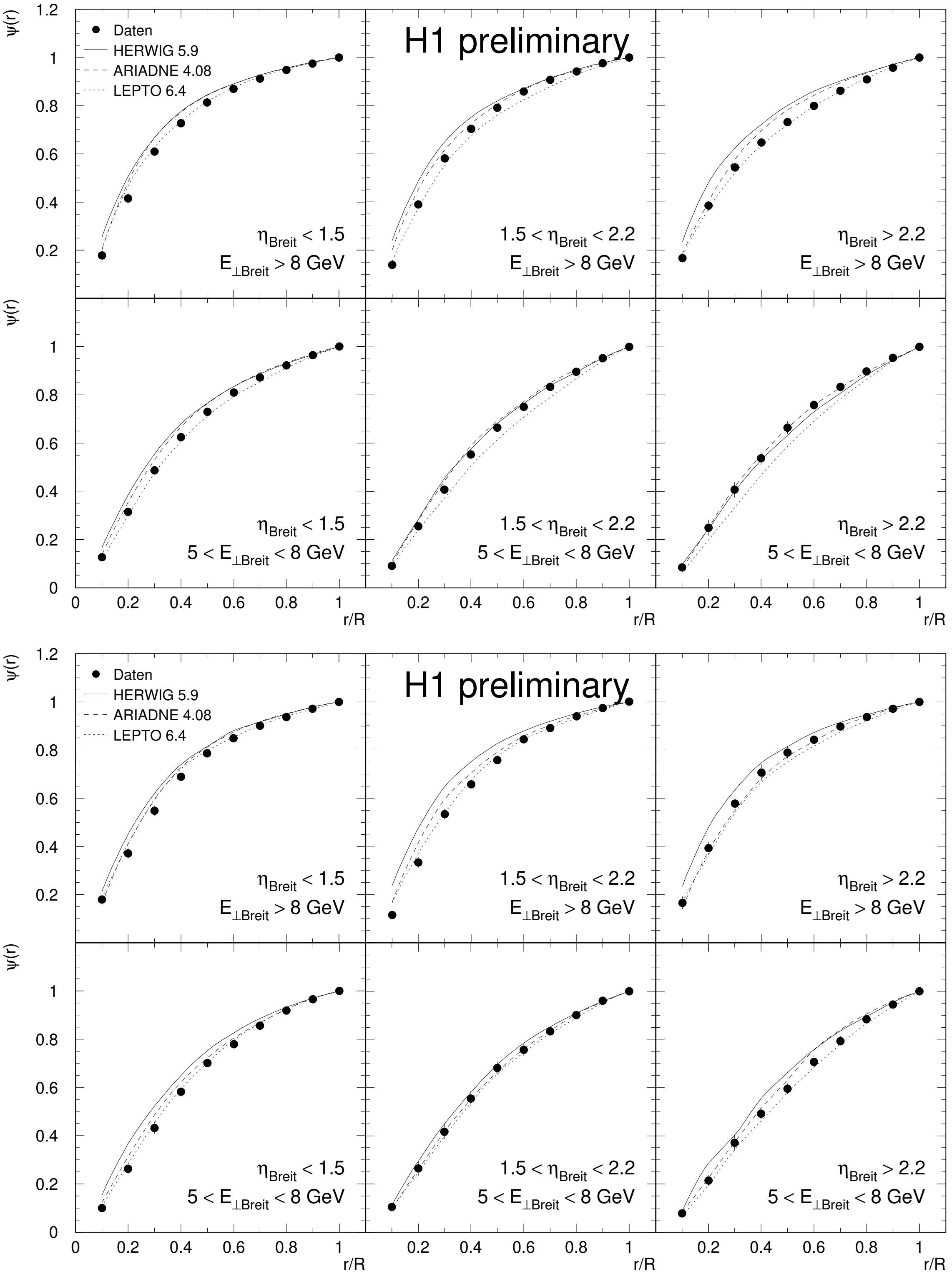

Abbildung 6.1: *Jet-Shape für den Konus-Jetalgorithmus oben mit Radius $R = 1$, unten mit Radius $R = 0{,}7$ im Vergleich zu den Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle.*

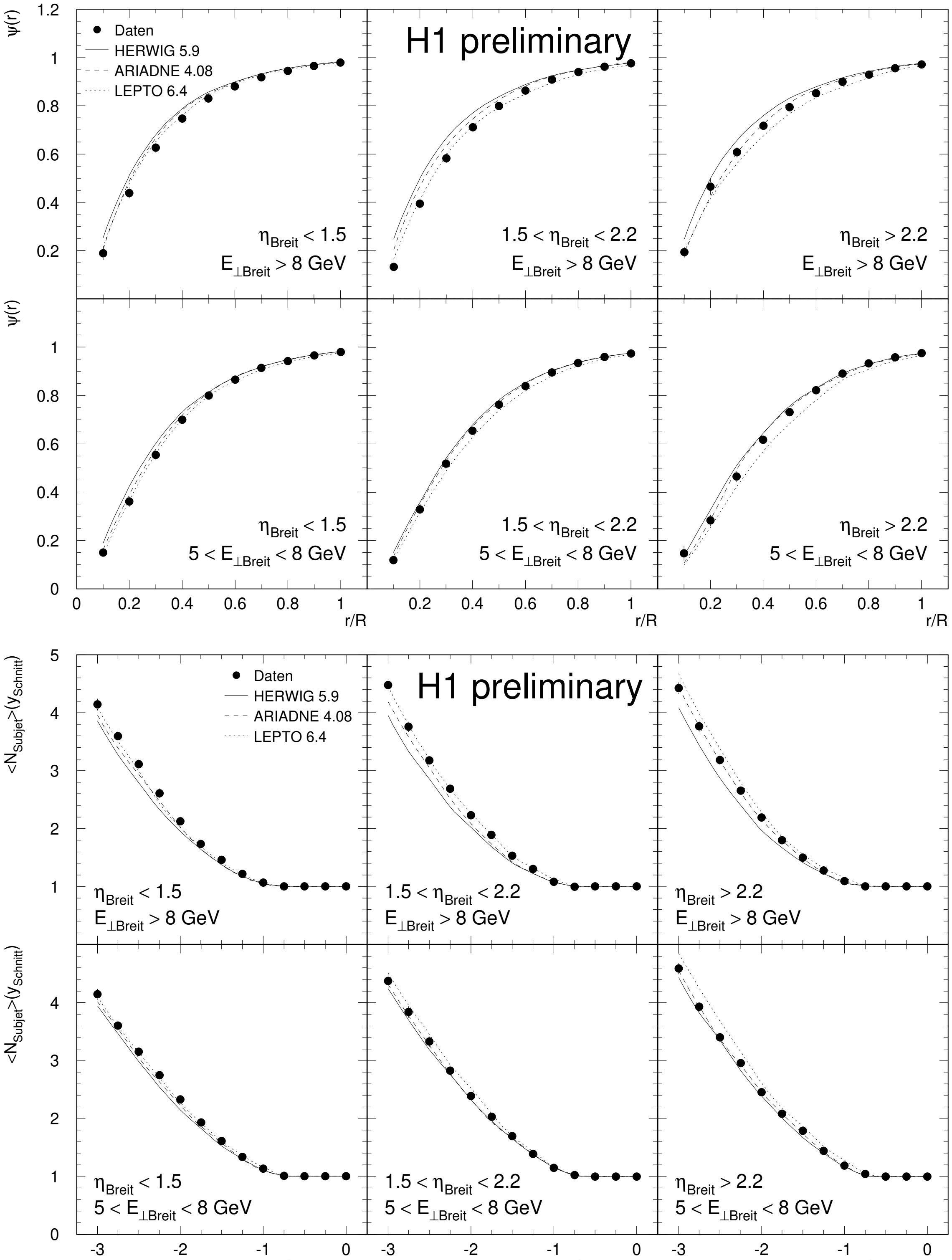

Abbildung 6.2: *Die Observablen für den $k_\perp$-Jetalgorithmus im Vergleich zu den Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle. Oben die Jet-Shape, unten die Subjet-Multiplizität.*

als Punkte mit ihren Fehlern, die wegen ihrer Kleinheit nur selten aus den Meßpunkten herausragen, dargestellt. Im Vergleich zu den Meßwerten sind verschiedene Monte-Carlo-Vorhersagen für die Observablen als Linien mit eingetragen. Dabei handelt es sich um die Monte-Carlo-Vorhersagen der Ereignisgeneratoren LEPTO, DJANGO/ARIADNE (in den Abbildungen mit ARIADNE bezeichnet) und HERWIG. Wie aus den Abbildungen zu sehen ist, liegen die Monte-Carlo-Vorhersagen für die Observablen dicht bei den Meßwerten, die somit gut beschrieben werden.

Während LEPTO im Vergleich zu den Daten eine leichte Tendenz zu weiteren Jet-Shapes aufweist, zeigt HERWIG im Vergleich zu den Daten eine Tendenz zu eher engeren Jet-Shapes. Die Monte-Carlo-Vorhersage von DJANGO/ARIADNE liegt meistens zwischen denen von LEPTO und HERWIG.

Konsistent zu der weiteren Jet-Shape von LEPTO zeigt dieser Monte-Carlo-Generator eine geringfügig höhere Subjet-Multiplizität als die beiden anderen Ereignisgeneratoren. Ebenfalls konsistent liefert der Monte-Carlo-Generator HERWIG, der die engste Jet-Shape aufweist, auch die niedrigste Subjet-Multiplizität. Dazwischen liegt die Monte-Carlo-Vorhersage von DJANGO/ARIADNE, die die Daten in beiden Observablen am besten beschreibt.

6.2 Vergleich von Jetalgorithmen

In Abb. 6.3 wird die Jet-Shape der korrigierten Daten für den $k_\perp$-Jetalgorithmus mit der des Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$ verglichen. Dabei zeigt sich, daß die Jet-Shape des $k_\perp$-Jetalgorithmus generell enger ist, der Algorithmus also kollimiertere Jets liefert als der Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$. Daneben ist zu erkennen, daß der Unterschied der Jet-Shape beider Jetalgorithmen für größere transversale Jet-Energien abnimmt.

6.3 Abhängigkeit von $E_\perp$ und η

Die Abhängigkeit der Subjet-Multiplizität von der transversalen Jet-Energie ist in Abb. 6.4 dargestellt. Wie zu sehen ist, zeigt die Observable in allen η-Bins eine $E_\perp$-Abhängigkeit, die im Vorwärtsbereich (bei größeren Pseudorapiditäten η_{Breit}) zunimmt. Besonders in den mittleren y_{Schnitt}-Bins ist die Subjet-Multiplizität im niedrigen $E_\perp$-Bereich ($5 < E_{\perp\text{Breit}} < 8\,\text{GeV}$) größer als bei hohen Transversalenergien $E_{\perp\text{Breit}} > 8\,\text{GeV}$. Zu kleineren y_{Schnitt}-Werten hin wird der Effekt wieder kleiner. Die feststellbare $E_\perp$-Abhängigkeit der Observablen ist zu erwarten, da die Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung weicher Partonen unter größeren Winkeln für Jets mit kleineren Energien größer ist.

Die Abhängigkeit der Jet-Shape von der transversalen Jet-Energie ist in Abb. 6.5 für alle benutzten Jetalgorithmen gezeigt. Allgemein ist die Jet-Shape für größere Transversalenergien enger, unabhängig von der Pseudorapidität. Besonders für den Konus-

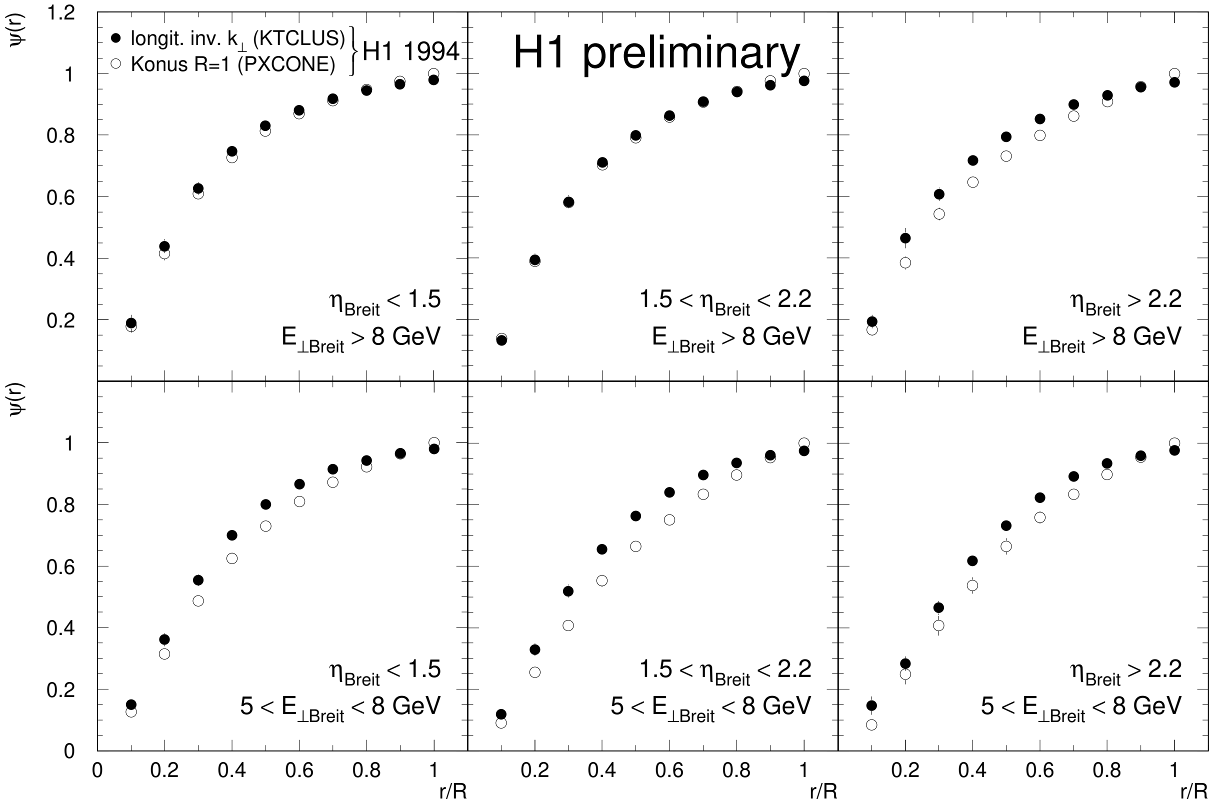

Abbildung 6.3: *Die Jet-Shape für den $k_\perp$-Jetalgorithmus und für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$ im Vergleich.*

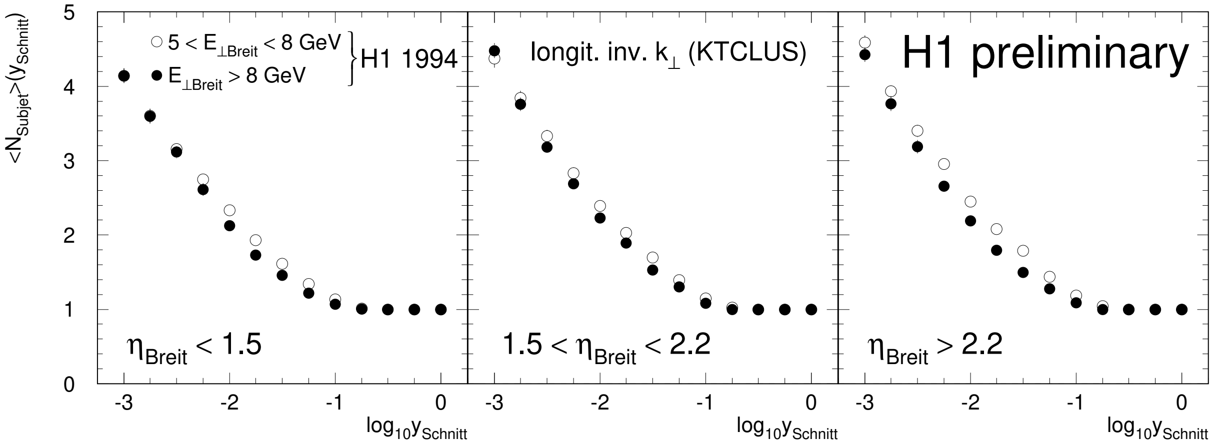

Abbildung 6.4: *Die $E_\perp$-Abhängigkeit der mit Hilfe des $k_\perp$-Jetalgorithmus bestimmten Subjet-Multiplizität.*

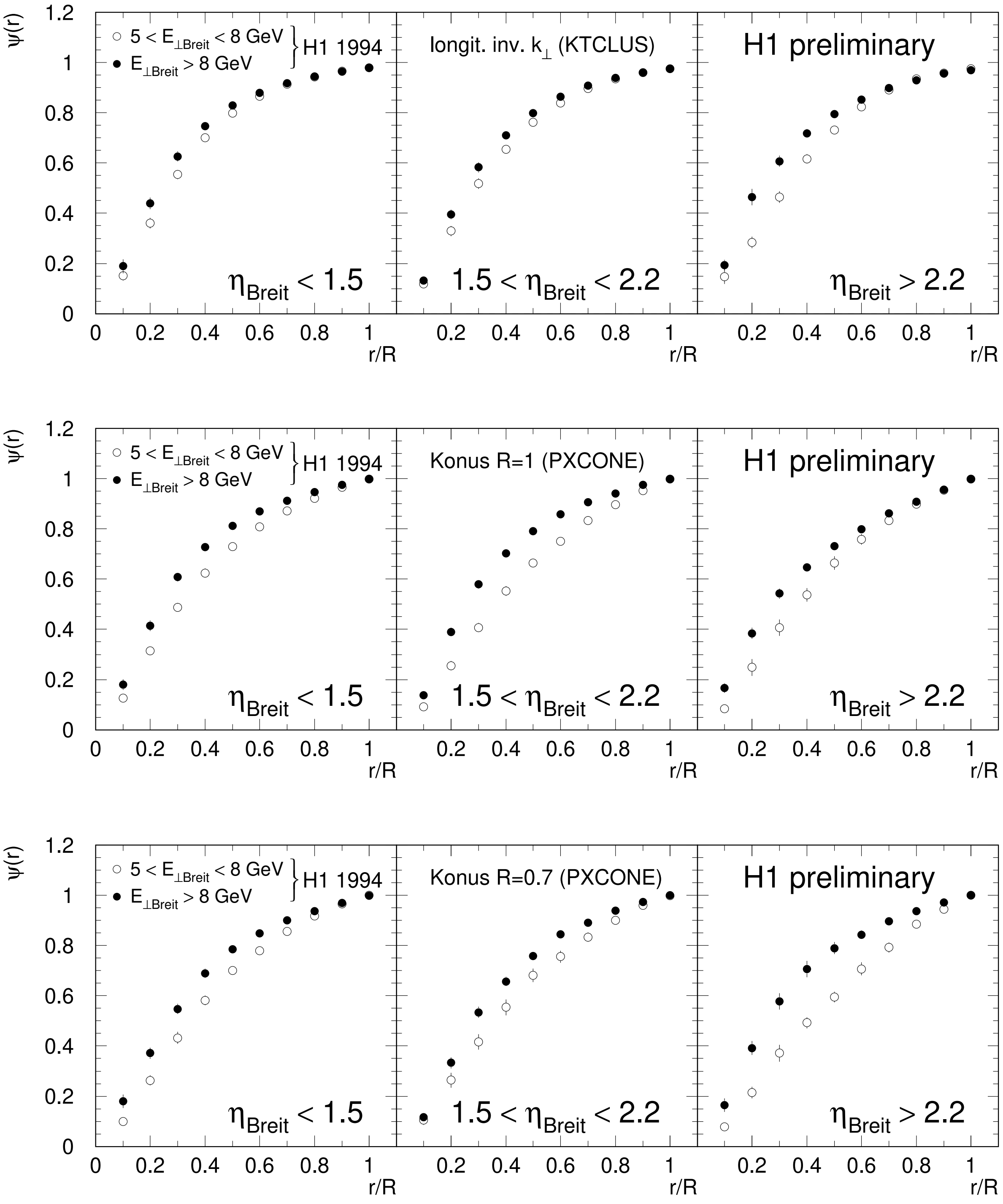

Abbildung 6.5: *Die $E_\perp$-Abhängigkeit der Jet-Shape. Oben für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Darunter für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$ und ganz unten für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$.*

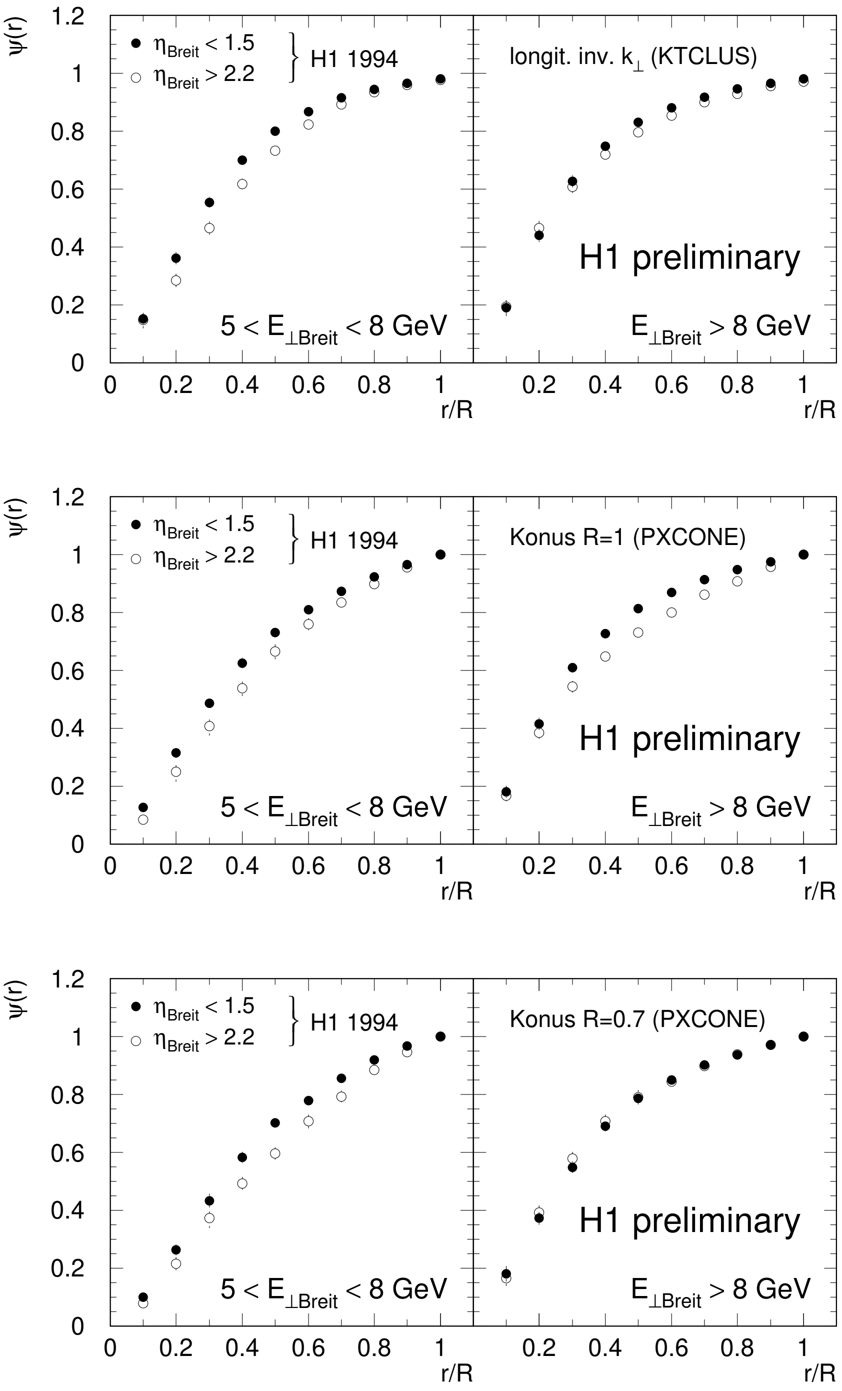

Abbildung 6.6: *Die η-Abhängigkeit der korrigierten Jet-Shape. Oben für den $k_\perp$-Jetalgorithmus. Darunter für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$ und ganz unten für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$.*

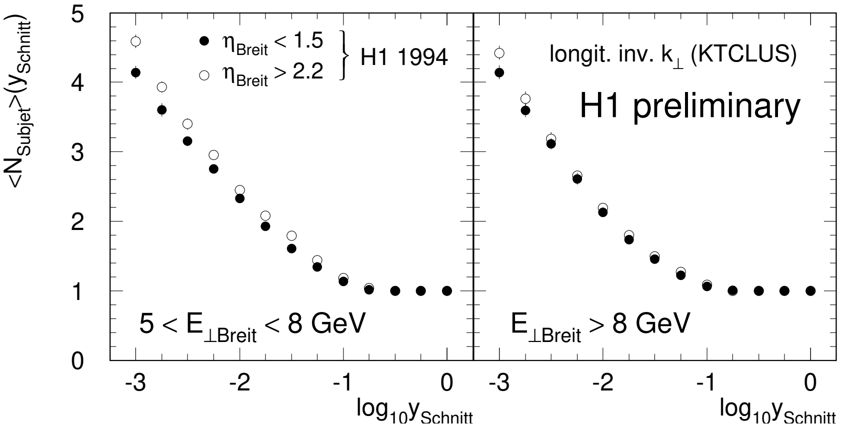

Abbildung 6.7: *Die Abhängigkeit der mit Hilfe des $k_\perp$-Jetalgorithmus bestimmten Subjet-Multiplizität von der Pseudorapidität η im Breit-System.*

Jetalgorithmus zeigt sich eine starke $E_\perp$-Abhängigkeit, während diese beim $k_\perp$-Jetalgorithmus wesentlich kleiner ist.

Als letztes soll hier noch die Abhängigkeit beider Observablen von der Pseudorapidität im Breit-System untersucht werden. Um die eventuellen Abhängigkeiten besser herauszustellen, wurden nur die beiden äußeren η-Bins $\eta_{\rm Breit} < 1{,}5$ und $\eta_{\rm Breit} > 2{,}2$ zum Vergleich herangezogen.

Wie in Abb. 6.6 zu sehen ist, ist die Jet-Shape im hinteren Pseudorapiditätsbereich mit $\eta_{\rm Breit} < 1{,}5$ enger als im vorderen Pseudorapiditätsbereich mit $\eta_{\rm Breit} > 2{,}2$. Die einzige Ausnahme bildet das hohe $E_\perp$-Bin des Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$. Die Jet-Shapes aus den beiden extremen η-Bereichen unterscheiden sich dort aber nicht signifikant. Auch für den $k_\perp$-Jetalgorithmus liegen die Datenpunkte im hohen $E_\perp$-Bin sehr dicht beieinander. Für $E_{\perp\rm Breit} < 8\,\rm GeV$ sind die Unterschiede zwischen den Jet-Shapes der beiden extremen η-Bereiche von gleicher Größenordnung.

Die η-Abhängigkeit der Subjet-Multiplizität, ist für beide $E_\perp$-Bins in Abb. 6.7 gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, daß Jets im vorderen η-Bereich des Breit-Systems eine größere Subjet-Multiplizität aufweisen. Die Diskrepanz zwischen den Observablen beider η-Bereiche nimmt dabei zu kleineren Werten des Auflösungsparameters $y_{\rm Schnitt}$ hin zu. Hierbei wiederum sind die Unterschiede für niedrige Transversalenergien größer. Eine Ursache dafür kann darin liegen, daß im Vorwärtsbereich auch verstärkt Hadronen aus der Fragmentation des Protonrestes zu den Jets geclustert werden. Diese niederenergetischen Teilchen haben für Jets geringerer Transversalenergie einen größeren Einfluß.

Zusammenfassung

Untersucht wurde die interne Struktur von Jets für die 2-Jet-Produktion in tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung mittels der 1994 im H1-Experiment aufgezeichneten Daten. Die selektierten Ereignisse liegen in einem kinematischen Bereich, der sich über x-Bjørken Werte von $2 \cdot 10^{-4} \lesssim x \lesssim 8 \cdot 10^{-3}$ und Impulsübertragsquadrate von $10 < Q^2 \lesssim 120\,\mathrm{GeV}^2$ erstreckt. Als Jetalgorithmen sind der longitudinal boostinvariante $k_\perp$-Jetalgorithmus (KTCLUS) und der Konus-Jetalgorithmus (PXCONE) mit den beiden Konusradien $R = 1$ und $R = 0{,}7$ im Breit-System verwendet worden. Ereignisse mit mindestens zwei Jets mit Transversalenergien von $E_{\perp\mathrm{Breit}} > 5\,\mathrm{GeV}$ in einem Pseudorapiditätsbereich von $-1 < \eta_{\mathrm{Lab}} < 2$ sind selektiert worden.

Die interne Jet-Struktur ist anhand der Observablen Jet-Shape und zum ersten mal in der tiefinelastischen Streuung auch mittels der Observablen Subjet-Multiplizität untersucht worden. Während die erstere ein Maß für die Verteilung der relativen transversalen Jet-Energie um die Jet-Achse angibt, mißt die letztere die Anzahl der Subjets in einem Jet in Abhängigkeit eines Auflösungsparameters. Im Gegensatz zur Jet-Shape, die für alle benutzten Jetalgorithmen definiert worden ist, liegt die Subjet-Multiplizität nur für den $k_\perp$-Jetalgorithmus vor. Die Observablen sind ausschließlich im Breit-System untersucht worden, in dem bereits die Jets und Subjets von den Jetalgorithmen gefunden wurden. Untersucht worden ist die Abhängigkeit der Observablen von der transversalen Energie und der Pseudorapidität der Jets im Breit-System. Eine signifikante Abhängigkeit von weiteren kinematischen Größen konnte nicht festgestellt werden.

In Modellstudien konnte gezeigt werden, daß Gluon-induzierte Jets im statistischen Mittel breiter sind und über mehr Subjets verfügen als Quark-induzierte. Die breitere Streuung der transversalen Jet-Energie um die Jet-Achse hat sich dabei durch eine weitere Jet-Shape bemerkbar gemacht.

Die Daten sind für Detektor-Effekte korrigiert worden. In den Ergebnissen wurden die Unsicherheiten aufgrund der Modellabhängigkeit der Korrektur und der kalorimetrischen Energiemessung berücksichtigt.

Die korrigierten Observablen werden von den Monte-Carlo-Modellen ARIADNE, HERWIG und LEPTO im gesamten betrachteten Phasenraum gut beschrieben.

Für Konus- und $k_\perp$-Algorithmus zeigt sich die gleiche Tendenz, daß die Jets im rückwärtigen Bereich des Breit-Systems (in der dem Protonrest gegenüberliegenden Hemisphäre) kollimierter sind und über höhere transversale Energien verfügen. Dies zeigt sich in engeren Jet-Shapes und niedrigeren Subjet-Multiplizitäten.

Im Vergleich der verschiedenen Jetalgorithmen ist gezeigt worden, daß der $k_\perp$-Algorithmus engere Jets findet als der Konus-Algorithmus mit Radius $R = 1$, besonders für niedrigere transversale Jet-Energien. Insgesamt ist die interne Struktur der durch den $k_\perp$-Algorithmus definierten Jets weniger abhängig von der transversalen Energie und der Pseudorapidität.

Anhang A

Verteilungen charakteristischer Jetgrößen

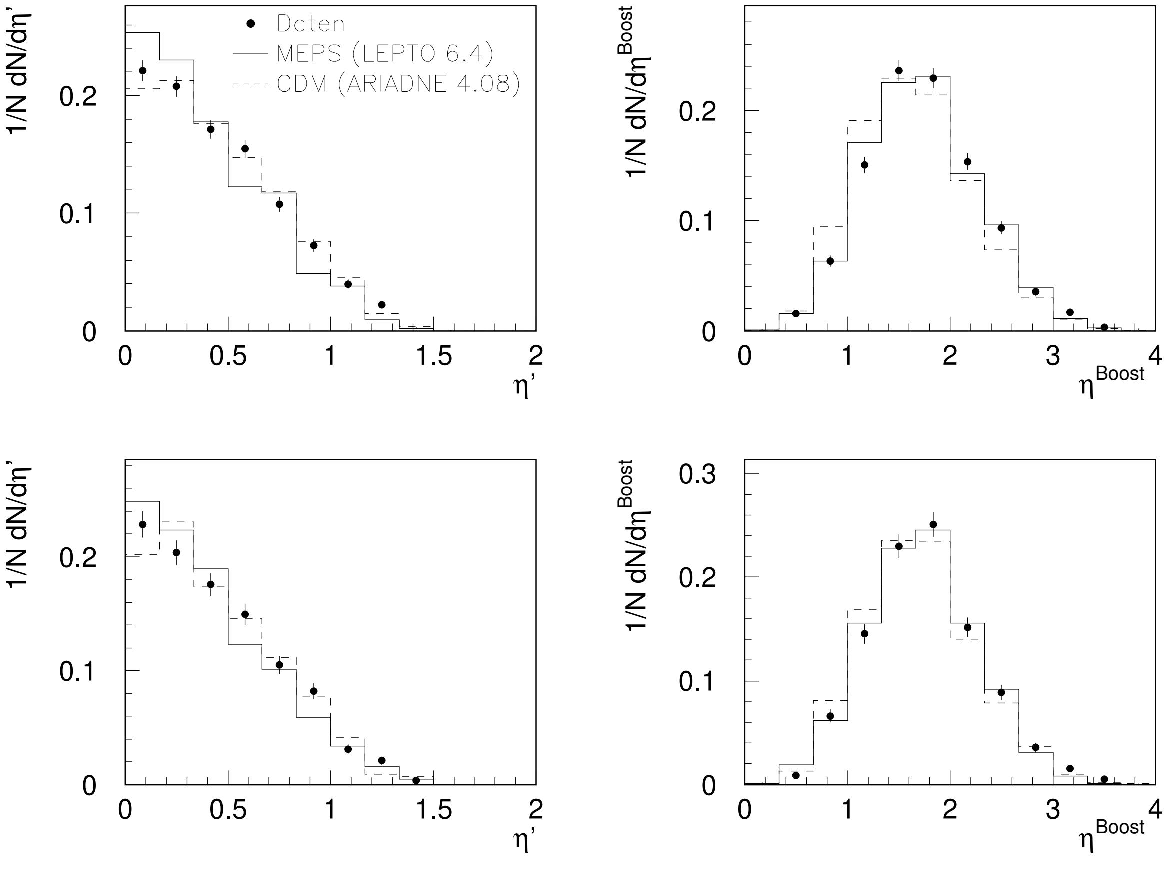

Abbildung A.1: *Einige Kontrollgrößen im Breit-System für den Konus-Jetalgorithmus (oben mit Radius $R = 1$, unten mit Radius $R = 0{,}7$). Die Größen sind für die Daten und die beiden Monte-Carlo-Modelle MEPS und CDM eingezeichnet.*

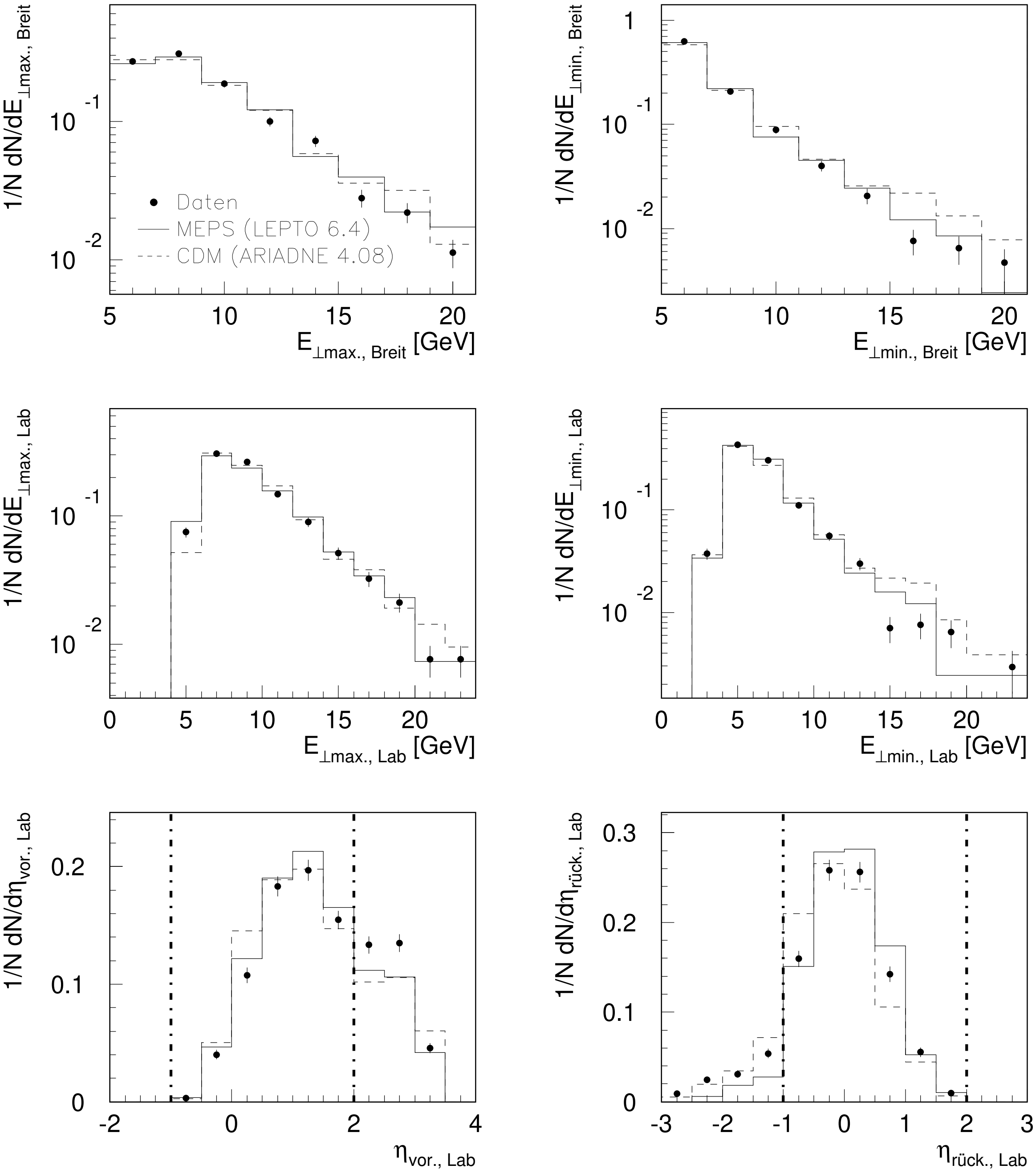

Abbildung A.2: *Einige Größen der Jets nach den Schnitten für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$. Die Detektorsimulation der Monte-Carlo-Modelle MEPS und CDM sind zum Vergleich mit den Daten eingezeichnet.*

Anhang B
Die Observablen

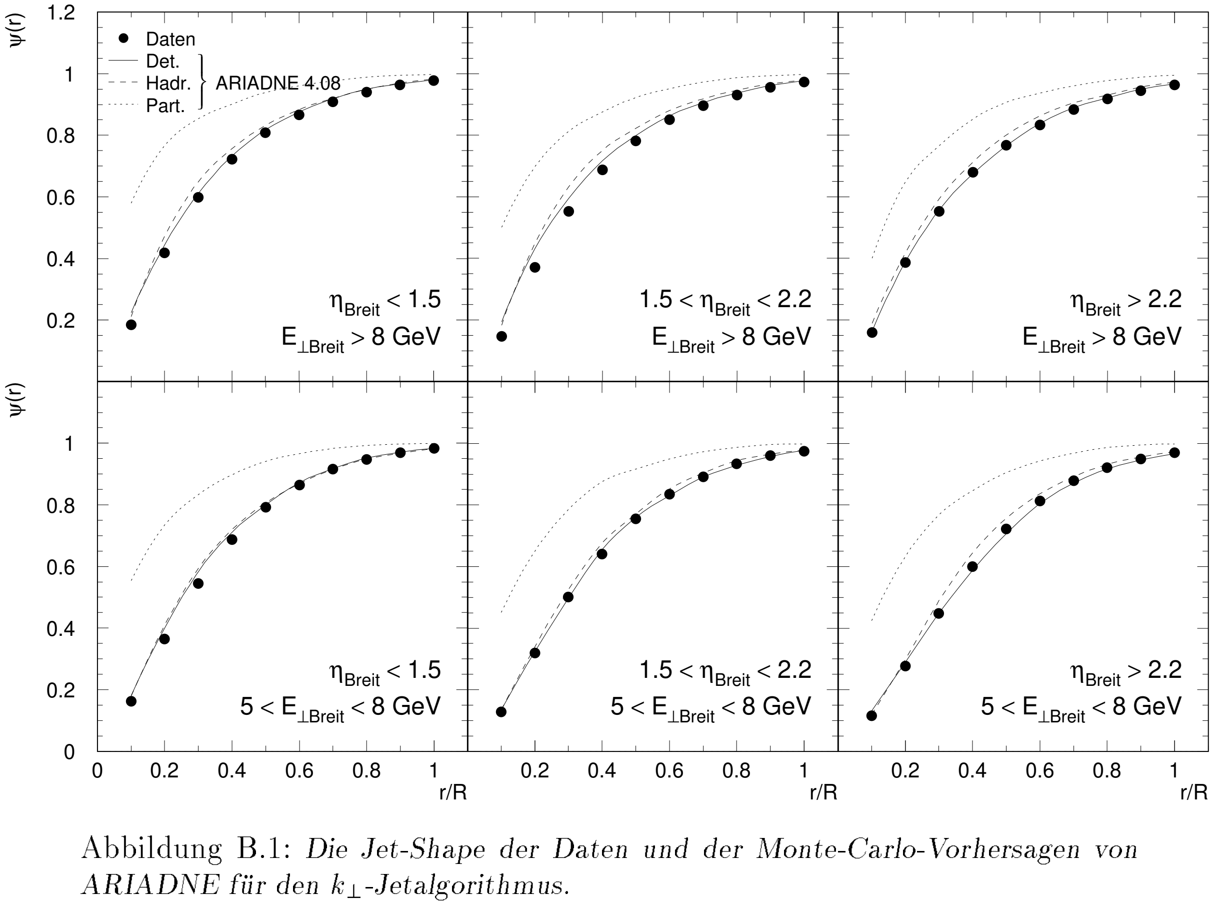

Abbildung B.1: *Die Jet-Shape der Daten und der Monte-Carlo-Vorhersagen von ARIADNE für den $k_\perp$-Jetalgorithmus.*

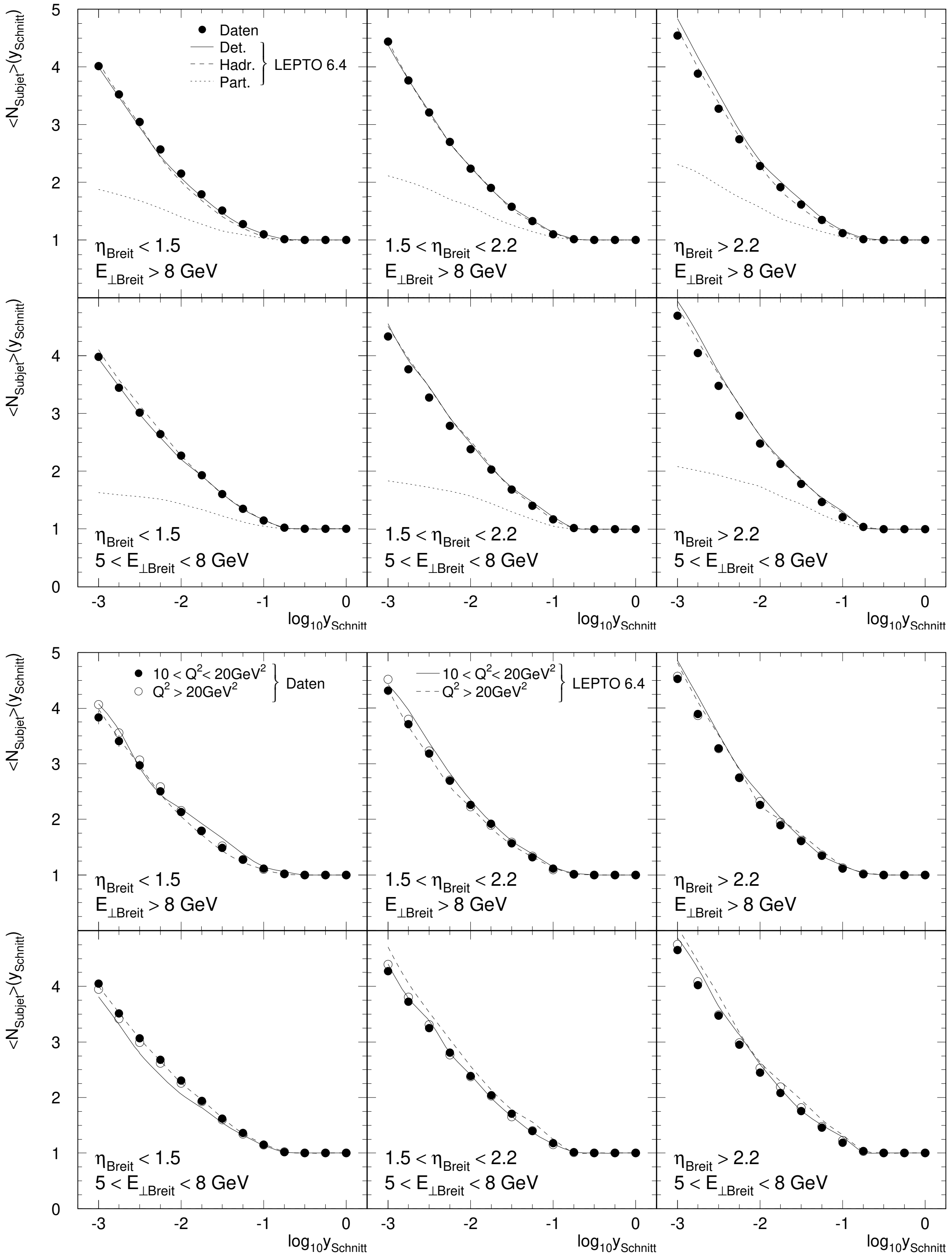

Abbildung B.2: *Die Subjet-Multiplizität der Daten im Vergleich zu den Vorhersagen des Monte-Carlo-Modells MEPS von LEPTO mit dem $k_\perp$-Jetalgorithmus. Oben für die verschiedenen Monte-Carlo-Vorhersagen, unten die Observable der Daten und der simulierten Detektorantwort, eingeteilt in zwei Q^2-Bereiche.*

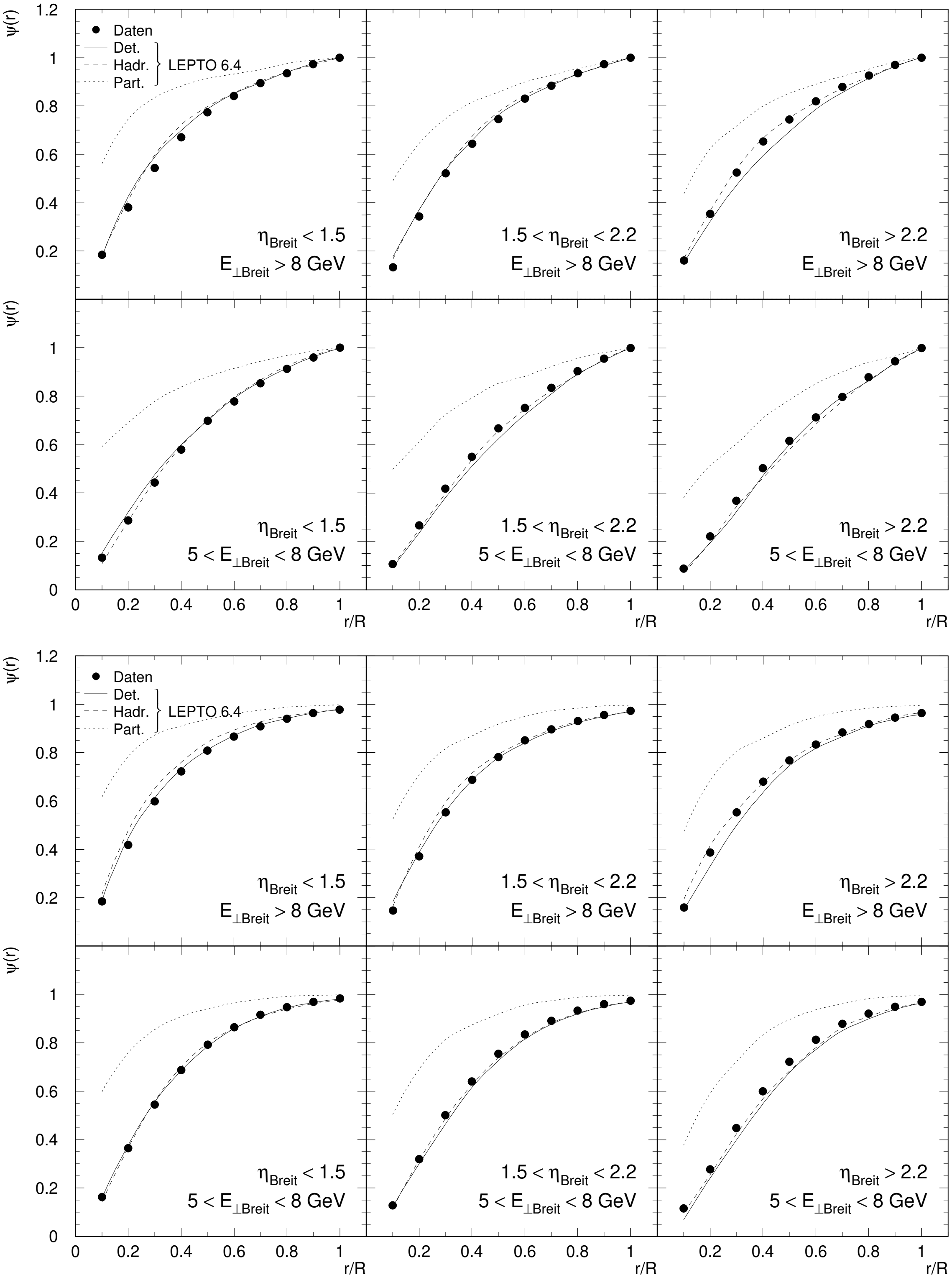

Abbildung B.3: *Die Observable $\Psi(r)$ der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten und der Vorhersagen des Monte-Carlo-Generators LEPTO, oben für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$ und unten für den $k_\perp$-Jetalgorithmus.*

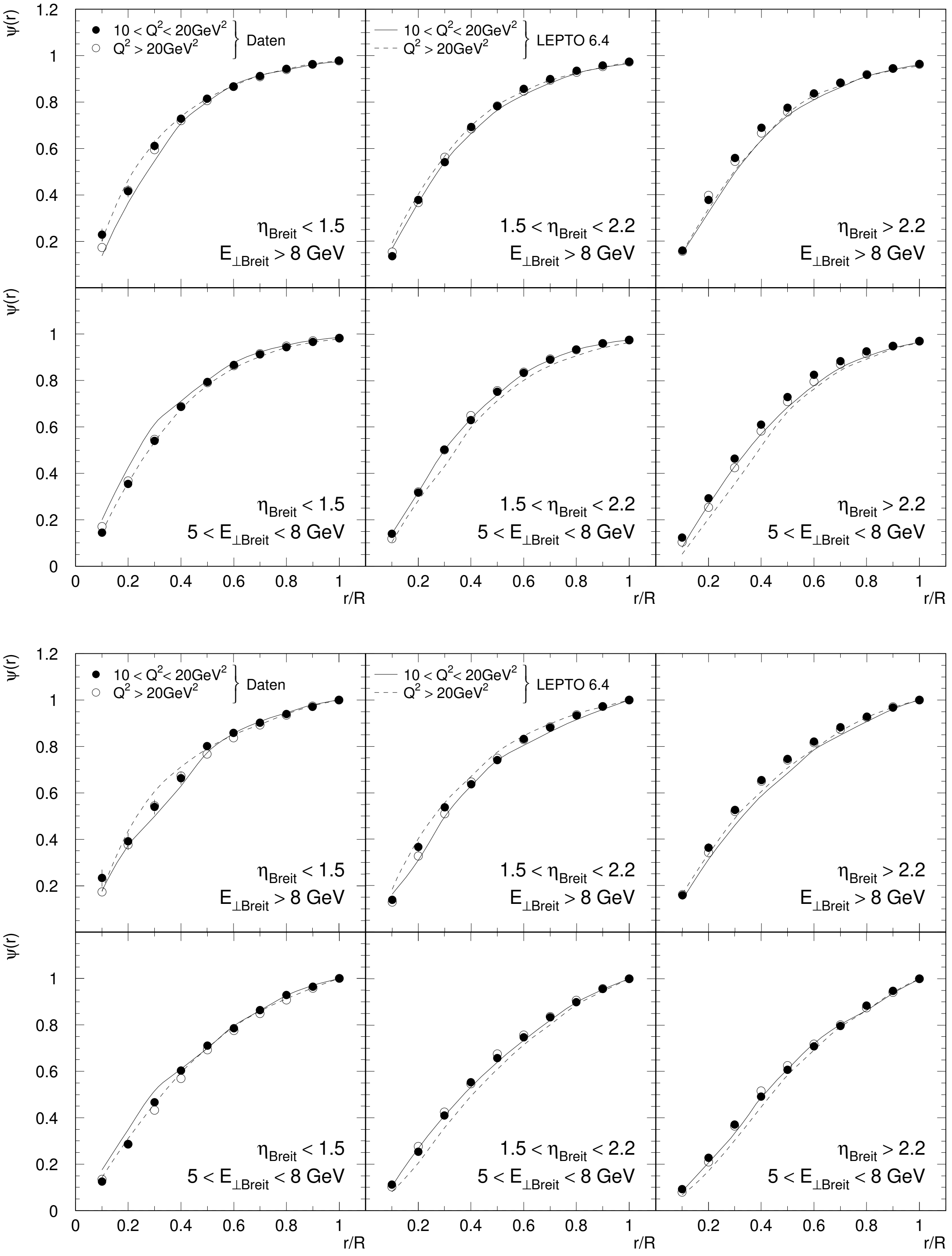

Abbildung B.4: *Jet-Shapes der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zur simulierten Detektorantwort des Monte-Carlo-Generators LEPTO in zwei Q^2-Bereichen. Oben für den $k_\perp$- und unten für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$.*

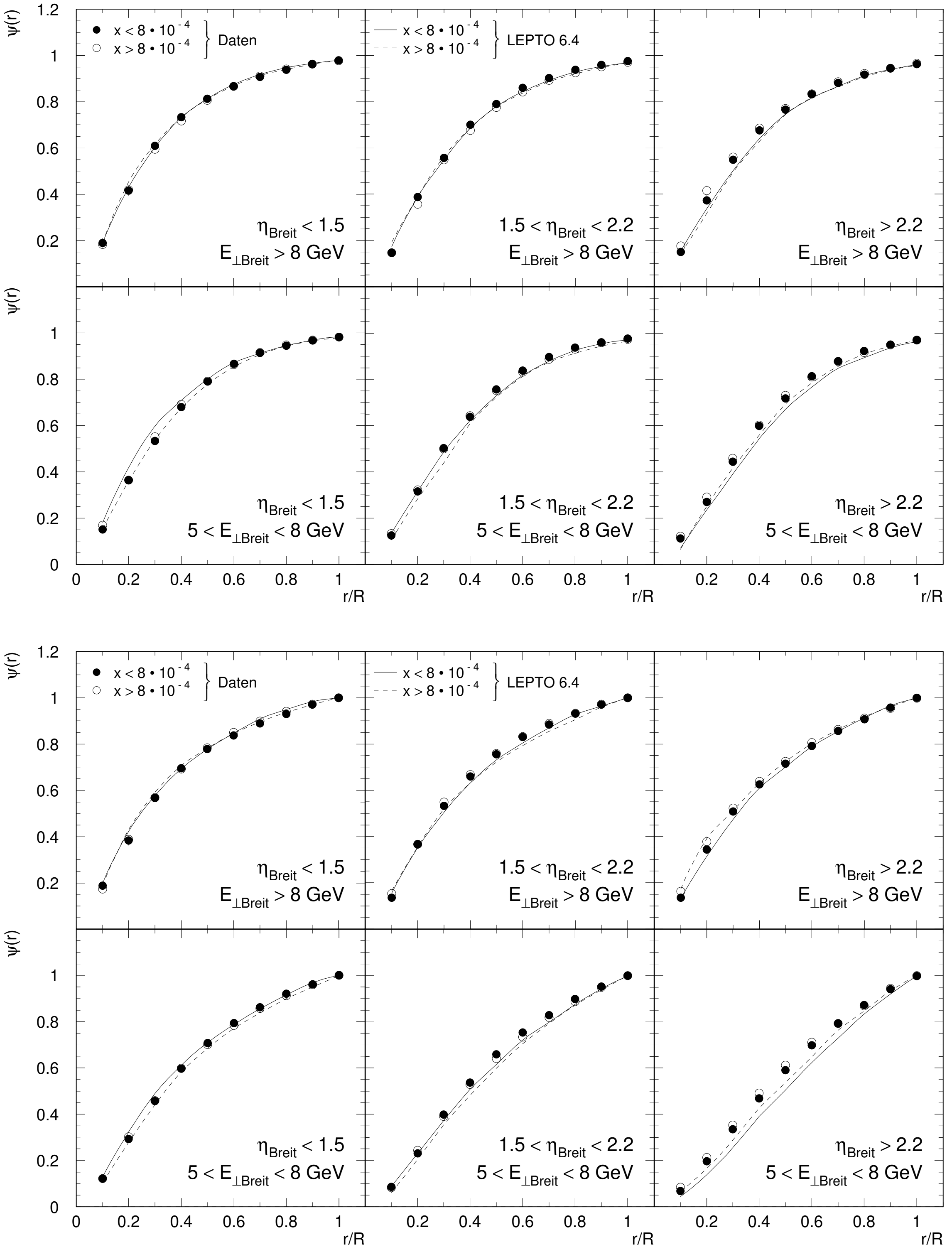

Abbildung B.5: *Jet-Shapes der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zur Vorhersage der Detektorsimulation des Monte-Carlo-Generators LEPTO, eingeteilt in zwei x-Bereiche. Oben für den $k_\perp$- und unten für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 1$.*

Anhang C
Korrektur der Daten

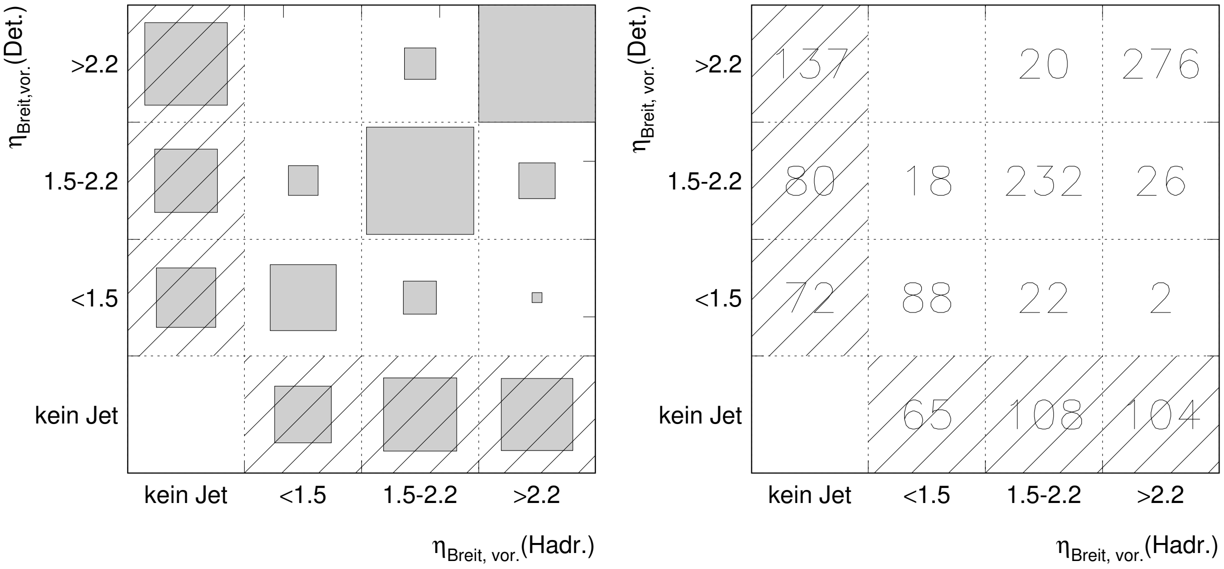

Abbildung C.1: *Korrelation zwischen den vorderen Jets der simulierten Detektorantwort und des generierten hadronischen Endzustandes für die Einteilung des Phasenraums in drei η-Bins. Verwendet wurde der Monte-Carlo-Generator LEPTO 6.4 und der $k_\perp$-Jetalgorithmus.*

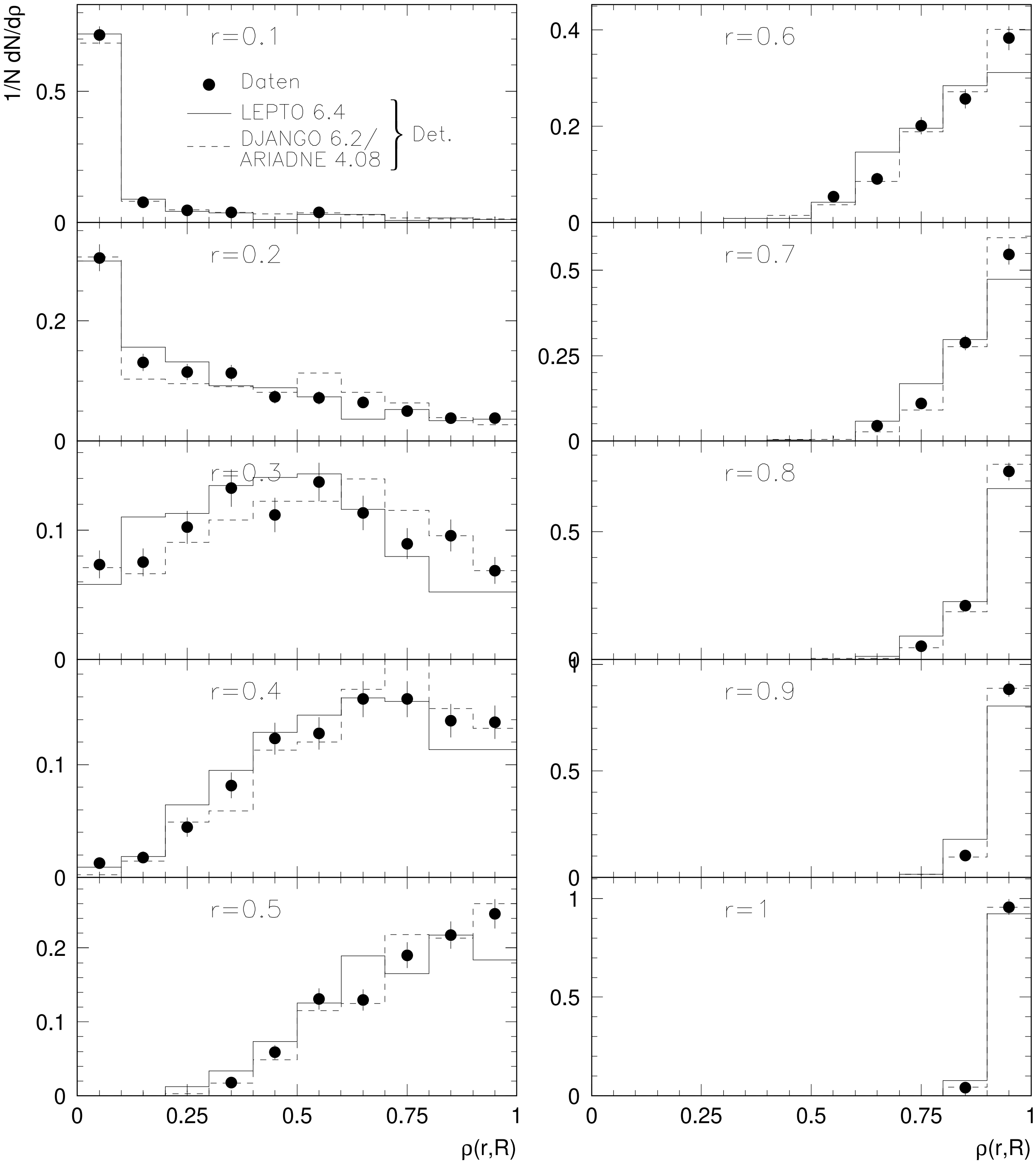

Abbildung C.2: *Die ρ-Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zu den Detektorsimulationen der zur Korrektur verwendeten Monte-Carlo-Modelle MEPS von LEPTO und CDM von ARIADNE für den $k_\perp$-Jetalgorithmus im Bin:* $5 < E_{\perp \mathrm{Breit}} < 8\,\mathrm{GeV}$ *und* $1{,}5 < \eta_{\mathrm{Breit}} < 2{,}2$.

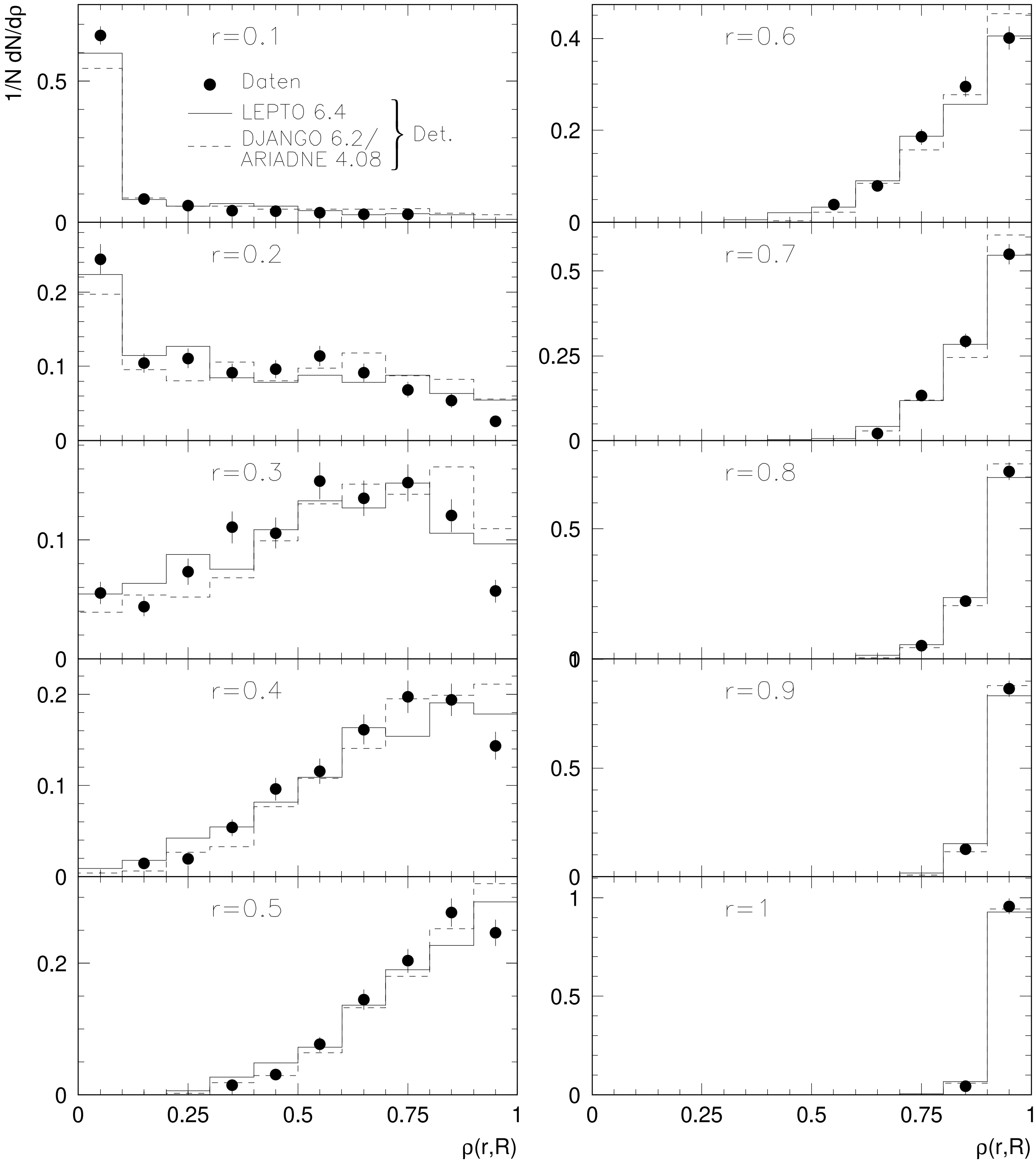

Abbildung C.3: *Die ρ-Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zu den Detektorsimulationen der zur Korrektur verwendeten Monte-Carlo-Generatoren LEPTO und ARIADNE für das Bin:* $E_{\perp \mathrm{Breit}} > 8$ *GeV und* $1{,}5 < \eta_{\mathrm{Breit}} < 2{,}2$.

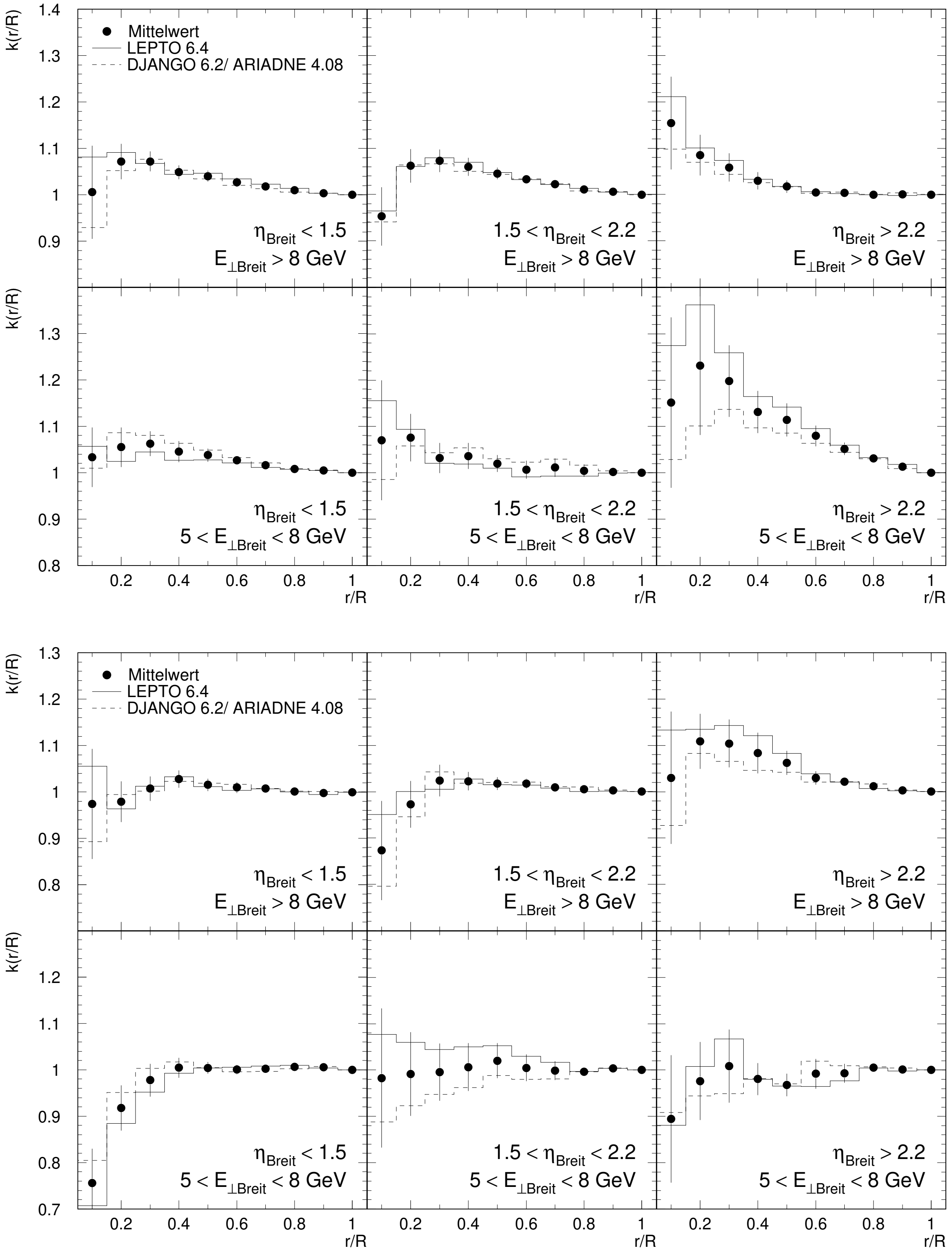

Abbildung C.4: *Die Korrekturfaktoren der Jet-Shape für den Konus-Jetalgorithmus. Oben mit Radius $R = 1$, unten mit Radius $R = 0{,}7$.*

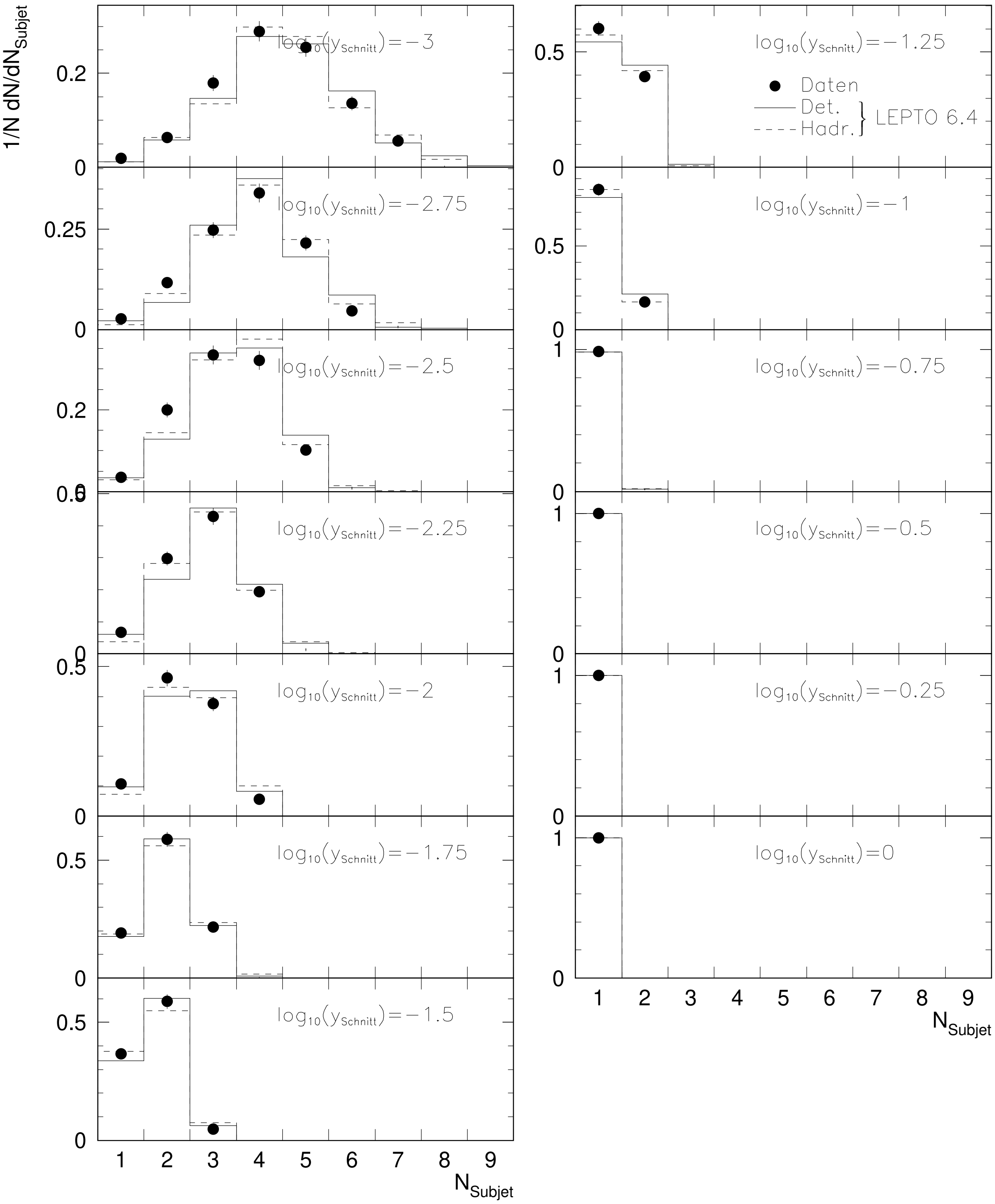

Abbildung C.5: *N_{Subjet}-Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten im Vergleich zur simulierten Detektorantwort und zum generierten hadronischen Endzustand des Monte-Carlo-Generators LEPTO im Phasenraum-Bin: $5 < E_{\perp Breit} < 8\,GeV$ und $1{,}5 < \eta_{Breit} < 2{,}2$.*

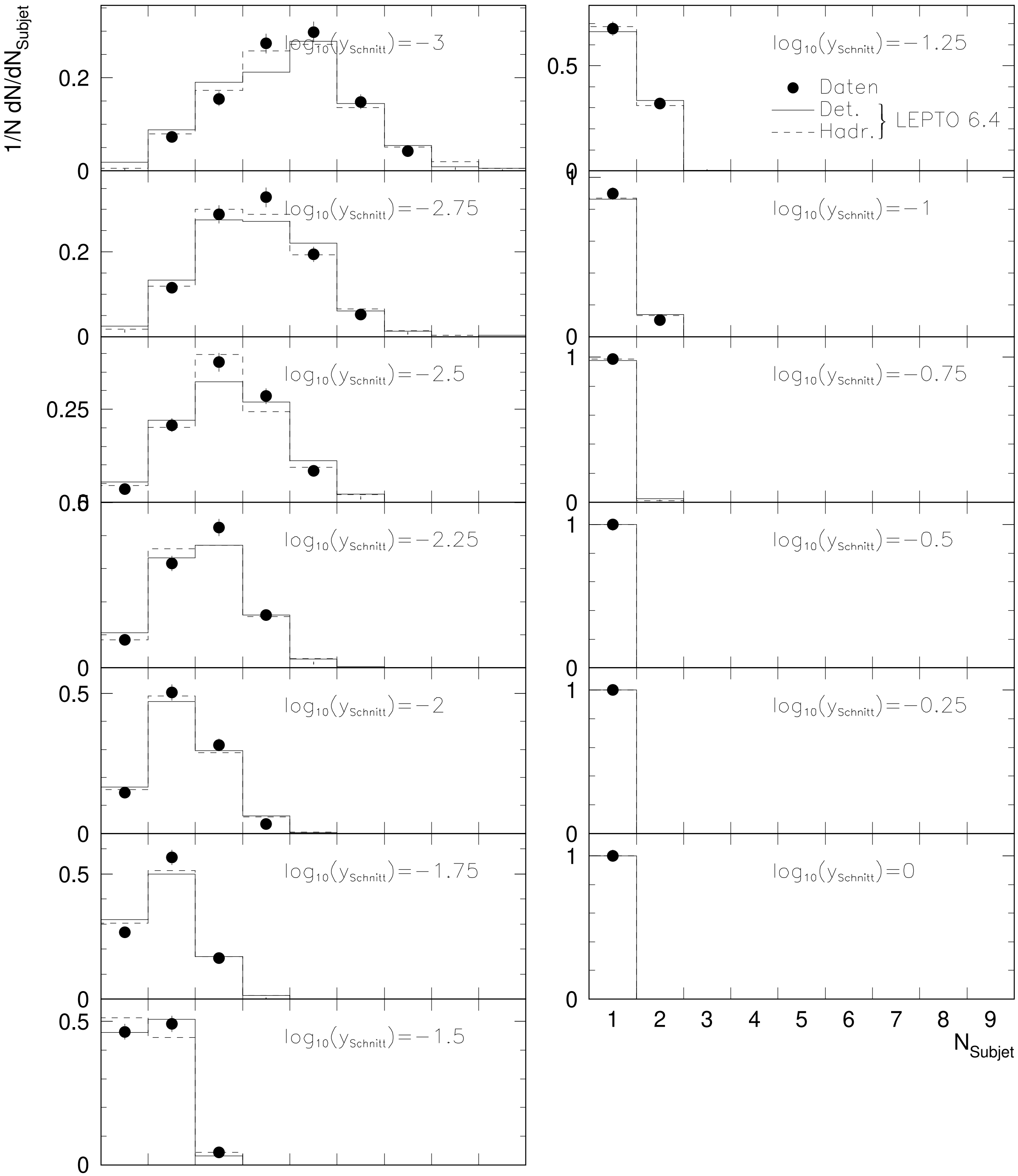

Abbildung C.6: *Die N_{Subjet}-Verteilungen der nicht für Detektor-Effekte korrigierten Daten sowie der Detektorsimulation und des hadronischen Endzustandes des Monte-Carlo-Generators LEPTO im Phasenraum-Bin:* $E_{\perp Breit} > 8\,GeV$ *und* $1{,}5 < \eta_{Breit} < 2{,}2$.

Anhang D

Ergebnisse

Jet-Shape ——— H1 preliminary									
longit. inv. $k_\perp$ (KTCLUS)									
r/R	$5 < E_\perp < 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.
0.1	0.1503	0.0078	0.0159	0.1188	0.0085	0.0120	0.1474	0.0110	0.0275
0.2	0.3612	0.0094	0.0188	0.3289	0.0116	0.0172	0.2832	0.0109	0.0201
0.3	0.5539	0.0086	0.0165	0.5188	0.0108	0.0178	0.4644	0.0106	0.0207
0.4	0.7003	0.0070	0.0092	0.6552	0.0091	0.0125	0.6170	0.0091	0.0155
0.5	0.7998	0.0053	0.0090	0.7627	0.0069	0.0106	0.7317	0.0073	0.0120
0.6	0.8658	0.0038	0.0073	0.8398	0.0052	0.0075	0.8232	0.0054	0.0092
0.7	0.9139	0.0028	0.0044	0.8965	0.0039	0.0058	0.8917	0.0040	0.0071
0.8	0.9430	0.0020	0.0033	0.9361	0.0027	0.0051	0.9345	0.0030	0.0058
0.9	0.9654	0.0015	0.0032	0.9609	0.0019	0.0034	0.9587	0.0022	0.0051
1.0	0.9803	0.0010	0.0026	0.9753	0.0014	0.0036	0.9762	0.0016	0.0050
r/R	$E_\perp > 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.
0.1	0.1888	0.0109	0.0252	0.1317	0.0083	0.0094	0.1934	0.0124	0.0178
0.2	0.4392	0.0121	0.0188	0.3946	0.0120	0.0153	0.4649	0.0138	0.0297
0.3	0.6265	0.0104	0.0179	0.5829	0.0105	0.0181	0.6076	0.0111	0.0193
0.4	0.7475	0.0083	0.0126	0.7107	0.0083	0.0140	0.7178	0.0087	0.0150
0.5	0.8306	0.0064	0.0134	0.7983	0.0064	0.0096	0.7946	0.0065	0.0113
0.6	0.8804	0.0047	0.0116	0.8638	0.0047	0.0085	0.8524	0.0050	0.0084
0.7	0.9174	0.0036	0.0070	0.9078	0.0035	0.0077	0.8986	0.0037	0.0069
0.8	0.9449	0.0027	0.0066	0.9397	0.0027	0.0049	0.9292	0.0029	0.0070
0.9	0.9644	0.0019	0.0031	0.9610	0.0019	0.0042	0.9557	0.0022	0.0037
1.0	0.9799	0.0013	0.0018	0.9763	0.0013	0.0039	0.9710	0.0016	0.0029

Tabelle D.1: *Die im Breit-System gemessenen Werte der Jet-Shape mit den dazugehörigen Fehlern für den $k_\perp$-Jetalgorithmus.*

Jet-Shape ——— H1 preliminary

Konus R=1 (PXCONE)

r/R	$5 < E_\perp < 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\Psi(r, R)$	stat.	syst.	$\Psi(r, R)$	stat.	syst.	$\Psi(r, R)$	stat.	syst.
0.1	0.1260	0.0063	0.0081	0.0905	0.0065	0.0118	0.0841	0.0064	0.0137
0.2	0.3150	0.0080	0.0150	0.2554	0.0090	0.0158	0.2483	0.0096	0.0316
0.3	0.4868	0.0080	0.0151	0.4075	0.0094	0.0151	0.4068	0.0102	0.0305
0.4	0.6247	0.0072	0.0167	0.5527	0.0091	0.0172	0.5375	0.0094	0.0248
0.5	0.7301	0.0062	0.0122	0.6641	0.0078	0.0131	0.6648	0.0087	0.0251
0.6	0.8093	0.0051	0.0089	0.7501	0.0064	0.0158	0.7585	0.0071	0.0198
0.7	0.8726	0.0040	0.0072	0.8331	0.0051	0.0169	0.8343	0.0059	0.0152
0.8	0.9221	0.0029	0.0053	0.8970	0.0036	0.0124	0.8984	0.0044	0.0092
0.9	0.9653	0.0019	0.0035	0.9527	0.0022	0.0042	0.9543	0.0026	0.0060
1.0	0.9999	0.0001	0.0001	0.9994	0.0002	0.0006	0.9995	0.0003	0.0004
r/R	$E_\perp > 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\Psi(r, R)$	stat.	syst.	$\Psi(r, R)$	stat.	syst.	$\Psi(r, R)$	stat.	syst.
0.1	0.1792	0.0100	0.0187	0.1378	0.0080	0.0093	0.1666	0.0104	0.0158
0.2	0.4149	0.0120	0.0177	0.3891	0.0108	0.0134	0.3841	0.0118	0.0183
0.3	0.6091	0.0108	0.0136	0.5800	0.0101	0.0146	0.5429	0.0109	0.0172
0.4	0.7270	0.0088	0.0117	0.7030	0.0089	0.0130	0.6472	0.0094	0.0131
0.5	0.8132	0.0073	0.0110	0.7915	0.0074	0.0096	0.7308	0.0081	0.0108
0.6	0.8694	0.0056	0.0104	0.8587	0.0056	0.0074	0.7995	0.0066	0.0088
0.7	0.9121	0.0042	0.0070	0.9062	0.0042	0.0056	0.8617	0.0050	0.0068
0.8	0.9478	0.0030	0.0054	0.9419	0.0030	0.0048	0.9080	0.0037	0.0051
0.9	0.9753	0.0018	0.0020	0.9765	0.0016	0.0022	0.9568	0.0021	0.0044
1.0	0.9998	0.0001	0.0002	0.9997	0.0001	0.0003	0.9990	0.0002	0.0005

Tabelle D.2: *Die im Breit-System gemessenen Werte der Jet-Shape mit den dazugehörigen Fehlern für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius* $R = 1$.

Jet-Shape ——— H1 preliminary									
Konus R=0.7 (PXCONE)									
r/R	$5 < E_\perp < 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.
0.1	0.0996	0.0066	0.0116	0.1047	0.0092	0.0168	0.0779	0.0078	0.0123
0.2	0.2627	0.0096	0.0176	0.2640	0.0121	0.0271	0.2146	0.0110	0.0200
0.3	0.4326	0.0100	0.0213	0.4167	0.0124	0.0281	0.3714	0.0120	0.0307
0.4	0.5817	0.0092	0.0174	0.5540	0.0115	0.0290	0.4924	0.0111	0.0197
0.5	0.7006	0.0077	0.0144	0.6813	0.0102	0.0253	0.5953	0.0100	0.0190
0.6	0.7791	0.0065	0.0115	0.7562	0.0086	0.0222	0.7070	0.0087	0.0243
0.7	0.8559	0.0050	0.0081	0.8342	0.0066	0.0174	0.7926	0.0072	0.0188
0.8	0.9191	0.0035	0.0059	0.9005	0.0047	0.0065	0.8846	0.0054	0.0103
0.9	0.9661	0.0022	0.0030	0.9601	0.0028	0.0052	0.9457	0.0032	0.0059
1.0	1.0000	-0.0001	-0.0002	0.9995	0.0005	0.0002	1.0000	-0.0001	-0.0007
r/R	$E_\perp > 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.	$\Psi(r,R)$	stat.	syst.
0.1	0.1799	0.0131	0.0228	0.1155	0.0089	0.0144	0.1646	0.0129	0.0230
0.2	0.3720	0.0141	0.0170	0.3333	0.0129	0.0177	0.3922	0.0159	0.0226
0.3	0.5477	0.0134	0.0153	0.5338	0.0124	0.0183	0.5781	0.0144	0.0293
0.4	0.6899	0.0118	0.0138	0.6572	0.0105	0.0144	0.7067	0.0119	0.0312
0.5	0.7859	0.0089	0.0110	0.7586	0.0087	0.0113	0.7898	0.0098	0.0221
0.6	0.8499	0.0068	0.0099	0.8444	0.0066	0.0099	0.8430	0.0077	0.0152
0.7	0.9006	0.0054	0.0063	0.8911	0.0051	0.0072	0.8968	0.0060	0.0099
0.8	0.9369	0.0040	0.0044	0.9402	0.0033	0.0067	0.9372	0.0042	0.0080
0.9	0.9707	0.0023	0.0040	0.9746	0.0021	0.0037	0.9715	0.0024	0.0041
1.0	0.9996	0.0000	0.0004	1.0000	0.0000	-0.0003	1.0000	0.0000	-0.0001

Tabelle D.3: *Die im Breit-System gemessenen Werte der Jet-Shape mit den dazugehörigen Fehlern für den Konus-Jetalgorithmus mit Radius $R = 0{,}7$.*

Subjet-Multiplizität ——— H1 preliminary									
longit. inv. k$_\perp$-Jetalgorithmus									
$\log_{10} y_{\text{Schnitt}}$	$5 < E_\perp < 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\langle N_{\text{Subjet}} \rangle$	stat.	syst.	$\langle N_{\text{Subjet}} \rangle$	stat.	syst.	$\langle N_{\text{Subjet}} \rangle$	stat.	syst.
0	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000
-0.25	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000
-0.5	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000
-0.75	1.012	0.004	0.007	1.025	0.005	0.012	1.042	0.007	0.018
-1	1.131	0.011	0.020	1.144	0.015	0.032	1.186	0.016	0.025
-1.25	1.340	0.015	0.032	1.391	0.020	0.036	1.440	0.021	0.030
-1.5	1.611	0.017	0.032	1.698	0.022	0.054	1.788	0.024	0.039
-1.75	1.932	0.021	0.037	2.029	0.026	0.043	2.082	0.027	0.041
-2	2.330	0.024	0.039	2.391	0.030	0.051	2.451	0.031	0.053
-2.25	2.750	0.028	0.042	2.830	0.035	0.070	2.957	0.035	0.053
-2.5	3.155	0.033	0.065	3.328	0.042	0.077	3.400	0.041	0.071
-2.75	3.602	0.038	0.088	3.841	0.048	0.085	3.930	0.046	0.067
-3	4.144	0.043	0.081	4.374	0.054	0.112	4.589	0.052	0.078
$\log_{10} y_{\text{Schnitt}}$	$E_\perp > 8$ GeV								
	$\eta < 1.5$			$1.5 < \eta < 2.2$			$\eta > 2.2$		
	$\langle N_{\text{Subjet}} \rangle$	stat.	syst.	$\langle N_{\text{Subjet}} \rangle$	stat.	syst.	$\langle N_{\text{Subjet}} \rangle$	stat.	syst.
0	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000
-0.25	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000
-0.5	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000
-0.75	1.005	0.005	0.008	1.000	0.004	0.009	1.000	0.005	0.014
-1	1.065	0.011	0.014	1.082	0.012	0.020	1.091	0.013	0.022
-1.25	1.220	0.017	0.025	1.302	0.019	0.028	1.275	0.019	0.028
-1.5	1.458	0.021	0.035	1.529	0.022	0.032	1.499	0.022	0.037
-1.75	1.733	0.025	0.039	1.893	0.026	0.044	1.796	0.026	0.059
-2	2.126	0.030	0.065	2.232	0.030	0.042	2.192	0.031	0.054
-2.25	2.611	0.035	0.078	2.690	0.036	0.054	2.655	0.038	0.054
-2.5	3.114	0.042	0.069	3.179	0.041	0.058	3.187	0.044	0.080
-2.75	3.593	0.047	0.083	3.759	0.046	0.076	3.767	0.049	0.087
-3	4.143	0.056	0.086	4.480	0.053	0.087	4.424	0.055	0.081

Tabelle D.4: *Die mit Hilfe des $k_\perp$-Jetalgorithmus im Breit-System gemessenen Subjet-Multiplizitäten mit den dazugehörigen Fehlern.*

Literaturverzeichnis

[Alt77] G. Altarelli, G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language,* Nucl. Phys. B 126 (1997) 298

[And86] B. Andersson, G. Gustafson, B. Söderberg, *A probability measure on parton and string states,* Nucl. Phys. B 264 (1986) 29

[Bar87] V.D. Barger, R.J.N. Phillips, *Collider Physics,* Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City 1987

[Bas95] U. Bassler, G. Bernadi, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the Σ method,* Nucl. Instr. and Meth. A 361 (1995) 197

[Bet94] S. Bethke, *Experimental Results on QCD and Jets at LEP and SLC,* International Symposium on Radiative Corrections, Gatlinburg (USA) 1994

[Bro79] S.J. Brodsky, T. DeGrand, *Production of jets and single particles at large transverse momentum in photon-photon collisions,* Phys. Rev. D19 (1979) 1418

[Cat93] S. Catani, *The $k_\perp$-algorithm for Jet Production and Fragmentation,* CERN-TH.6895/93, Genève 1993

[Cat97] S. Catani, M.H. Seymour, *A general algorithm for calculating jet cross sections in NLO QCD,* Nucl. Phys. B 485 (1997) 291

[CDF92] CDF Collaboration, *The topology of three jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$,* Phys. Rev. D 45 (1992) 1448

[CDF93] CDF Collaboration, *Measurement of Jet Shapes in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$,* Phys. Rev. Lett. Vol. 70, Nr. 6 (1993) 713

[Che75] M. Chen, P.M. Zerwas, *Equivalent-particle approximations in electron and photon processes of higher-order QED,* Phys. Rev. D12 (1975) 187

[Ell93] S.D. Ellis, D.E. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions,* CERN-TH.6860/93, Genève 1993

[Ell96] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber, *QCD and Collider Physics,* Cambridge University Press, Cambridge 1996

[Fal94] B. Falkenburg, *Teilchenmetaphysik, Grundlagen der exakten Naturwissenschaften Band 9,* BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1994

[Fer96] *DØ Papers on QCD Studies with Jets, Submitted to DPF '96,* Fermilab-Conf-96/304-E DØ, DPF Minneapolis Minn. (1996)

[Fie77] R.D. Field, R.P. Feynman, *Quark elastic scattering as a source of high-transverse-momentum-mesons,* Phys. Rev. D 15 (1977) 2590

[Fri91] J.I. Friedman, *Deep inelastic scattering: Comparisons with the quark model,* Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 615

[Gör91] L. Görlich, H.P. Wellisch, *Documentation of the LAr clustering,* Internal report DESY H1-12/91-204, Hamburg 1991

[Gri96] D.J. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik,* Akademie Verlag, Berlin 1996

[Gus88] G. Gustafson, U. Petterson, *Dipole formulation of QCD cascades,* Nucl. Phys. B 306 (1988) 746

[H194a] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,* Nucl. Instr. and Meth. A 344 (1994) 57

[H194b] H1 Collaboration, *Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA,* Nucl. Phys. B 429 (1994) 447

[H196a] H1 Collaboration, S. Aid et al., *A measurement and QCD analysis of the proton structure function* $F_2(x, Q^2)$ *at HERA,* Nucl. Phys. B 470 (1996) 3

[H196b] H1 BEMC Group, J. Bán et al., *The H1 backward calorimeter BEMC and its inclusive electron trigger,* Nucl. Instr. and Meth. A 372 (1996) 399

[H196c] H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA,* Internal report DESY H1-96-01, Hamburg 1996 und Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 310, 348

[Hal84] F. Halzen, A.D. Martin, *QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics,* John Wiley & Sons Inc., Singapore 1984

[HER87] M. Bengtsson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, *Parton Cascade Evolution and Event Structure at HERA, Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1,* DESY, Hamburg 1987

[HER91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, *Reconstruction of* (x, Q^2) *and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, Proceedings of the Workshop Physics at HERA Vol. 1,* DESY, Hamburg 1991

[Hof56] R. Hofstadter, *Electron Scattering and Nuclear Structure,* Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

[Hut90] J.E. Huth et al., *Research Directions for the Decade, Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics,* Snowmass, Colorado 1990

[Ing96] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, *LEPTO 6.5 — A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering,* DESY 96-057, Hamburg 1996

[Ken91] H.W. Kendall, *Deep inelastic scattering: Experiments on the proton and the observation of scaling,* Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 597

[Kni97] G. Knies: private Mitteilung, 1997

[Kwi91] A. Kwiatkowski et al., *HERACLES, An event generator for ep interactions at HERA including radiative processes, Proceedings of the HERA workshop Vol. 3,* DESY, Hamburg 1991

[Loh90] E. Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik,* Teubner Studienbücher, Stuttgart 1990

[Lön94] L. Lönnblad, *Ariadne version 4, A Programm for Simulation of QCD-Cascades Implementing the Colour Dipole Model, Revision 5,* CERN CH-1211, Genève 1994

[Mar92] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbiendi, I.G. Knowles, M.H. Seymour, L. Stanco, *HERWIG 5.1 - a MC event generator,* Comp. Phys. Comm. 67 (1992) 465

[Mir96] E. Mirkes, D. Zeppenfeld, *Dijet production at HERA in next-to-leading order,* Phys. Lett. B380 (1996) 205

[Nac92] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte,* Vieweg, Braunschweig 1992

[OPA93] The OPAL Collaboration (P.D. Acton et al.), *A determination of* $\alpha_s(M(Z^0))$ *at LEP using resummed QCD calculations,* Z. Phys. C 59 (1993) 1

[OPA94] The OPAL Collaboration, *QCD Studies using a Cone-based Jet Finding Algorithm for* e^+e^- *Collisions at LEP,* CERN-PPE/94-51, Genf 1994

[Pan94] A. Panitch, *Vertex reconstruction and BPC efficiency determinations for the 1993 structure function analysis,* Internal report DESY H1-08/94-373, Hamburg 1991

[Qui83] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions,* Addison-Wesley, Paris 1983

[Sch95] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker,* Springer, Berlin 1995

[Sch91] G.A. Schuler, H. Spießberger, *DJANGO - the interface for the eventgenerators HERACLES and LEPTO, Proceedings of the HERA workshop Vol. 3,* DESY, Hamburg 1991

[Sey94] M.H. Seymour, *Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: a comparative study,* Z. Phys. C 62 (1994) 127

[Sey97] M.H. Seymour, *Jet Phenomenology, Proceedings of Les Rencontres de la Valée d'Aoste: Results and Perspectives in Particle Physics,* La Thuile 1997

[Sjö93] T. Sjöstrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,* Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[Spi97] J. Spiekermann, *Die Messung der Rate von 2-Jet-Ereignissen in tiefinelastischer Streuung bei HERA,* Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund 1997

[Tay91] R.E. Taylor, *Deep inelastic scattering,* Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573

[Web84] B.R. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference,* Nucl. Phys. B 238 (1984) 492

[Wel94] H.P. Wellisch, J.P. Kubenka, H. Oberlack, P. Schacht, *Hadronic calibration of the H1 LAr calorimeter using software weighting techniques,* Internal report DESY H1-02/94-346, Hamburg 1983

[ZEU97] ZEUS Collaboration, *Measurement of Jet Shapes in Photoproduction at HERA,* DESY 97-191, Hamburg 1997

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut.

Für die Übernahme des Koreferates und einige Verbesserungsvorschläge zum Theoriekapitel danke ich Herrn Prof. Dr. Christoph Berger.

Markus Wobisch danke ich für die engagierte Betreuung. Er stand immer für Fragen aller Art zur Verfügung und mit seinem kompetenten technischen sowie physikalischen Wissen hat er die Rahmenbedingungen für den zielgerichteten Fortschritt dieser Arbeit gesetzt.

Bei der H1-Arbeitsgruppe „DIS-Jet“ bedanke ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Für das freundliche und kollegiale Miteinander unserer Bürogemeinschaft danke ich Carlo Duprel, Heiko Itterbeck, Peer-Oliver Meyer und Markus Wobisch.

Carlo Duprel, Thomas Hadig, Peer-Oliver Meyer, Klaus Rabbertz, Thorsten Wengler, Markus Wobisch und Herrn Dr. Herbert Gräßler danke ich für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Meiner Frau Xiao Hong danke ich für die Übersetzung des „Abstract“ ins Chinesische und vor allem für die vielen Entbehrungen, die sie während meiner Diplomarbeit zu erleiden hatte.