

Untersuchungen von Myon-Jet-Ereignissen im H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit im Fachbereich Physik
an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik

vorgelegt von

INGA MARIA BÖTTCHER

Kolonnenweg 19
24226 Heikendorf

April 1996

Untersuchungen von Myon-Jet-Ereignissen im H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit im Fachbereich Physik
an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik

vorgelegt von

INGA MARIA BÖTTCHER

Kolonnenweg 19
24226 Heikendorf

April 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Physik bei HERA	5
2.1	Kinematik der ep -Streuung	5
2.2	Tiefinelastische Streuung (DIS)	6
2.3	Photoproduktion	7
2.3.1	Direkte Prozesse mit Konstituenten des Protons	8
2.3.2	Aufgelöste Prozesse	9
2.3.3	Wirkungsquerschnitte der Produktion schwerer Quarks	10
2.4	Zerfälle von schweren Quarks	11
2.5	Myonen in H1	14
2.6	Signale schwerer Quarks	14
3	Ziel der Arbeit	17
4	Der Speicherring HERA und das H1-Experiment	19
4.1	HERA	19
4.2	Der H1-Detektor	20
4.2.1	Die Spurenkammern	20
4.2.2	Das Kalorimeter	22
4.2.3	Das Myon-System	23
4.2.4	Das Luminositätssystem	24
5	Untersuchungen zur Rekonstruktion von Myonen und Jets	25
5.1	Generierung der Monte-Carlo Daten	25
5.2	Zusammensetzung der Monte-Carlo Daten	26
5.3	Rekonstruktion der Myonen	28
5.4	Rekonstruktion der Jets	31

6	Untersuchungen zum Prozess $ep \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow \mu + Jet + X$ anhand der MC-Simulation	33
6.1	Topologie der Ereignisse	33
6.2	Zusammenfassung	42
7	Auswahl der Daten	49
7.1	Selektion der Daten	49
7.2	Klassifizierung der Daten	50
8	Analyse der Daten	53
8.1	Analyse der Daten aus <i>Sample 1</i>	53
8.2	Analyse der Daten aus <i>Sample 2</i>	55
8.3	Ergebnis der Analyse von <i>Sample 1</i> und <i>Sample 2</i>	61
8.4	Analyse der Daten aus <i>Sample 3</i>	62
9	Zusammenfassung	75

Kapitel 1

Einleitung und Aufgabenstellung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den Eigenschaften und Wechselwirkungen der kleinsten Teilchen. Nach dem Standardmodell der Elementarteilchentheorie sind alle Teilchen aus zwölf verschiedenen, punktförmigen Spin-1/2-Teilchen (Fermionen) und ihren Antiteilchen zusammengesetzt. Man unterscheidet dabei zwischen Quarks, die die „Bausteine“ für schwerere Teilchen wie z. B. Protonen und Neutronen -allgemein von Hadronen- sind, und Leptonen. Quarks und Leptonen lassen sich in drei Gruppen einteilen, die Generationen genannt werden:

$$(d, u, e, \nu_e) (s, c, \mu, \nu_\mu) (b, t, \tau, \nu_\tau)$$

Die Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen werden durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon γ , die Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung sind das W^\pm und das Z^0 , das Eichboson der starken Wechselwirkung ist das Gluon g .

Elementarteilchenphysik und Hochenergiephysik sind Synonyme. Das hat im wesentlichen zwei Gründe:

Zum einen werden für die Erzeugung von schweren Elementarteilchen große Energien benötigt. Zum anderen besagt die Heisenbergsche Unschärferelation

$$\Delta p \cdot \Delta x \gtrsim \hbar,$$

daß zur Erforschung immer kleinerer Dimensionen immer größere Energien benötigt werden. Mit einem Probesteilchen, das den Viererimpuls Q trägt, lassen sich maximal Strukturen der Größe

$$x \simeq 0,2 \frac{\text{fm}}{Q[\text{GeV}]}$$

auflösen.

Bei der Hadron-Elektron-Ringanlage HERA besteht die Möglichkeit, große Impulsüberträge zu erzeugen. Die ep -Kollisionen bei HERA finden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314$ GeV statt. Der dabei maximal mögliche Impulsübertrag beträgt $Q_{\max}^2 = 40000$ GeV²; das ist um Faktor 100 größer als bei älteren Lepton-Nukleon-Streuexperimenten. Mit Q_{\max}^2 wird eine Auflösung von 10^{-3} fm erreicht; das entspricht einem tausendstel des Protondurchmessers.

Deswegen konnten an HERA die bisher genauesten Messungen der Partonenverteilung (Verteilung von Gluonen und Quarks) im Proton vorgenommen werden.

Bei kleinem Q^2 wird auch die Struktur des Photons erforscht. Das Photon verhält sich teilweise punktförmig und reagiert dann über die elektromagnetische Wechselwirkung, es kann sich aber auch hadronisch verhalten und dann als ein Partonsystem betrachtet werden.

Durch die hohe Schwerpunktsenergie ist es bei HERA auch möglich, die Produktion und den Zerfall schwerer Quarks zu untersuchen, wie *charm* und *bottom*-Quarks aufgrund ihrer hohen Masse auch genannt werden¹. Der Nachweis der Bildung schwerer Quarks wird über ihre Zerfallsprodukte geführt.

Im wesentlichen gibt es zwei Nachweiskanäle der schweren Quarks: Wie leichte Quarks und auch Gluonen können schwere Quarks in ein Bündel aus Hadronen fragmentieren, das bei genügend großer Energie als *Jet* bezeichnet wird.

Zusätzlich haben sie die Möglichkeit, semileptonisch in ein Lepton, ein Neutrino und ein schweres Quarks zu zerfallen.

Da schwere Quarks immer paarweise produziert werden, gibt es drei verschiedene Endzustände: Zwei Leptonen, zwei Jets oder ein Lepton und ein Jet.

Untersuchungen zum Zerfall in zwei Leptonen wurden bereits vorgenommen. Da aus dem Nachweis eines Jet nicht abgeleitet werden kann, ob er aus der Fragmentation eines schweren Quarks, eines leichten Quarks oder eines Gluons entstanden ist, eignen sich Zwei-Jet-Ereignisse nicht zur Untersuchung von schweren Quarks.

In dieser Arbeit sollen nun Ereignisse mit einem Myon und einem Jet betrachtet werden.

¹Zu den schweren Quarks gehört auch das *top*, dessen Existenz aber erst 1995 am Fermilab nachgewiesen werden konnte [1][2]. Bei HERA werden nur *charm* und *bottom* untersucht.

Zunächst wird ein Überblick über die Kinematik und Topologie der Ereignisse des Prozesses

$$ep \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow \mu\nu_{\mu}q + \text{Jet}$$

gewonnen. Mit diesen Informationen soll anschließend festgestellt werden, ob sich Myon-Jet-Ereignisse dazu eignen, den semimyonischen Zerfall schwerer Quarks zu untersuchen, ob es also möglich ist, aus den ausgewählten Daten den Anteil aus der Produktion schwerer Quarks von dem anderer Prozesse zu trennen.

Schließlich soll nicht vergessen werden, daß bei den hohen Schwerpunktsenergien von HERA die Bildung bisher unbekannter Teilchen möglich ist. Deswegen endet die Arbeit mit einem kurzen Blick auf diejenigen unter den Myon-Jet-Ereignissen, die sich durch eine hohe Transversalenergie von Myon und Jet auszeichnen. Sie sollen nach Anzeichen für neue Prozesse untersucht werden.



Kapitel 2

Physik bei HERA

2.1 Kinematik der ep -Streuung

Bei der Beschreibung der ep -Streuung unterscheidet man zwei Prozesse: die Photoproduktion und die tiefinelastische Streuung. Bei der Photoproduktion ist die Virtualität des Photons gering ($q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$), bei der tiefinelastischen Streuung (engl. *deep inelastic scattering* DIS) ist $q^2 \gg 0 \text{ GeV}^2$. In dieser Arbeit wird die Grenze für Photoproduktion bei $q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ gezogen.

Bei der Beschreibung der Streuung ist es notwendig, Lorentz-invariante Größen zu benutzen. Die wichtigsten dieser Parameter gibt Tabelle 2.1 an.

E_e, e	Energie und Viererimpuls des einlaufenden Positrons
E_p, p	Energie und Viererimpuls des einlaufenden Protons
E'_e, e'	Energie und Viererimpuls des gestreuten Positrons
$s = (e + p)^2$	$\simeq 4E_e E_p$ Quadrat der Schwerpunktsenergie
$q^2 = (e - e')^2$	$= -2E_e E'_e (1 + \cos \theta'_e) = -Q^2$ Quadrat des Impulsübertrages, Virtualität des Photons
$y = (q \cdot p)/(e \cdot p)$	Anteil des Energieübertrag
$x = Q^2/(2q \cdot p) = Q^2/(2m_p \nu) = Q^2/(ys)$	Skalenvariable x_{Bjorken}
$W_{\gamma p} = 2\sqrt{E_\gamma E_p}$	Schwerpunktsenergie des γp Systems

Tabelle 2.1: Die wichtigsten kinematischen Größen der Lepton-Proton-Streuung

Da Energie und Impuls der einlaufenden Teilchen bekannt sind, kann der Streuprozess $ep \rightarrow eX$ durch zwei Größen beschrieben werden, üblicherweise durch x und Q^2 . Für neutrale Ströme lassen sich x und Q^2 sowohl aus dem

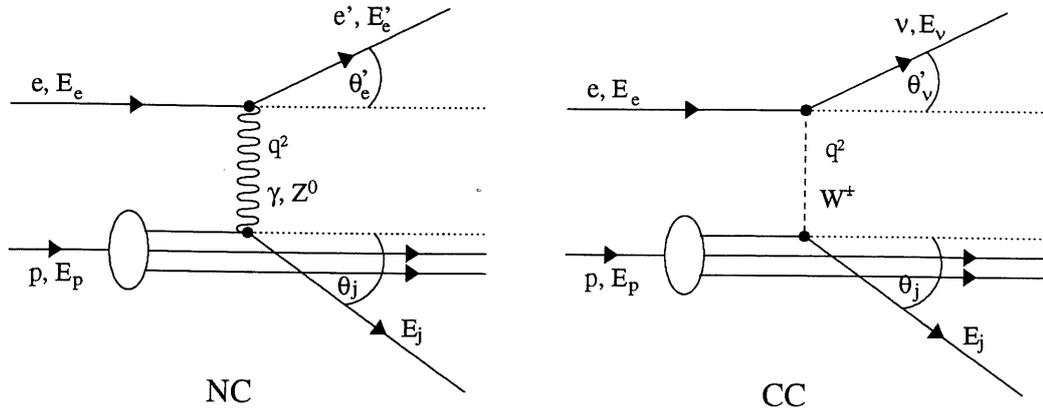


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für DIS-Prozesse mit neutralem (NC) und geladenem (CC) Strom

gestreuten Positron als auch aus dem hadronischen System bestimmen, bei geladenen Strömen steht nur die hadronische Seite zur Verfügung.

Mit den oben angegebenen Definitionen erhält man von dem gestreuten Elektron:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos \theta'_e) \quad (2.1)$$

$$Q^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta'_e) \quad (2.2)$$

$$x = \frac{E'_e}{E_e} \frac{1 + \cos \theta'_e}{2yE_p} \quad (2.3)$$

Aus dem hadronischen System (unter Ausschluß des Protonen-Restes) mit der Energie E_j und dem Entstehungswinkel θ_j kann man die Größen mit den folgenden Gleichungen berechnen.

$$y = \frac{E_j}{2E_e}(1 - \cos \theta_j) \quad (2.4)$$

$$Q^2 = \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - y} \quad (2.5)$$

$$x = \frac{E_j(1 + \cos \theta)}{(1 - y)2E_p} \quad (2.6)$$

2.2 Tiefinelastische Streuung (DIS)

Bei der tiefinelastischen Streuung wechselwirkt das Elektron über ein Eichboson mit dem Proton. Das Eichboson koppelt dabei an einen Konstituenten

des Protons, also an ein leichtes Quark oder ein Gluon. Da der intrinsische Anteil an schweren Quarks im Proton vernachlässigt werden kann [3], handelt es sich um keine Prozesse mit schweren Quarks. Je nachdem, ob das Eichboson eine Ladung trägt (W^\pm) oder nicht (Z^0, γ), unterscheidet man dabei Prozesse mit geladenem Strom (englisch *charged current*, CC) und neutralem Strom (englisch *neutral current*, NC). Im Endzustand entstehen ein auslaufendes Lepton (ν bei CC, e bei NC) und ein hadronisches System. Abbildung 2.1 zeigt die Feynman-Diagramme für NC- und CC-Prozesse.

Bei der tiefinelastischen Streuung ist das Q^2 des Photons groß, somit kann mit dem Photon die Struktur des Protons aufgelöst werden. Die tiefinelastische Streuung dient damit der Messung der Dichteverteilung der Konstituenten des Protons.

2.3 Photoproduktion von leichten und schweren Quarks

Die Photoproduktion ist definiert durch $q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$, das von dem Elektron abgestrahlte Photon ist quasireell. Deswegen läßt sich bei der Photoproduktion die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton aufteilen in die Abstrahlung eines Photons vom Elektron und die Wechselwirkung zwischen diesem Photon und dem Proton. So kann der totale Wirkungsquerschnitt als Produkt zwischen dem Photonflux und dem Prozeß $\sigma(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q})$ bestimmt werden.

Der Photonflux wird oft durch die Weizsäcker-Williams-Näherung abgeschätzt. Er beträgt ungefähr:

$$dN_\gamma \simeq \frac{\alpha}{2\pi} \ln \left(\frac{Q_{\max}^2}{m_e^2} \right) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}$$

oder $dN_\gamma \simeq 0.015 dE_\gamma/E_\gamma$. Damit ergibt sich als Beziehung zwischen dem ep - und dem γp -Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{\text{tot}}(ep) \simeq 0.015 \int \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \sigma^{\text{tot}}(\gamma p)$$

Die komplette Weizsäcker-Williams-Näherung lautet [4]:

$$\frac{d\sigma(ep)}{dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \left(\frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} \right) - 2 \left(\frac{1-y}{y} \right) \left(1 - \frac{Q_{\min}^2}{Q_{\max}^2} \right) \right) \sigma^{\text{trans}}(\gamma p) \quad (2.7)$$

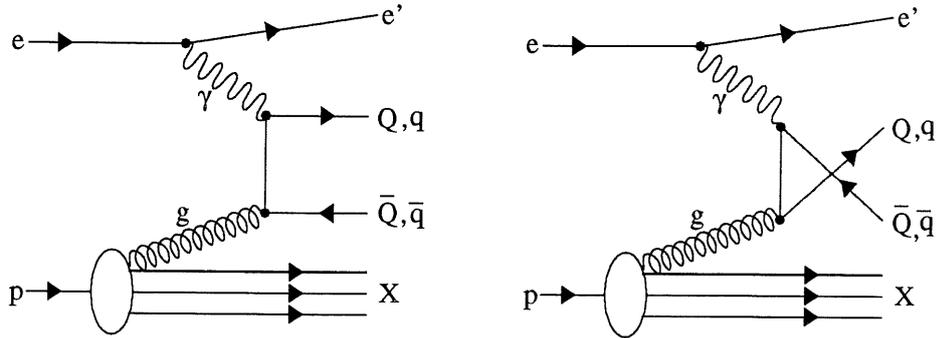


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme zur Photon-Gluon-Fusion in der Ordnung $O(\alpha_{em}, \alpha_s)$. Es kann ein schweres ($Q\bar{Q}$) oder ein leichtes ($q\bar{q}$) Quarkpaar erzeugt werden.

Dabei ist $\sigma_{\text{trans}}(\gamma p)$ der Wirkungsquerschnitt des Anteils transversal polarisierter Photonen am Photonflux¹.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion wurde 1995 für eine Schwerpunktsenergie $W = 200$ GeV des γp Schwerpunktsystems bei HERA zu

$$\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p} = (165 \pm 2 \pm 11) \mu\text{b}$$

gemessen[5].

Die Prozesse der Photoproduktion lassen sich in direkte und aufgelöste Prozesse aufteilen. Bei den direkten Prozessen koppelt das Photon punktförmig an das Proton oder einer seiner Konstituenten. Bei den aufgelösten Prozessen verhält sich das Photon wie ein Partonsystem.

Im folgenden werden die Prozesse genannt, die zur Photoproduktion von Quarks in H1 beitragen. Es wird dabei unterschieden zwischen der Produktion leichter (**u**p, **d**own, **s**trange) Quarks (kurz q) und schwerer (**c**harm und **b**ottom) Quarks (kurz Q).

2.3.1 Direkte Prozesse mit Konstituenten des Protons

In erster Ordnung $O(\alpha_{em}, \alpha_s)$ tragen zur Erzeugung von Quarks in H1 die Boson-Gluon-Fusion (BGF) und die QCD-Compton-Streuung bei.

Bei der Boson-Gluon-Fusion (Abbildung 2.2)

$$\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}, q\bar{q} \quad (2.8)$$

¹Während reale Photonen nur transversal polarisiert sind, ist für virtuelle Photonen auch eine longitudinale Polarisation möglich. Da hier nur quasireelle Photonen betrachtet werden, ist es dennoch näherungsweise erlaubt, nur den transversalen Anteil am Photonflux zu betrachten.

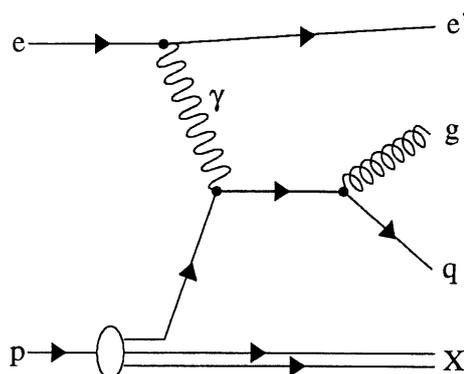


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm zur QCD-Compton-Streuung

koppelt ein vom Elektron abgestrahltes Boson über ein Quark-Antiquarkpaar an ein Gluon aus dem Proton. Von Bedeutung ist lediglich die Photon-Gluon-Fusion, da die Abstrahlung von Z^0 - und W^\pm -Bosonen aufgrund ihrer hohen Masse stark unterdrückt ist.

Zur Produktion der leichten Quarks trägt auch die QCD-Compton-Streuung (Abbildung 2.3) eines Quarks aus dem Proton mit dem vom Elektron abgestrahlten Photon bei:

$$\gamma q \rightarrow q g \quad (2.9)$$

Korrekturen zu direkten Prozessen in höherer Ordnung $O(\alpha_{em}, \alpha_s^2)$ liefert zum Beispiel die Gluon-Bremsstrahlung,

$$\gamma g \rightarrow Q\bar{Q} g, q\bar{q} g \quad (2.10)$$

bei der vom Gluon der BGF ein weiteres Gluon abgestrahlt wird.

Bei der QCD-Compton-Streuung ist es in $O(\alpha_{em}, \alpha_s^2)$ auch möglich, daß das Gluon durch Paarbildung ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt:

$$\gamma g \rightarrow Q\bar{Q} q, q\bar{q} q \quad (2.11)$$

2.3.2 Aufgelöste Prozesse

Mit einer Häufigkeit von $\alpha_{em} \simeq 1/137$ verhält sich das Photon nicht punktförmig, sondern hadronisch, und kann demzufolge als ein Hadronsystem betrachtet werden. Entweder reagiert es so als ganzes mit dem Proton, oder es reagiert nur ein Konstituent des Photons mit einem Konstituenten des Protons. Letztere Prozesse nennt man aufgelöst.

Von der Topologie unterscheiden sich diese Ereignisse von den direkten Prozessen dadurch, daß im Endzustand zusätzlich ein hadronischer Rest des Photons enthalten ist.

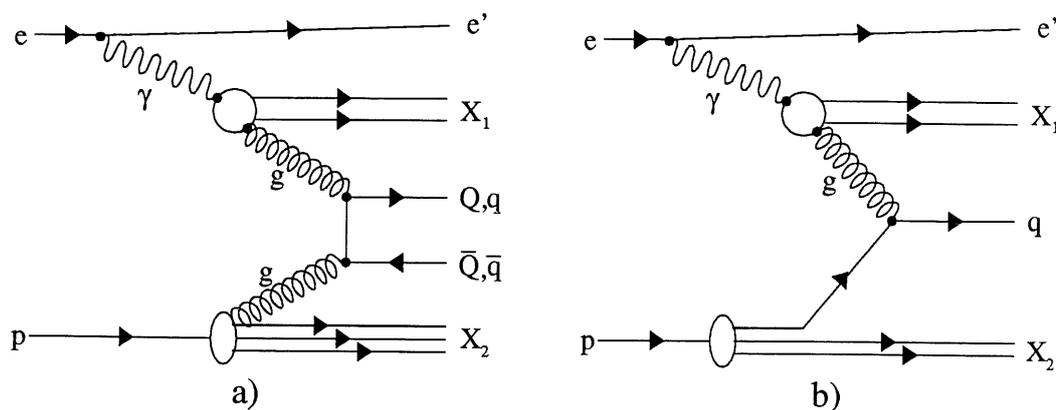


Abbildung 2.4: Beispiele für Prozesse mit aufgelöstem Photon: **a)** Erzeugung eines Quarkpaares durch Gluon-Gluon-Fusion **b)** Streuung eines Quarks aus dem Proton an einem Gluon aus dem Photon.

Beispiele für aufgelöste Prozesse zeigen die Feynman-Diagramme in Abbildung 2.4.

Abbildung 2.4 a) zeigt das Entstehen eines Quarkpaares durch Gluon-Gluon-Fusion:

$$g g \rightarrow Q\bar{Q}, q\bar{q} \quad (2.12)$$

In diesem Fall kann sowohl ein leichtes als auch ein schweres Quarkpaar erzeugt werden.

Ähnlich verläuft der Prozeß:

$$q q \rightarrow Q\bar{Q}, q\bar{q} \quad (2.13)$$

In diesem Fall annihiliert ein Quark aus dem Photon mit einem Antiquark aus dem Proton. Aus dem entstandenen Gluon bildet sich dann ein neues Quarkpaar.

Lediglich zur Produktion leichter Quarks trägt der in Abbildung 2.4 b) dargestellte Prozeß

$$q g \rightarrow q g \quad (2.14)$$

bei. Hier wird ein Quark aus dem Proton an einem Gluon aus dem Photon gestreut.

2.3.3 Wirkungsquerschnitte der Produktion schwerer Quarks

Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion schwerer Quarks wird das Produkt zwischen dem Photonflux und dem Wir-

kungsquerschnitt des Prozesses $\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}$ betrachtet.

Der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\text{tot}}(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q})$ wiederum läßt sich als Summe der oben beschriebenen Prozesse, die zur Produktion eines schweren Quarkpaares führen, angeben (und gegebenenfalls weiterer Prozesse in höheren Ordnungen).

Die theoretischen Voraussagen für den Wirkungsquerschnitt der Produktion von c - und b -Quarks schwanken in Abhängigkeit von den angenommenen Quarkmassen und der verwendeten Strukturfunktion. Sie liegen bei HERA-Energien ($\sqrt{s} = 314\text{GeV}$) für c -Produktion in der Größenordnung von $\sigma^{\text{tot}}(ep \rightarrow C\bar{C}) = O(680)\text{nb}$ und für b -Produktion bei $\sigma^{\text{tot}}(ep \rightarrow B\bar{B}) = O(5)\text{nb}$ [6][7].

Von Krüger [8] wurde 1994 der totale Wirkungsquerschnitt zur Produktion von schweren Quarks bei H1 zu

$$\sigma^{\text{tot}}(ep \rightarrow Q\bar{Q}) = (1, 21 \pm 0, 22(\text{stat}) \pm 0, 50(\text{syst.}))\mu\text{b}$$

bestimmt.

Da der Anteil des $B\bar{B}$ -Wirkungsquerschnitts weniger als 1% am $Q\bar{Q}$ -Gesamt-Wirkungsquerschnitt beträgt, steht dieses Ergebnis in guter Übereinstimmung mit dem von Schietinger [9] ebenfalls 1994 mit Hilfe des Zerfalls von D^0 -Mesonen gemessenen totalen $C\bar{C}$ -Wirkungsquerschnittes:

$$\sigma^{\text{tot}}(ep \rightarrow C\bar{C}) = (1, 38 \pm 0, 86(\text{stat}) \pm 0, 54(\text{syst.}))\mu\text{b}$$

Während man von leichten Quarks erwartet, daß die Produktion von den aufgelösten Prozessen dominiert wird, wird bei der Produktion der schweren Quarks eine Dominanz der direkten Prozesse, speziell der Photon-Gluon-Fusion vorausgesagt. So beträgt bei HERA-Energien der Anteil der aufgelösten Prozesse weniger als 30% am totalen Wirkungsquerschnitt der Produktion schwerer Quarks [6].

2.4 Zerfälle von schweren Quarks

Da Quarks nicht in ungebundenen Zuständen existieren, können sie nur über ihre Fragmentations- bzw. Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die verschiedenen Zerfallskanäle und deren Endprodukte gegeben werden.

Semileptonischer Zerfall von schweren Quarks

Im Rahmen des Standardmodells wird der Zerfall der schweren Quarks durch die elektroschwache Wechselwirkung beschrieben. Ein schweres Quark kann

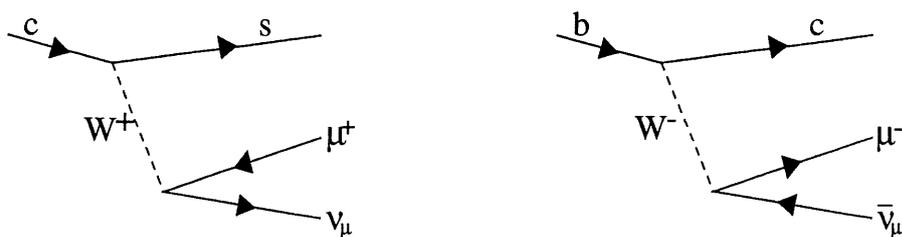


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme zum semileptonischen Zerfall schwerer Quarks

in ein leichtes Quark und ein virtuelles W^\pm -Boson zerfallen. Die Zerfallswahrscheinlichkeit wird dabei durch die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) bestimmt.

Das c -Quark geht dabei in ein s -Quark, das b -Quark in ein c -Quark über. Die ebenfalls erlaubten Zerfälle des c in ein u und des b in ein d sind aufgrund der geringen Matrixelemente der CKM stark unterdrückt.

Das abgestrahlte W^\pm -Boson ist virtuell. Es zerfällt entweder semileptonisch in ein $l\nu_l$ -Paar oder hadronisch in ein $q\bar{q}$ -Paar.

Abbildung 2.5 zeigt die Feynman-Diagramme zum semileptonischen Zerfall von c - und b -Quarks.

Die theoretisch gewonnenen Vorhersagen für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse betragen [10]:

$$b \rightarrow qe\nu_e : 11\%$$

$$b \rightarrow q\mu\nu_\mu : 11\%$$

$$b \rightarrow q\tau\nu_\tau : 2,6\%$$

$$c \rightarrow qe\nu_e : 11\%$$

$$c \rightarrow q\mu\nu_\mu : 11\%$$

Fragmentation von schweren Quarks in Hadronenjets

Mit einer Wahrscheinlichkeit von 80% zerfällt das schwere Quark nicht semileptonisch, sondern fragmentiert in drei leichte Quarks. Für b - und c -Quarks sind die folgenden Zerfallskanäle erlaubt.

$$c \rightarrow s \bar{d} u \quad (2.15)$$

$$c \rightarrow d \bar{d} u \quad (2.16)$$

$$b \rightarrow c \bar{s} c \quad (2.17)$$

$$b \rightarrow c \bar{d} u \quad (2.18)$$

$$b \rightarrow u \bar{s}c \quad (2.19)$$

$$b \rightarrow u \bar{d}u \quad (2.20)$$

Wie oben erwähnt, führen auch hier die geringen CKM-Matrixelemente dazu, daß die Übergänge des c in ein d und des b in ein u stark unterdrückt sind.

Die leichten Quarks fragmentieren dann in ein Bündel aus farbneutralen Hadronen.

Diese Fragmentation kann nicht im Rahmen der perturbativen QCD berechnet werden, sondern wird phänomenologisch durch Fragmentations-Funktionen beschrieben.

Die Fragmentation des Quarks führt zu einer Ansammlung von farbneutralen Hadronen, die sich in etwa in Richtung des Quarks bewegen, also nur einen kleinen Energieanteil transversal zu der Quarkachse haben. Deswegen ist es möglich, aus den Hadronen die ursprüngliche Quarkrichtung und -energie zu bestimmen.

Bei großen Quark-Energien sind diese Hadronen sehr stark gebündelt und werden als *Jet* bezeichnet.

Bildung von Mesonen

Es lassen sich zwei Arten von Mesonen unterscheiden: Die Quarkonium-Zustände, die aus einem gebundenen Quark-Antiquark-Zustand bestehen (das $C\bar{C}$ -Meson nennt man J/Ψ , das $B\bar{B}$ -Meson Υ), zeichnen sich durch eine relativ lange Lebensdauer aus. Der Grund hierfür ist, daß ihre Masse kleiner ist als die Masse von anderen Mesonen mit c - oder b -Quarks. Somit ist ihnen der hadronische Zerfall in ein Mesonenpaar aufgrund der Energieerhaltung verboten. Sie können entweder in Hadronen zerfallen (beim J/Ψ mit einer Wahrscheinlichkeit von 86%) oder in ein Lepton-Antilepton-Paar (beim J/Ψ mit einer Wahrscheinlichkeit von 7% in Elektronen und ebenfalls 7% in Myonen). Der Zerfall des J/Ψ in ein Myon-Antimyon-Paar wurde in H1 bereits untersucht [11] [12].

Außerdem können die schweren Quarks mit leichten Quarks, z. B. aus dem Proton, Mesonen bilden; Mesonen mit einem c -Quark werden D-Mesonen genannt, Mesonen mit b -Quarks B-Mesonen. Diese Mesonen haben eine kurze Lebensdauer und zerfallen über die starke oder die schwache Wechselwirkung in leichtere Mesonen (vor allem in Pionen und Kaonen), die direkt nachgewiesen werden können.

2.5 Myonen in H1

Oben wurde das Entstehen von Myonen aus schweren Quarks über den semimyonischen Zerfall schwerer Quarks

$$c \rightarrow s\mu^+\nu_\mu \quad (2.21)$$

$$b \rightarrow c\mu^-\bar{\nu}_\mu \quad (2.22)$$

$$b \rightarrow u\mu^-\bar{\nu}_\mu \quad (2.23)$$

und den Zerfall des J/Ψ -Teilchens in zwei Myonen

$$J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^- \quad (2.24)$$

diskutiert.

Den größten Beitrag zur Produktion von Myonen in H1 liefert aber nicht der Zerfall schwerer, sondern der Zerfall leichter Quarks, vor allem der Pionenzerfall:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu.$$

Einen weiteren Beitrag zur Produktion von Myonen in H1 liefert die elektromagnetische Paarbildung

$$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-.$$

Der Myonenuntergrund besteht aus kosmischen Myonen sowie dem sogenannten *Punchthrough*-Effekt. Das bedeutet, daß Hadronen (speziell Pionen) mitunter im Detektor dieselbe Signatur wie Myonen hinterlassen können und somit fälschlicherweise als solche identifiziert werden [13].

2.6 Signale schwerer Quarks

Von der Bildung von Mesonen abgesehen, können schwere Quarks entweder in ein Lepton, Neutrino und ein leichtes Quark zerfallen oder in einen Hadronenjet fragmentieren.

Schwere Quarks werden immer paarweise produziert. Deswegen gibt es für den Endzustand der verschiedene Möglichkeiten:

$$Q\bar{Q} \rightarrow l\nu_l (+X) l\nu_l (+X)$$

$$Q\bar{Q} \rightarrow l\nu_l (+X) \text{ Jet}$$

$$Q\bar{Q} \rightarrow \text{Jet Jet}$$

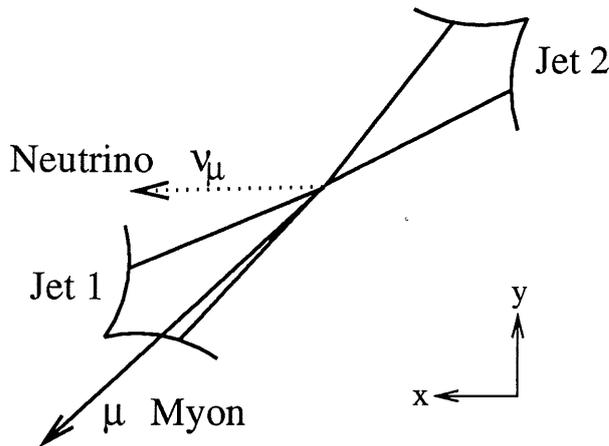


Abbildung 2.6: Typische Topologie des semimyonischen Zerfalls eines schweren Quarkpaares aus Photoproduktion in der Transversalebene

Dabei steht das X für den hadronischen Endzustand des leichten Quarks des semimyonischen Zerfalls.

In dieser Arbeit sollen Myon-Jet Ereignisse betrachtet werden; diese können aus dem Zerfallskanal

$$ep \rightarrow \begin{cases} QQ \\ \mu\nu_\mu X \\ \text{Jet} \end{cases}$$

des schweren Quarkpaares stammen.

In Abbildung 2.6 ist der Idealfall eines Ereignisses des semimyonischen Zerfalls eines schweren Quarkpaares in Photoproduktion dargestellt: Ein schweres Quark ist in einen Jet (Jet 2) fragmentiert, während das andere in ein $\mu\nu_\mu$ -Paar und ein leichtes Quark zerfallen ist. Das leichte Quark fragmentiert ebenfalls in einen Jet (Jet 1).

Sowohl das einlaufende Proton als auch das Photon (aufgrund der Photoproduktion) haben keinen Transversalimpuls. Da die Transversalenergie des Ereignisses insgesamt Lorentz-invariant ist, müssen sich die Transversalenergien des in Photoproduktion entstandenen Quarkpaares ausgleichen. Deswegen beträgt die Differenz der Azimutwinkel der schweren Quarks $\Delta\phi \simeq 180^\circ$. Folglich muß auch der Transversalimpuls des zweiten Jets den Transversalimpuls des Systems aus Myon, Neutrino und erstem Jet balancieren. Daraus folgt, daß die Achse dieses Systems einen Winkel von 180° auf den zweiten Jet

aufweisen muß, während die Transversalenergien der beiden Seiten identisch sind.

Für die Energie in Richtung des Protons kann man eine solche Überlegung nicht anstellen, da es sich dabei um keine Lorentz-invariante Größe handelt. Deswegen ist keine Korrelation zwischen den Polarwinkeln der beiden Quarks oder ihrer Zerfalls- bzw. Fragmentationsprodukte zu erwarten.

Bei der Auswertung der Ereignisse des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks stellen sich allerdings Probleme, die die idealisierte Abbildung 2.6 nicht erkennen läßt.

Vor allen Dingen muß berücksichtigt werden, daß für die Analyse nur das Myon, nicht aber das Neutrino zur Verfügung steht, da es nicht gemessen werden kann. Es kann also nur der Winkel des Myon-Jet-Systems gegenüber Jet 2 gemessen werden; von diesem Winkel kann nicht erwartet werden, daß er genau 180° beträgt.

Sind die Quarkpaare durch Prozesse höherer Ordnung oder mit aufgelöstem Photon entstanden, so gibt es im Endzustand noch weitere Hadronen, die in die Energiebilanz miteinbezogen werden müssen.

Schließlich werden sich nicht in allen Ereignissen beide Jets nachweisen lassen, da von einem Jet eine Mindest-Transversalenergie verlangt wird, die nicht immer von beiden Jets aufgebracht wird.

Kapitel 3

Ziel der Arbeit

In dieser Arbeit sollen Ereignisse aus den 1994 im H1-Experiment gemessenen Daten untersucht werden, in denen ein Myon und ein Jet nachgewiesen wurden.

Ein Myon-Jet-Ereignis kann ein Hinweis auf semileptonischen Zerfall eines schweren Quarks sein, denn ein möglicher Zerfallskanal für ein schweres Quarkpaar ist:

$$ep \rightarrow Q\bar{Q} \begin{cases} \rightarrow \mu\nu_\mu X \\ \rightarrow \text{Jet} \end{cases}$$

Wir haben in Kapitel 2 aber auch festgestellt, daß auf denselben Wegen, auf denen schwere Quarks entstehen, auch leichte Quarks erzeugt werden und daß Myonen hauptsächlich aus dem Zerfall leichter Quarks entstehen. Also können Myon-Jet-Ereignisse auch aus Prozessen entstehen, bei denen keine schweren Quarks gebildet werden.

In dieser Arbeit soll nun die Möglichkeit untersucht werden, Myon-Jet-Ereignisse aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks von denen aus anderen Prozessen zu trennen.

Als Hilfsmittel für die Untersuchung werden Ereignisse der Produktion schwerer Quarks mit anschließendem semileptonischen Zerfall mindestens eines Quarks in ein Myon simuliert.

Mit dieser Simulation wird zunächst bestimmt, wie zuverlässig die Rekonstruktionen der Viererimpulse von Myon und Jet sind (Kapitel 5).

Anschließend wird in Kapitel 6 mit den simulierten Daten die Kinematik und die Topologie der Myon-Jet-Ereignisse untersucht, die aus dem semimyonischen Zerfall eines schweren Quarks hervorgegangen sind. Dabei wird auch auf die anteilige Zusammensetzung von b - und c -Quarks sowie direktem

und aufgelöstem Anteil in den simulierten Daten eingegangen. In diesem Kapitel soll auch betrachtet werden, in wie weit das im vorherigen Kapitel gewonnene Bild von den Ereignissen zutreffend ist.

Die daraus gewonnenen Erkenntnissen werden in Kapitel 8 auf die Analyse der Daten übertragen. Anhand der gewonnenen Vorstellungen über die Myon-Jet-Ereignisse aus der Produktion schwerer Quarks werden die Möglichkeiten der Selektion dieser Ereignisse aus den Daten diskutiert.

Zum Abschluß sollen Ereignisse mit großem Transversalimpuls von Myon und Jet gesondert betrachtet und nach Anzeichen von ungewöhnlichen Prozessen untersucht werden. Als Anlaß hierfür sei die Beobachtung eines Myon-Jet-Ereignisses mit hohem Transversalimpuls genannt, dessen überzeugendste Interpretation (durch W -Produktion und Zerfall in ein Myon und ein Neutrino) nicht so zwingend ist, als daß kein Raum für Spekulationen offenbliebe [14].

Kapitel 4

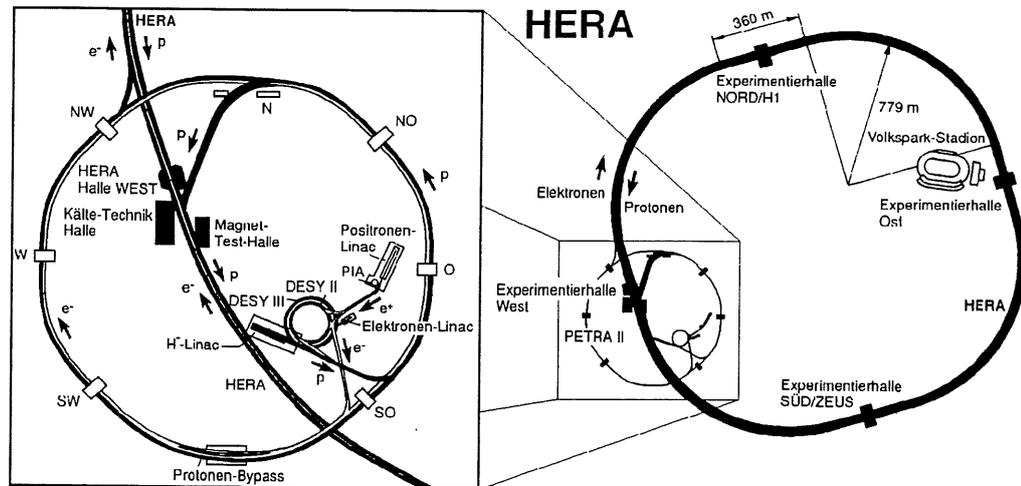
Der Speicherring HERA und das H1-Experiment

4.1 HERA

1992 wurde in Hamburg die **Hadron-Elektron-Ringanlage** HERA in Betrieb genommen (Abb. 4.1). Es handelt sich dabei um einen 6636 m langen unterirdischen Tunnel, in dem sich ein Lepton- und ein Proton-Speicherring befinden. Im Norden und Süden überschneiden sich diese Speicherringe; an diesen Stellen befinden sich die Elektron- (bzw. Positron-)Proton-Kollisions-Experimente H1 und ZEUS. In den Hallen West und Ost sind zusätzlich zwei Experimente untergebracht, bei denen der Elektronenstrahl (bei Hermes) bzw. der Protonenstrahl (bei Hera B) mit einem festem Ziel (engl. *fixed target*) zur Kollision gebracht wird.

Zunächst wurde HERA als Elektron-Proton-Speicherring betrieben; seit 1994 wird jedoch statt des Elektronen- ein Positronenstrahl verwendet, womit eine längere Lebensdauer des Strahls und eine höhere Luminosität erreicht wurde. In dieser Arbeit wird allerdings das einlaufende Lepton durchgehend als Elektron bezeichnet.

Der Elektronen- und der Protonenstrahl werden aus Vorbeschleunigern auf dem DESY-Gelände in den Lepton- und den Proton-Speicherring eingespeist, die in dem HERA-Tunnel verlaufen. Diese Speicherring sind darauf angelegt, 210 Teilchenpakete (*bunches*) von Protonen mit einer Energie von 820 GeV und 210 Teilchenpakete von Elektronen mit einer Energie von 30 GeV aufzunehmen. Tatsächlich wurden 1994 nur 153 gepaarte Teilchenpakete mit einer Energie von 820 GeV eingespeist; diese Teilchenpakete haben ein anderes Teilchenpaket als Kollisionspartner. Zusätzlich werden einige Pakete ohne Kollisionspartner eingespeist, die sogenannten *Pilotbunches*. Mit Hil-

Abbildung 4.1: Die ep -Ringanlage HERA

fe dieser Pakete können Untergrundreaktionen untersucht werden, wie etwa Reaktionen des Protonenstrahls mit dem Restgas in der Strahlröhre.

4.2 Der H1-Detektor

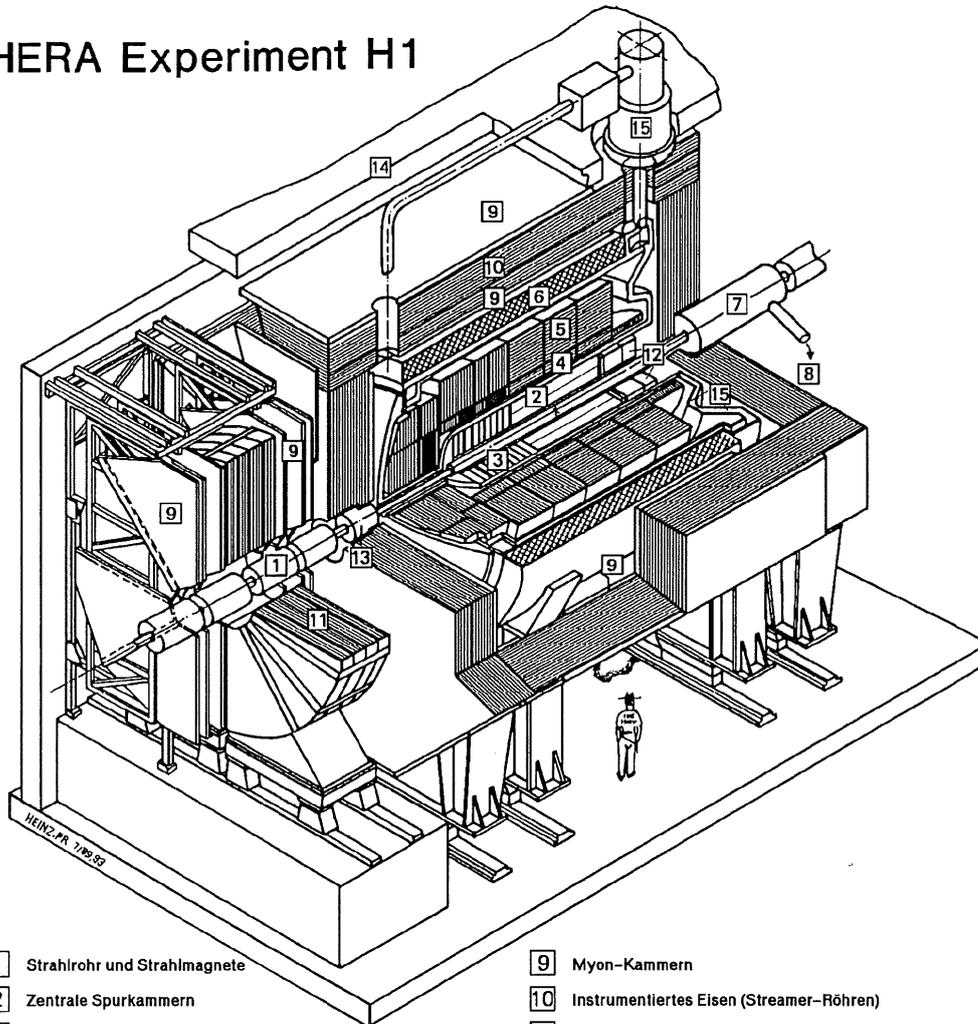
Eine genaue Beschreibung des Detektors findet sich in [15]. Im folgenden soll auf die für diese Untersuchungen wichtigsten Komponenten des Detektors eingegangen werden. Eine 3-d-Ansicht des H1-Detektors ist in 4.2 zu sehen. Auf dem Bild kommt der Protonenstrahl von rechts und der Leptonenstrahl von links.

In dem H1-Koordinatensystem ist die z -Richtung durch die Richtung des einlaufenden Protonenstrahls definiert. Die x -Richtung zeigt in Richtung des Mittelpunktes des Speicherrings und die y -Richtung nach oben. Dementsprechend ist der Azimutwinkel ϕ definiert durch $\tan \phi = y/x$ und der Polwinkel θ durch $\cos \theta = z/\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Statt θ wird häufig auch die Pseudorapidität η – definiert durch $\eta = -\ln \tan \theta/2$ – angegeben.

4.2.1 Die Spurenkammern

Für die Impulsmessung von geladenen Teilchen ist der H1-Detektor mit einer supraleitenden Spule [6] umgeben, die ein Magnetfeld von 1,2 Tesla erzeugt.

HERA Experiment H1



- | | |
|--|---|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Myon-Kammern |
| 2 Zentrale Spurkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 11 Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T) | 14 Betonabschirmung |
| 7 Kompensationsmagnet | 15 Flüssig-Argon-Kryostat |
| 8 Helium-Kälteanlage | |
- } Flüssig-Argon

Abbildung 4.2: 3-d-Ansicht des H1-Detektors

Um den Einfluß dieses Magnetfeldes auf die Strahlen auszugleichen, ist um das Strahlrohr ein Kompensationsmagnet [7] angebracht.

Die zentrale Spurenkammer [2] kann Spuren von geladenen Teilchen in einem Winkelbereich von $25^\circ \leq \theta \leq 156^\circ$ verfolgen. Sie besteht aus zwei Jetkammern, die konzentrisch um das Strahlrohr liegen: CJC1 und CJC2. Die Drähte in den Jetkammern verlaufen parallel zu dem Strahlrohr und erlauben damit eine r - ϕ -Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 170\mu\text{m}$. Durch Ladungsteilung kann die z -Koordinate mit einem Fehler von $\sigma_z = 2.2\text{cm}$ bestimmt werden. Die Impulsauflösung ist $\frac{\sigma_p}{p^2} < 0.01\text{GeV}^{-2}$. Der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ in den Kammern kann zur Teilchenidentifizierung benutzt werden, z. B. zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen.

Um das Strahlrohr und zwischen den beiden Jetkammern sind zwei Driftkammern eingebaut (CIZ und COZ), deren senkrecht zum Strahlrohr gespannten Drähte eine genauere Bestimmung der z -Koordinate mit einer Auflösung $\sigma_z \approx 350\mu\text{m}$ erlaubt.

Zusätzlich sind vor den Driftkammern Viel-Draht-Proportionalkammern eingebaut, die ausschließlich für Triggerzwecke verwendet werden.

Da bei kleinen Winkeln die Auflösung der Jet-Kammern schlechter wird, schließt sich in Richtung des Protonenstrahls die Vorwärtsspurkammer [3] an, die einen Bereich von $7^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ abdeckt. Sie umfaßt drei Module, die jeweils aus einer Proportionalkammer mit parallel und senkrecht zum Strahlrohr verlaufenden Drähten bestehen. Die Drahtlagen der Kammern sind gegeneinander verdreht, um eine bessere Ortsauflösung zu erreichen. Danach folgen zu Triggerzwecken wieder Driftkammern und schließlich ein Übergangsstrahlungsmodul, das Teilchenidentifizierung mittels der Übergangsstrahlung erlaubt.

Im rückwärtigen Bereich findet sich eine weitere Proportionalkammer, die den Winkelbereich $155^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ abdeckt und vor allem zum Nachweis von gestreuten Elektronen dienen soll.

4.2.2 Das Kalorimeter

Zur Bestimmung der Energie der entstandenen Teilchen besitzt der H1-Detektor ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC). Es deckt einen Winkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$ ab und ist dabei in 45 000 Kanäle unterteilt. Das Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter, das heißt, Absorption und Nachweis der Teilchen finden in verschiedenen Materialien statt. Es ist aufgeteilt in eine (innere) elektromagnetische [3] und eine (äußere) hadronische [4] Sektion.

Der innere Teil des Kalorimeters dient dem Nachweis von elektromagnetischen Teilchen. Als Absorptionsmaterial dienen hier Bleiplatten, die insge-

samt eine Tiefe von 20 bis 30 elektromagnetischen Strahlungslängen haben. Elektromagnetische Teilchen lösen hierdrin Schauer aus, deren Energie durch die Ionisation des flüssigen Argons nachgewiesen werden können. Die Energieauflösung beträgt etwa $\frac{\sigma_E}{E_{em}} = 10\%/\sqrt{E_{em}}$ (E_{em} in GeV).

Die Energie hadronischer Teilchen wird durch hadronische und elektromagnetische Schauer im hadronischen Kalorimeter bestimmt. Hier dient Edelstahl als Absorber mit einer Tiefe zwischen 4,5 und 8 Absorptionslängen. Aufgrund des unterschiedlichen Ansprechverhaltens von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen muß die gemessene Energie im hadronischen Teil noch gewichtet werden. Insgesamt hat man eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E_{had}} = 50\%/\sqrt{E_{had}}$ (E_{had} in GeV).

Im hinteren Bereich wird das Flüssigargon-Kalorimeter durch ein Bleiszintillator-Kalorimeter (BEMC) ergänzt [12], das den Winkelbereich von $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$ abdeckt. Es hat eine Tiefe von 22,5 elektromagnetischen Strahlungslängen, aber nur etwa einer hadronischen Absorptionslänge und kann damit nur zum Nachweis von elektromagnetischen Teilchen dienen. Für diese besitzt es eine Auflösung von $\frac{\sigma_E}{E_{em}} = 10\%/\sqrt{E_{em}}$.

4.2.3 Das Myon-System

Die Myonen werden im Vorwärts-Spektrometer [11] und im instrumentierten Eisen [10] detektiert, das auch zur Rückführung des Magnetfeldes der Spule dient.

Das instrumentierte Eisen wird in drei Bereiche unterteilt: im zentralen Bereich (*barrel*) umhüllt es die Spule, während die vordere und hintere Endkappe den Detektor abschließen. Das Eisen besteht aus 10 Lagen mit einer Dicke von je 7,5 cm, in deren Zwischenräumen insgesamt 10 Lagen Streamer-Röhren installiert sind (je eine pro Zwischenraum, im vierten Zwischenraum von innen zwei Lagen). Sowohl nach außen als auch nach innen schließen Myonenkammern an; das sind Stahlbehälter, in denen wiederum drei Lagen Streamer-Röhren installiert sind. Ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt nach außen fliegt, passiert somit insgesamt 16 Lagen Streamer-Röhren.

Die Streamer-Röhren sind Röhren mit einem quadratischem Querschnitt von 1 cm^2 , in deren Mitte ein Kupfer-Beryllium-Draht verläuft. Die mit Graphit beschichteten Innenwände dienen als Kathode. 8 Röhren werden zu einem Profil, zwei Profile werden in ein gasdicht-verschlossenes Element zusammengefaßt, mehrere Elemente bilden wiederum eine Lage. Die Elemente werden mit einer mit Graphit beschichteten Plastiksicht abgeschlossen, auf der eine rechteckige oder streifenförmige Kupferelektrode angebracht ist. Löst ein aufgeschauertes Teilchen eine Streamer-Röhre aus, wird in der Elek-

trode eine zu dem Energieverlust des Teilchens proportionale Spannung induziert. Darüber kann mit den rechteckigen Elektroden die Energie des Teilchens bestimmt werden. Die streifenförmigen Elektroden verlaufen senkrecht zu den Drähten und dienen damit zur zweidimensionalen Ortsbestimmung des Schauers.

Um Myonen nachzuweisen, die mit großer Energie (> 5 GeV) nach vorne fliegen, wurde das Vorwärts-Spektrometer [11] installiert. Es deckt einen Winkelbereich von $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ ab und besteht aus drei Lagen Driftkammern, die vor und hinter dem Magnettoroiden angebracht sind.

4.2.4 Das Luminositätssystem

Um die Luminosität zu bestimmen, wurde in Rückwärtsrichtung im HERA-Tunnel das Luminositätssystem eingerichtet. Es besteht aus zwei Kristallkalorimetern: dem Photonen-Detektor und dem Elektronen-Detektor. Die Luminosität wird über den Bremsstrahlungsprozeß $e p \rightarrow e p \gamma$ bestimmt, dessen Wechselwirkungsquerschnitt sich nach Bethe-Heitler theoretisch sehr genau berechnen läßt.

Außerdem dienen die Detektoren zum Nachweis von unter sehr kleinem Winkel abgestrahlten Photonen und gering gestreuten Elektronen, so daß mit ihm eine Selektierung von Ereignissen mit quasireellen Photonen ($Q^2 < 0,01$ GeV²) möglich ist.

Kapitel 5

Untersuchungen zur Rekonstruktion von Myonen und Jets

In dem Detektor kann nur eine Streureaktion beobachtet werden, nicht aber die Prozesse, die dazu führen. Deswegen wird als technisches Hilfsmittel eine Monte-Carlo Simulation benutzt, mit deren Hilfe es möglich ist, theoretische Vorhersagen für einzelne Prozesse mit den gemessenen Daten zu vergleichen. Die Monte-Carlo Simulation berechnet einen vorgegebenen Prozeß auf Partonebene bis zur Bildung von Hadronen, wobei die Eingangsparameter (Q^2 , y , $W_{\gamma p}$) entsprechend theoretischen Überlegungen verteilt sind. Anschließend wird das Verhalten dieser Hadronen im Detektor simuliert. Die Ereignisse werden dann auf die gleiche Art wie die Meßdaten rekonstruiert.

In diesem Kapitel wird zunächst die Generierung der Monte-Carlo Daten beschrieben, die später zur Analyse der gemessenen Daten verwendet wird. Anschließend werden mit ihrer Hilfe die Korrelationen zwischen Teilchen auf der Hadronenebene und ihren simulierten und rekonstruierten Signalen im Detektor verglichen.

Für diesen Vergleich wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die die Selektionskriterien für die Daten-Analyse erfüllen (siehe dazu Kapitel 7.1). Die Einträge in den Abbildungen dieses Kapitels wurden auf die Luminosität des $C\bar{C}$ -direkt Anteiles normiert.

5.1 Generierung der Monte-Carlo Daten

Die Monte-Carlo Simulation besteht aus mehreren Prozessen. Zunächst wird vom Programm IJRAY die Abstrahlung eines Photons vom Elektron be-

rechnet. Dabei wird der exakte Flußfaktor der Photonen verwendet. Neben dem abgestrahlten Photon gibt IJRAY auch den Viererimpuls des gestreuten Elektrons an.

Anschließend berechnet das Programm PYTHIA den harten Streuprozeß zwischen dem Photon und einem Parton aus dem Proton.

Mit dem Programm müssen direkte und indirekte Prozesse sowie Prozesse mit Produktion verschiedener Quarkarten aus technischen Gründen getrennt simuliert werden. Bei den direkten Prozessen werden die Boson-Gluon-Fusion und die QCD-Compton-Streuung berechnet, bei den aufgelösten Prozessen wird eine harte Streuung eines Partons aus dem Photon an einem Parton aus dem Proton berechnet. In diesem Fall ist auch eine weitere Wechselwirkung des Photonrestes mit dem Protonrest möglich.

Diese Berechnungen werden in der Störungstheorie erster Ordnung ausgeführt. Sie sind also nur gültig für $\alpha_s < 1$, was bei geringer werdendem Impuls der Partonen nicht mehr gegeben ist. Deswegen wird von den Partonen ein Mindest p_t verlangt.

Danach wird die Fragmentation der Partonen in farbneutrale Hadronen über den Prozeß der Stringfragmentation durch das Programm JETSET beschrieben. Anschließend werden mit dem Programm H1SIM die Signale dieser Teilchen im Detektor simuliert, so daß sie dann wie gemessene Daten nach der Rekonstruktion mit H1REC ausgewertet werden können.

5.2 Zusammensetzung der Monte-Carlo Daten

Die Monte-Carlo Simulationen, die in dieser Arbeit betrachtet werden, enthalten alle den Prozeß:

$$ep \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow \mu + Jet + X$$

Für die Simulation wurde also die Bildung eines $B\bar{B}$ - oder $C\bar{C}$ -Paares verlangt, bei dem (mindestens) ein Quark semileptonisch in ein Myon zerfällt. Die Produktion des Quarkpaares kann dabei mit einem direkten oder aufgelösten Photon geschehen.

Zusätzlich wurde von den untersuchten Monte-Carlo Daten $Q^2 \leq 4\text{GeV}^2$, also Photoproduktion verlangt. Es werden nur die Monte-Carlo Daten betrachtet, die auch die Selektionskriterien für die Daten erfüllen. Insbesondere wird verlangt, daß ein Myon im Bereich $20^\circ \leq \theta_\mu \leq 155^\circ$ mit mindestens $P_{t,\mu} \geq 2\text{ GeV}$ und ein Jet mit $E_{t,\text{jet}} \geq 5\text{ GeV}$ im Rapiditätsbereich $-1,5 \leq \eta_{\text{jet}} \leq 3$ gefunden wurde. Die genauen Kriterien werden in 7.1 aufgeführt.

Da die Monte-Carlo Simulation immer nur einen Prozeß simuliert, mußte das Gesamt-Monte-Carlo aus insgesamt vier verschiedenen Monte-Carlo Anteilen ($C\bar{C}$ -direkt, $C\bar{C}$ -aufgelöst, $B\bar{B}$ -direkt, $B\bar{B}$ -aufgelöst) mit unterschiedlicher Luminosität zusammengesetzt werden. In Tabelle 5.1 sind die korrespondierenden Luminositäten \mathcal{L} für diese verschiedenen Prozesse angegeben. Für die weiteren Betrachtungen ist es deshalb notwendig, die Monte-Carlo Daten auf eine Luminosität zu normieren. In diesem Kapitel wurde dafür die Luminosität des $C\bar{C}$ -Monte-Carlos gewählt, später die Luminosität der Daten.

		\mathcal{L}
$C\bar{C}$	direkt	9 pb^{-1}
$C\bar{C}$	aufgelöst	24 pb^{-1}
$B\bar{B}$	direkt	16 pb^{-1}
$B\bar{B}$	aufgelöst	25 pb^{-1}

Tabelle 5.1: Verwendete Monte-Carlo Daten

Tabelle 5.2 zeigt die unterschiedlichen Anteile der verschiedenen Simulationen an dem Gesamt-Monte-Carlo. Die Zahlen geben an, wieviele Ereignisse in der den Daten entsprechenden Luminosität $\mathcal{L} = 2,289 \text{ pb}^{-1}$ erwartet werden. Dahinter ist in Klammern der Prozentsatz am Gesamt-Monte-Carlo angegeben.

Aus dieser Tabelle erkennt man bereits, daß der Anteil der aufgelösten Ereignisse am Gesamtsample in Übereinstimmung mit der Vorhersage nur knapp 10% beträgt. Zudem liegt der Anteil der $B\bar{B}$ -Paare mit 40% weit über dem Anteil von $B\bar{B}$ -Produktion am totalen Wirkungsquerschnitt der $Q\bar{Q}$ -Bildung. Dies liegt an den relativ hohen Schnitten auf $E_{t,\text{jet}}$ und $P_{t,\mu}$ bei der Selektion dieser Daten.

	direkt	aufgelöst	gesamt
$C\bar{C}$	77 (56%)	6 (4%)	83 (60%)
$B\bar{B}$	49 (35%)	6 (4%)	55 (40%)
gesamt	126 (91%)	12 (9%)	138 (100%)

Tabelle 5.2: Anzahl der zu erwartenden Ereignisse in den Daten für die verschiedenen Prozesse

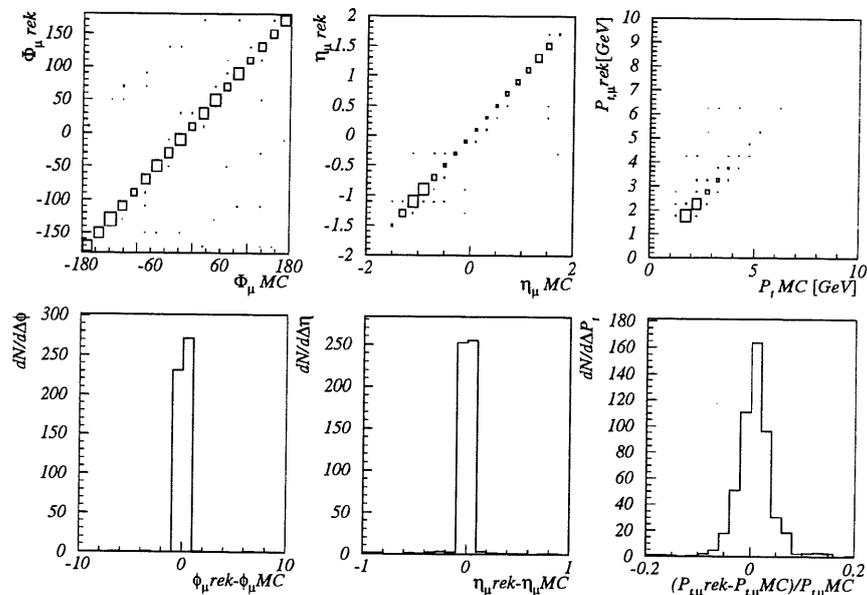


Abbildung 5.1: Rekonstruktion von Azimutwinkel, Pseudorapidity und Transversalimpuls des Myons. Oben die Korrelationen, unten die Abweichung (beim Transversalimpuls die relative Abweichung) zwischen den rekonstruierten und den simulierten Myonen.

5.3 Rekonstruktion der Myonen

Eine Spur wird als Myon identifiziert, wenn sie die Bedingungen aus Abschnitt 7.1 erfüllt. Der Impuls und die Richtung des Myons werden aus den Informationen der Spurenkammern bestimmt. Dazu wird diejenige Spur aus der Spurenkammer benutzt, deren Extrapolation in das Eisen die größte Wahrscheinlichkeit dafür liefert, daß es sich um dasselbe Teilchen handelt. (Diese Wahrscheinlichkeit wird als *Link-Wahrscheinlichkeit* bezeichnet.)

In Abbildung 5.1 ist der Transversalimpuls P_t , die Pseudorapidity η und der Azimutwinkel ϕ für das rekonstruierte und das simulierte Myon aufgetragen.

Für die Winkel ergeben sich jeweils Fehler von 2% in η und ϕ . Die Rekonstruktion des Transversalimpulses ist mit einem Fehler von 3,5% etwas schlechter.

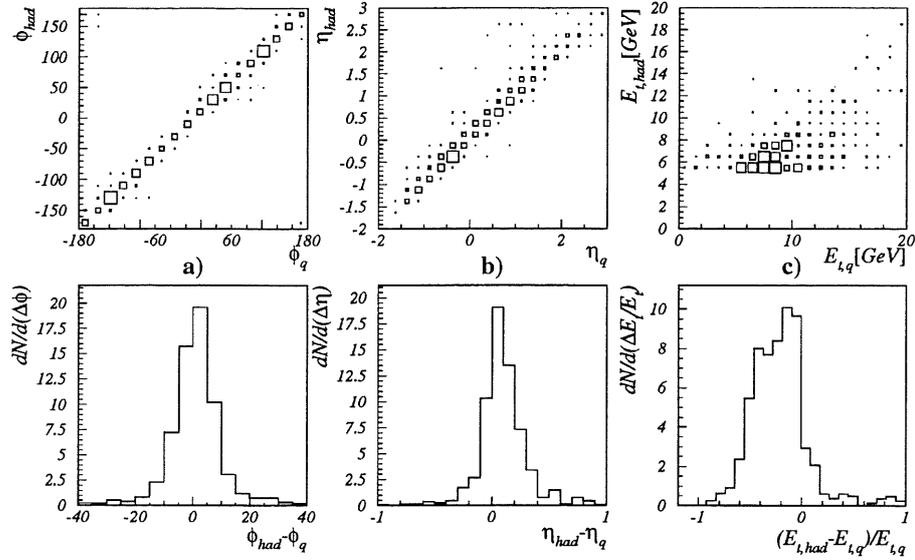


Abbildung 5.2: Vergleich in ϕ , η und E_t zwischen dem Quark und dem Hadronenjet.

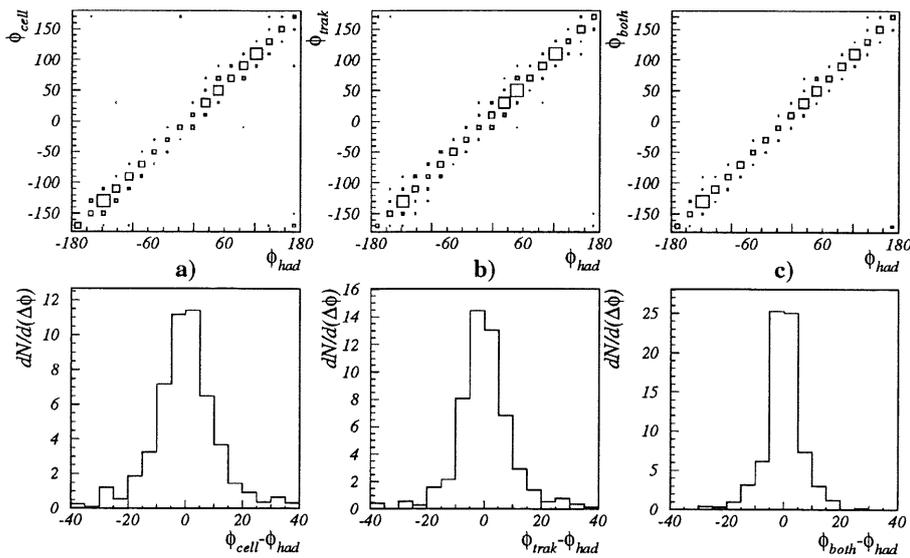


Abbildung 5.3: Rekonstruktion des Winkels ϕ . Oben die Korrelation und unten die Abweichung zwischen dem ϕ der rekonstruierten Jets und dem ϕ der zugehörigen Hadronenjets für *cell* (a), *trak* (b) und *both* (c)

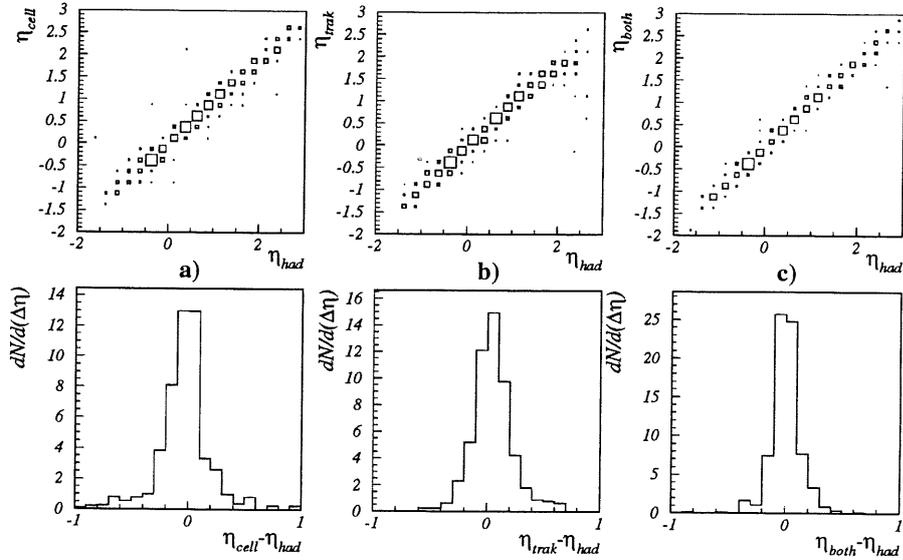


Abbildung 5.4: Rekonstruktion der Pseudorapidität η . Oben die Korrelation und unten die Abweichung zwischen dem η der rekonstruierten Jets und dem η der zugehörigen Hadronenjets für *cell* (a), *trak* (b) und *both* (c)

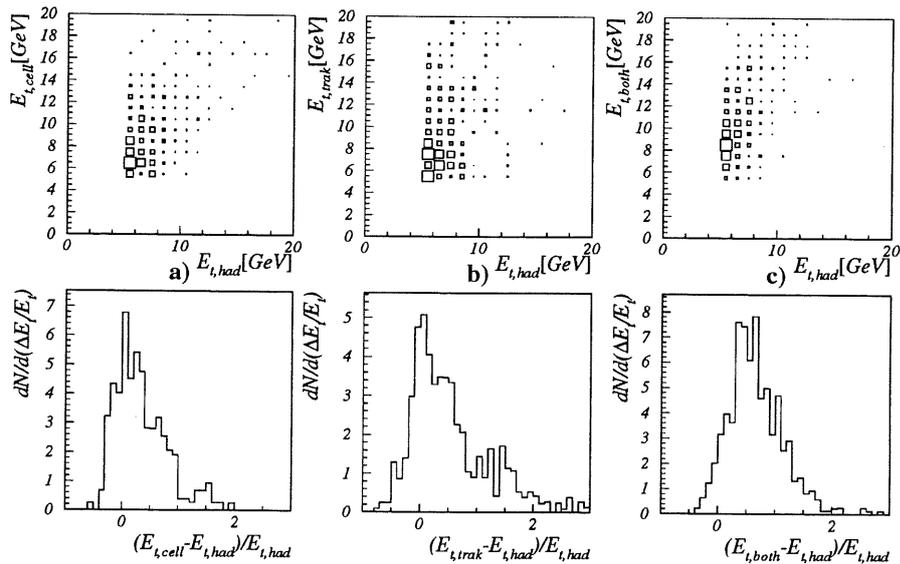


Abbildung 5.5: Rekonstruktion der Transversalenergie $E_{t,jet}$. Oben die Korrelation und unten die relative Abweichung zwischen dem E_t der rekonstruierten Jets und dem E_t der zugehörigen Hadronenjets für *cell* (a), *trak* (b) und *both* (c)

5.4 Rekonstruktion der Jets

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Verfahren zur Jetrekonstruktion getestet. Es handelt sich bei allen dreien um sogenannte *Cone-Algorithmen*: um eine Achse wird die Transversalenergie in einem Kegel (englisch *cone*) vektoriell aufsummiert. Überschreitet der Betrag der Transversalenergie in diesem Kegel eine gewisse Grenze (hier 5 GeV), spricht man von einem Jet.

Die Methoden sind im einzelnen:

cell: Bei dieser Methode wurde die H1-Routine *qjcone* auf die Kalorimeter-Informationen angewandt; es wird also die im Kalorimeter deponierte Transversalenergie aufsummiert.

trak: Hierbei handelt es sich auch um die Routine *qjcone*, diesmal wurde aber über die Transversalimpulse der Spuren in dem Kegel summiert.

both: Dies ist ein selbstentwickelter Algorithmus, bei dem versucht wird, die Informationen von Kalorimeter und Spurenkammern zu kombinieren. Um dabei ein doppeltes Zählen der Energie eines Teilchens sowohl über seine Spur als auch im Kalorimeter zu vermeiden, wurden die Bereiche des Kalorimeters, die um die Fortsetzung einer Spur liegen, nicht berücksichtigt.

Der Radius des Kegels, in dem aufsummiert wird, (definiert durch $r = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta}$), beträgt bei allen Routinen 1; als minimale Transversalenergie wurde $E_{t,\min} = 5$ GeV gewählt.

Um einen Maßstab zum Vergleich der Jetalgorithmen zu haben, wurden in der Monte-Carlo Simulation die Lage und die Transversalenergie von Jets auf Hadronenebene bestimmt. Zur Berechnung dieser Hadronenjets wurden die Hadronen in einem Radius von $\Delta r \leq 1$ aufsummiert; als minimale Transversalenergie wurde $E_{t,\min} = 4$ GeV verlangt.

Letztlich sollen aus den Jets Rückschlüsse auf die Quarks gezogen werden. Aus Abbildung 5.2 sieht man, daß eine gute Korrelation in ϕ und η zwischen den Hadronenjets und den Quarks gegeben ist. Die Transversalenergie der Hadronenjets ist geringer als die Quarkenergie, weil bei den Hadronenjets das Myon nicht berücksichtigt wird.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Korrelationen und absoluten Abweichungen in ϕ und η für die rekonstruierten Jets und die Hadronenjets dargestellt. Die Mittelwerte und die Breite der unteren Abbildungen sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Man kann bereits den Abbildungen entnehmen, daß die Rekonstruktion

		<i>cell</i>	<i>trak</i>	<i>both</i>
$\Delta\phi$	MW	0,1°	0,2°	-0,1°
	σ	11°	10°	7°
$\Delta\eta$	MW	-0,03	0,05	0,00
	σ	0,23	0,18	0,13
$\Delta E_t/E_t$	MW	0,34	0,53	0,66
	σ	0,46	0,69	0,47

Tabelle 5.3: Mittelwert (MW) und Standardabweichung (σ) für Achsen- und Energierekonstruktion zwischen den verschiedenen Jetalgorithmen und dem Hadronenjet

der Jet-Achse bei allen drei Verfahren zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Die Algorithmen, die Informationen aus den Spuren benutzen, sind etwas besser in der Lage, die Richtung des Hadronenjets wiederzugeben als *cell*, da die Spurinformatoren in der Ortsauflösung genauer sind als die Kalorimeterinformationen.

Problematischer ist die Rekonstruktion der Jetenergie. Abbildung 5.5 zeigt die Korrelation zwischen der Transversalenergie der rekonstruierten Jets und der Transversalenergie der Hadronenjets sowie die *relativen* Abweichungen. Man erkennt, daß die Transversalenergie der rekonstruierten Jets im Vergleich zur Transversalenergie der Hadronenjets zu hoch eingeschätzt wird. Am besten ist hier noch die Methode *cell*, bei der aber auch der Mittelwert 34% zu groß ist. Abgesehen vom Mittelwert sind auch die Schwankungen der relativen Abweichung mit Werten von 46% für *cell* bis hin zu 69% für *trak* sehr groß.

Auswahl eines Jet-Algorithmus

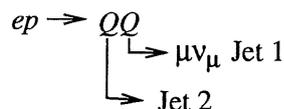
Mit allen drei getesteten Routinen läßt sich die Quarkachse vergleichbar gut rekonstruieren. Bei der Energierekonstruktion sind die Ergebnisse wesentlich ungenauer. Da das nur auf den Kalorimeterinformationen basierende Verfahren *cell* jedoch die beste Energierekonstruktion lieferte, wurde es zur Analyse der Daten verwendet.

Kapitel 6

Untersuchungen zum Prozess $ep \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow \mu + Jet + X$ anhand der MC-Simulation

6.1 Topologie der Ereignisse

In diesem Abschnitt soll anhand der Monte-Carlo Simulation die Topologie von Ereignissen, die aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks



stammen, diskutiert werden. Dies geschieht mit dem Ziel, geeignete Methoden für die Selektion von Ereignissen mit schweren Quarks aus den Daten zu gewinnen.

Für diese Untersuchungen wurden die verschiedenen Monte-Carlo Anteile auf die Luminosität des direkten $C\bar{C}$ -Monte-Carlos normiert.

Abbildung 6.1 zeigt die Anzahl der Jets und Myonen in den Monte-Carlo Daten. Die Daten setzen sich etwa zu 2/3 aus Ein-Jet- und zu 1/3 aus Mehr-Jet-Ereignissen zusammen.

In der Simulation sind nur Myonen aus semileptonischen Zerfall enthalten. Das Verhältnis von 1/10 Zwei-Myon-Ereignissen zu 9/10 Ein-Myon-Ereignissen entspricht den Erwartungen nach den Zerfallskanälen der schweren Quarks.

In der weiteren Untersuchung wird nur das Myon mit dem größten Impuls betrachtet.

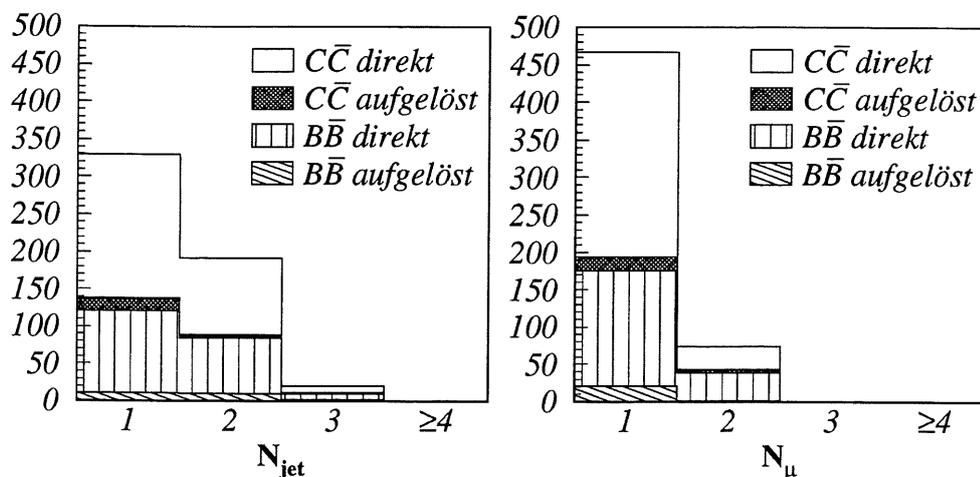


Abbildung 6.1: Anzahl der Jets und Myonen in den Monte-Carlo Daten

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung aller Jets in den Ereignissen sowie die Verteilung des höchstenergetischen Myons in E_t , ϕ und η .

Entsprechend der theoretischen Vorhersage sind die aufgelösten Ereignisse gegenüber den direkten Prozessen unterdrückt. Je höher man den $E_{t,jet}$ oder $P_{t,\mu}$ Schnitt ansetzt, um so mehr b -Quarks erhält man in den Ereignissen. Die b -Quarks sind ebenfalls in Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) angereichert. Dort finden auch mehr aufgelöste Prozesse statt.

Um die Ereignisse genauer einzuordnen, zeigt Abbildung 6.3 die Lage und Energie des Myons gegenüber allen Jets in den Ereignissen. Den Abbildungen 6.3 c) und d) kann man entnehmen, daß die Quarks vornehmlich einen Azimutwinkel von 0° oder von 180° zum Myon haben. Dies entspricht der theoretischen Erwartung: Die Jets mit $\Delta\phi \simeq 180^\circ$ zum Myon stammen aus der Fragmentation eines schweren Quarks. Diese Jets, genauer gesagt, alle Jets, die nicht um das Myon liegen ($\Delta r = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} \geq 1$) sollen im folgenden als *Opposite-Jets* bezeichnet werden. Die Jets mit $\Delta\phi \simeq 0^\circ$ entstehen aus der Fragmentation des leichten Quarks des semileptonischen Zerfalls.

So läßt sich auch die Korrelation zwischen der Rapidität der Jets und der des Myons in Abbildung 6.3 b) erklären. Zwischen den Pseudorapiditäten der beiden schweren Quarks erwartet man keine Korrelation. Demzufolge sollte auch keine Korrelation zwischen dem Myon und dem Opposite-Jet bestehen. Wir haben aber schon in der r - ϕ Ebene gesehen, daß auch Jets aus dem leichten Quarks nachgewiesen werden. Da diese Jets aus demselben schweren Quark wie das Myon stammen, haben sie auch etwa dieselbe Pseu-

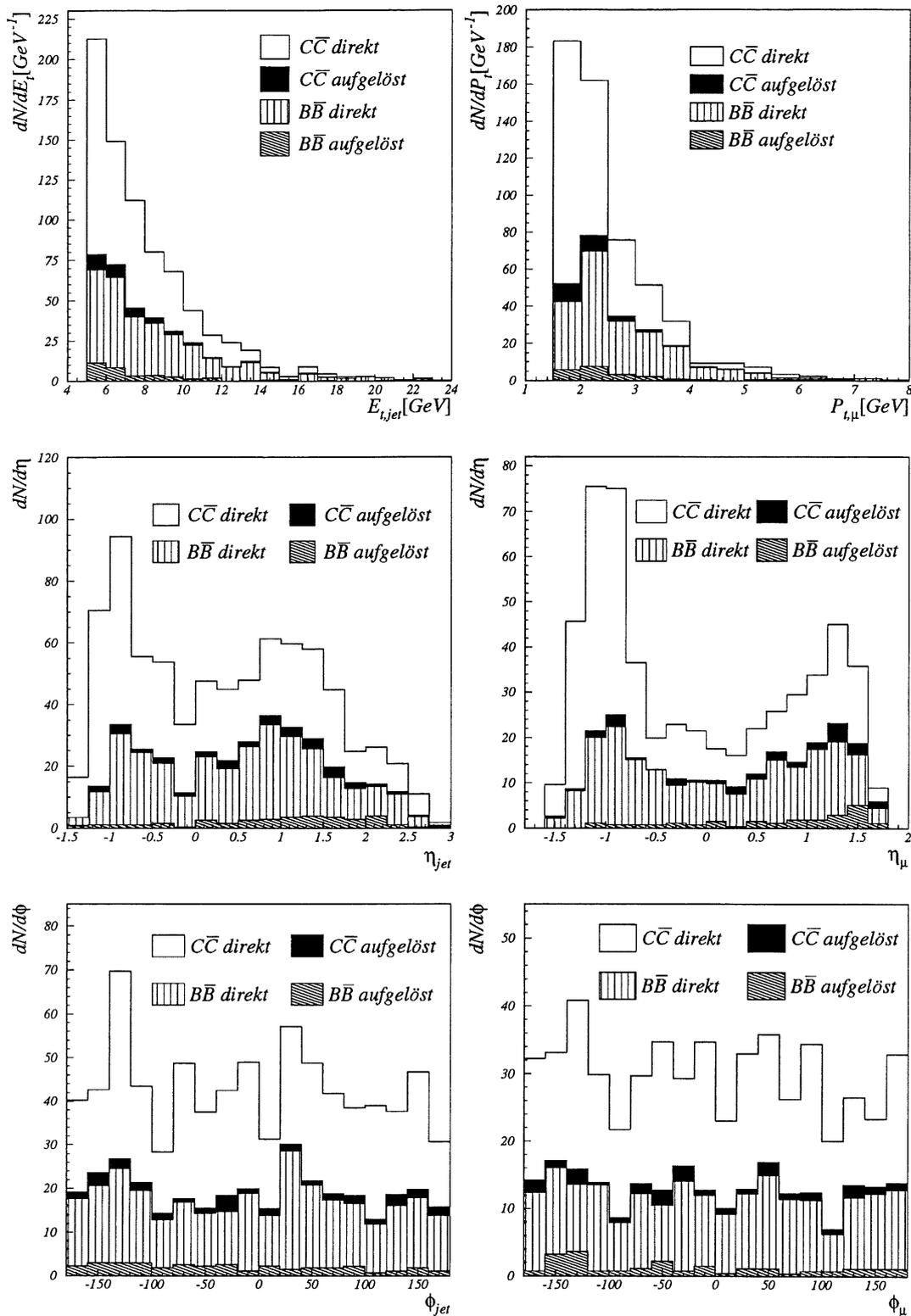


Abbildung 6.2: Verteilung von Jets und höchstenergetischem Myon in E_t , ϕ und η

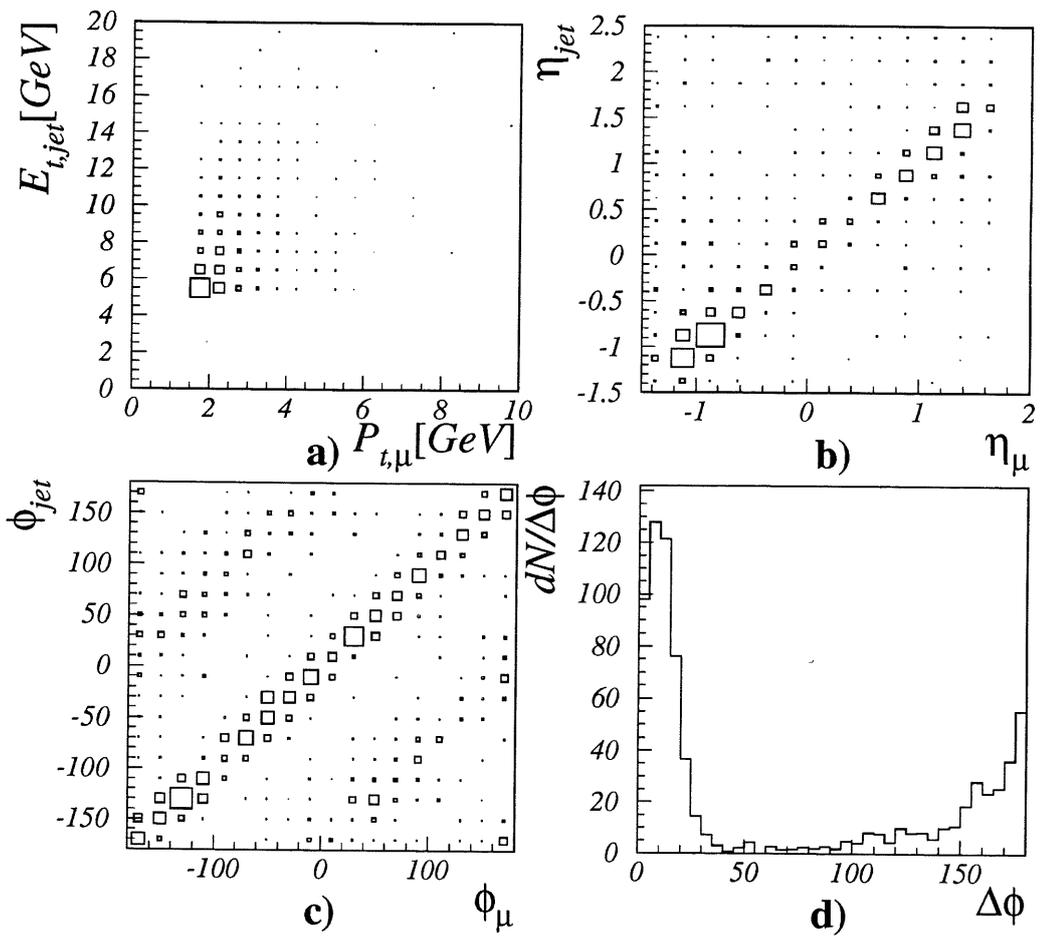


Abbildung 6.3: Lage des Myon zu allen Jets in den Monte-Carlo-Daten. **a)** P_t des Myons zum E_t aller Jets **b)** Rapiditäten der Jets zur Rapiditäten des Myons **c)** Azimutwinkel ϕ der Jets zum ϕ des Myons **d)** Differenz zwischen dem ϕ des Myons und dem ϕ der Jets

dorapidität.

Schließlich sind deswegen in Abbildung 6.3 a) auch keine Korrelationen zwischen der Energie des Myons und der Jets zu erwarten und zu sehen.

Da man letztendlich Rückschlüsse auf das schwere Quarkpaar ziehen möchte, ist es sinnvoll, sich in der Betrachtung der Jets auf die Ereignisse zu beschränken, bei denen Informationen über beide Quarks vorhanden sind. Dies ist dann der Fall, wenn mindestens ein Opposite-Jet, also ein Jet mit einem Abstand von $\Delta r \geq 1$ zur Myon-Achse gefunden wurde. Diese Forderung wird von rund der Hälfte der Monte-Carlo Daten erfüllt.

Für diese Ereignisse ist in Abbildung 6.4 die Korrelation zwischen der Transversalenergie des Opposite-Jets und dem Transversalimpuls des Myons dargestellt. Zusätzlich wurde dabei die Bedingung gestellt, daß in den Ereignissen nur ein oder zwei Jets enthalten sind, weil man bei Ereignissen mit drei oder mehr Jets nicht mehr eine Balance in der Transversalenergie von Jet und Myon erwarten kann. Auf diese Einschränkung wird weiter unten noch einmal eingegangen, siehe dazu auch die Abbildungen 6.6 und 6.7. Der Anteil von Ereignissen mit drei oder mehr Jets am Gesamt-Monte-Carlo beträgt auch lediglich 3,5%.

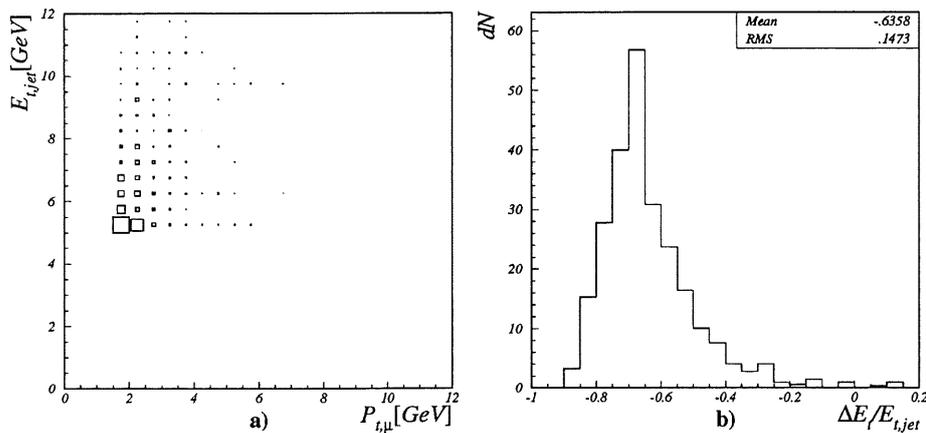


Abbildung 6.4: a) Korrelation zwischen Opposite-Jet und Myon für Ereignisse mit ein oder zwei Jets. b) Relative Abweichung der Transversalenergie des Opp.-Jets zum Transversalimpuls des Myons, normiert auf die Jetenergie. Dabei ist $\Delta E_t = P_{t,\mu} - E_{t,jet}$.

In Abbildung 6.4 a) ist die Korrelation des Transversalimpulses des Myons zu der Transversalenergie der Opposite-Jets dargestellt.

In Abbildung 6.4 b) ist die relative Abweichung (auf die Transversalenergie des Jets bezogen) zwischen Transversalimpuls des Myons und Transversal-

energie des Opposite-Jets aufgetragen. Für die geringere Transversalenergie des Myons im Vergleich zum Jet lassen sich zwei Gründe anführen: Das Neutrino aus dem semileptonischen Zerfall kann nicht detektiert werden, und die Energie des leichten Quarks des semimyonischen Zerfalls wird ebenfalls nicht berücksichtigt.

Während es keine Möglichkeit gibt, die Energie des Neutrinos zu bestimmen, sollen in dieser Arbeit zwei Methoden getestet werden, bei denen auch die Energie aus dem leichten Quark berücksichtigt wird.

Liegt das Myon in einem Jet, so lassen sich die Jetenergie und die Jetachse mit dem Impuls und der Achse des Myons zusammen wie folgt kombinieren:

$$P_{x,\text{sum}} = P_{x,\mu} + E_{x,\text{jet}} \quad (6.1)$$

$$P_{y,\text{sum}} = P_{y,\mu} + E_{y,\text{jet}} \quad (6.2)$$

$$P_{z,\text{sum}} = P_{z,\mu} + E_{z,\text{jet}} \quad (6.3)$$

$$P_{t,\text{sum}} = \sqrt{P_{x,\text{sum}}^2 + P_{y,\text{sum}}^2} - 2 \text{ GeV} \quad (6.4)$$

$$\phi_{\text{sum}} = \arctan \frac{P_{y,\text{sum}}}{P_{x,\text{sum}}} \quad (6.5)$$

$$\theta_{\text{sum}} = \arctan \frac{P_{z,\text{sum}}}{\sqrt{P_{x,\text{sum}}^2 + P_{y,\text{sum}}^2}} \quad (6.6)$$

$$\eta_{\text{sum}} = -\log \tan \frac{\theta_{\text{sum}}}{2} \quad (6.7)$$

Von dem Transversalimpuls $P_{t,\text{sum}}$ werden 2 GeV abgezogen, die der mittleren Energiedeposition des Myons im Kalorimeter entsprechen. Durch das Abziehen soll verhindert werden, daß diese Energie des Myons doppelt gezählt wird.

Diese Methode wird im Folgenden als *Methode I* bezeichnet.

Eine andere Methode, die Energie des in ein Myon zerfallenen Quarks zu rekonstruieren, benutzt die Aktivität um das Myon. Sie ist definiert durch die Summe der Transversalenergien aller Zellen mit $\Delta r = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} \leq 1$ zur Myon-Achse:

$$A_{\mu} = \sum_{\Delta r_{\mu,\text{cell}} \leq 1} E_{t,\text{cell}}$$

Abbildung 6.5 zeigt, daß bei der Definition die Festlegung des Radius auf $r = 1$ vernünftig ist; in diesem Bereich ist die Transversalenergie deutlich höher als in anderen Kalorimeterbereichen.

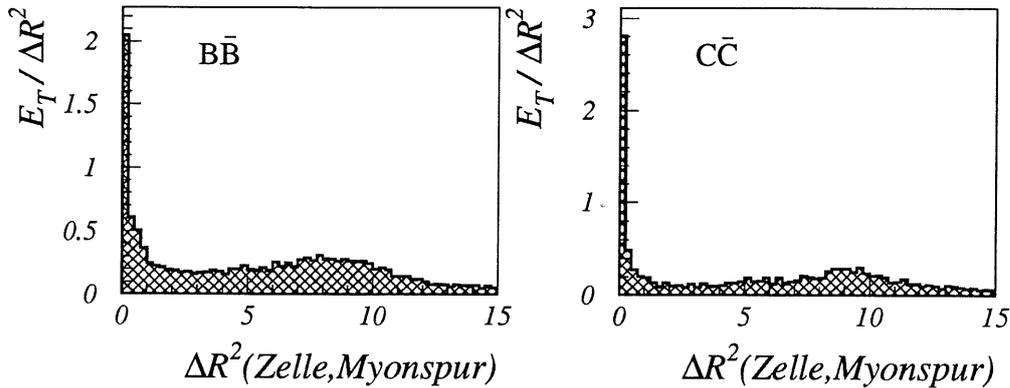


Abbildung 6.5: Transversalenergie im Kalorimeter in Abhängigkeit vom Abstand zu einem Myon aus dem seimleptonischen Zerfall von b -Quarks (links) und c -Quarks (rechts) nach [16]

Als neue Größe zum Vergleich mit dem Myon wird jetzt $P_{t,+}$ gebildet, in dem die Aktivität zu dem Transversalimpuls des Myons addiert wird. Von der Summe werden 2 GeV abgezogen, um nicht den Energieverlust des Myons im Kalorimeter doppelt zu zählen.

Für diese Methode ergibt sich:

$$P_{t,+} = P_{t,\mu} + A_{\mu} - 2\text{GeV} \quad (6.8)$$

$$\phi_{+} = \phi_{\mu} \quad (6.9)$$

$$\theta_{+} = \theta_{\mu} \quad (6.10)$$

$$\eta_{+} = \eta_{\mu} \quad (6.11)$$

Diese Methode wird im weiteren *Methode II* genannt.

Bei beiden Methoden werden im folgenden Jets, die einen Abstand von $\Delta r \leq 1$ zum Myon haben nicht mehr betrachtet.

Die Abbildungen 6.6 a) und 6.7 a) zeigen die Korrelation und Differenz von ϕ_{+} bzw. ϕ_{sum} und den Opposite-Jets. Durch die Linien wird der Bereich $\Delta\phi = 180^{\circ} \pm 60^{\circ}$ angezeigt.

Wie von der Photoproduktion erwartet wird, bilden die Quarks einen Winkel von etwa 180° . In Abbildung 6.6 b) und c) sowie 6.7 b) und c) ist dieselbe Verteilung aufgeteilt in Ereignisse mit einem und zwei Jets sowie Ereignisse mit drei und mehr Jets. Im ersteren Fall liegt der Winkel zwischen dem Myon und dem Jet in fast allen Fällen im Bereich $120^{\circ} \leq \Delta\phi \leq 240^{\circ}$.

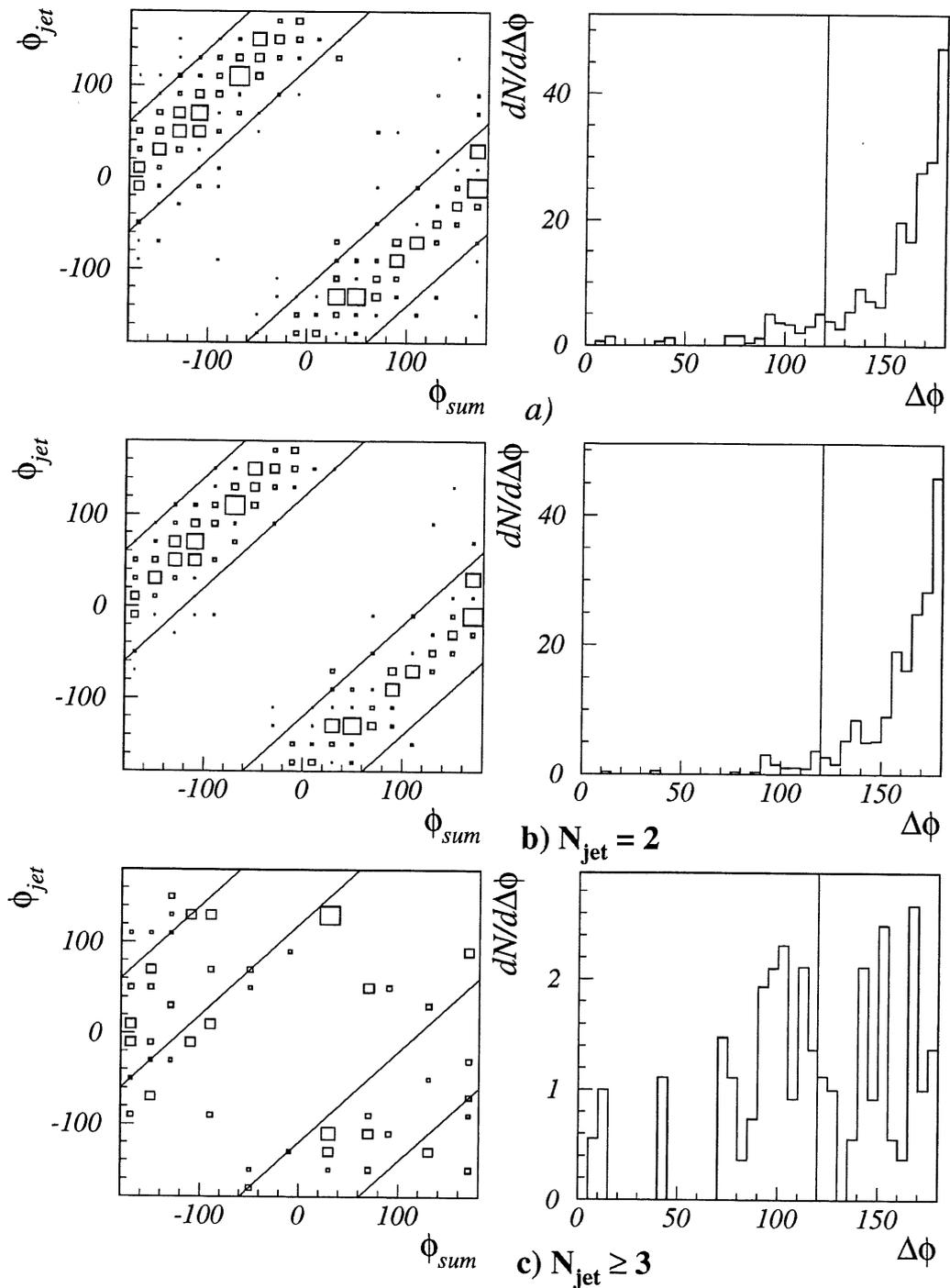


Abbildung 6.6: *Methode I*: Der Winkel ϕ_{sum} wurde nach Gleichung 6.5 berechnet. **a)** zeigt die Korrelation von ϕ_{sum} zum ϕ der Opposite-Jets und den Absolutbetrag ihrer Differenz für alle Ereignisse **b)** für Ereignisse mit zwei Jets **c)** Ereignisse mit drei oder mehr Jets.

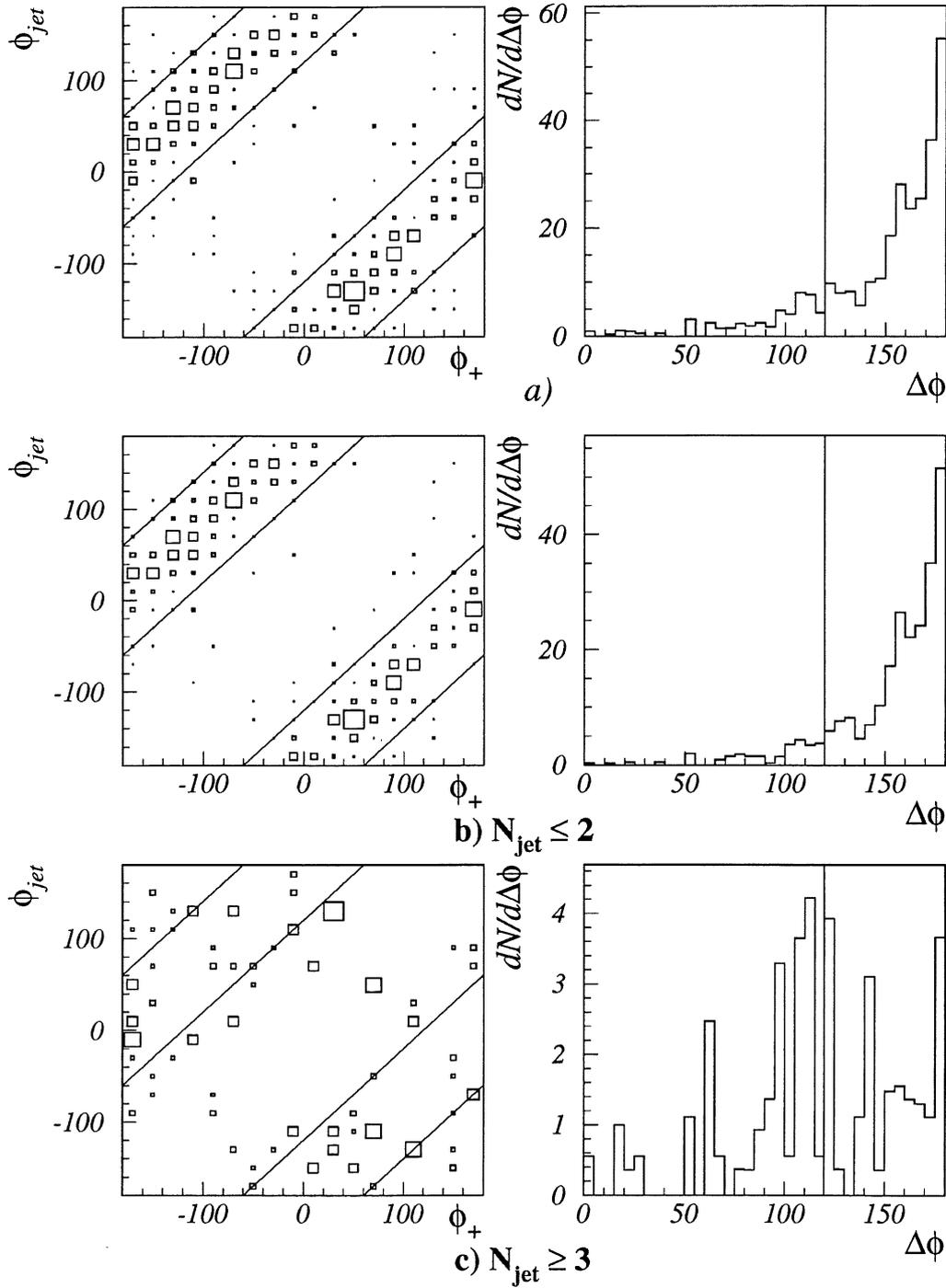


Abbildung 6.7: *Methode II*: Korrelation und absolute Differenz zwischen ϕ_+ und dem Azimutwinkel der Opposite-Jets für a) Alle Monte-Carlo Ereignisse b) Ereignisse mit einem oder zwei Jets c) Ereignisse mit drei oder mehr Jets

Im letzteren Fall liegt die Winkeldifferenz breiter gestreut. Dies liegt daran, daß der zusätzliche Jet auch einen Transversalimpuls (von mindestens 5 GeV) davonträgt. Somit ist nicht mehr zu erwarten, daß sich in einem solchen Ereignis zwei Jets balancieren. Infolgedessen wird die weitere Analyse auf Ein- und Zwei-Jet-Ereignisse beschränkt.

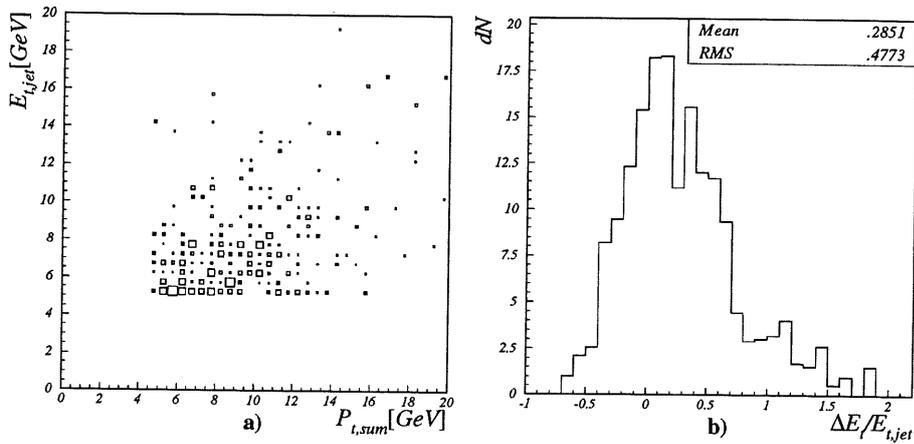


Abbildung 6.8: *Methode I* a) Korrelation zwischen $P_{t,sum}$ und der Transversalenergie des Opposite-Jets. $P_{t,sum}$ ist berechnet nach Gleichung 6.4. b) Relative Abweichung der Transversalenergie, normiert auf die Jetenergie; $\Delta E_t = P_{t,sum} - E_{t,jet}$

In den Abbildungen 6.8 und 6.9 ist die Korrelation und die relative Abweichung zwischen $E_{t,jet}$ des Opposite-Jets und $P_{t,sum}$ bzw. $P_{t,+}$ dargestellt. In diesem Fall ist ein Zusammenhang zwischen den Größen im Gegensatz zu Abbildung 6.3 a) zu erkennen. Allerdings wird die Transversalenergie auf der Myonenseite bei *Methode I* zu hoch berechnet, bei *Methode II* zu niedrig. Daß $P_{t,+}$ niedriger ist als die Jetenergie, kann damit erklärt werden, daß für die Energiebilanz das Neutrino fehlt.

Als weiterer Grund für die Abweichungen läßt sich die schlechte Energiekonstruktion des Jets (siehe Kapitel 5) anführen. In den Abbildungen 6.10 a) und b) erkennt man, daß für die Größen η_{sum} und η_+ , der Erwartung gemäß, keine Korrelation mit der Rapidität des Opp.-Jets vorhanden ist.

6.2 Zusammenfassung

In Kapitel 2 haben wir eine Vorstellung davon gewonnen, wie die Ereignisse des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks aussehen sollten (siehe Abbildung 2.6). In Tabelle 6.1 ist die Unterteilung der Ereignisse aus der

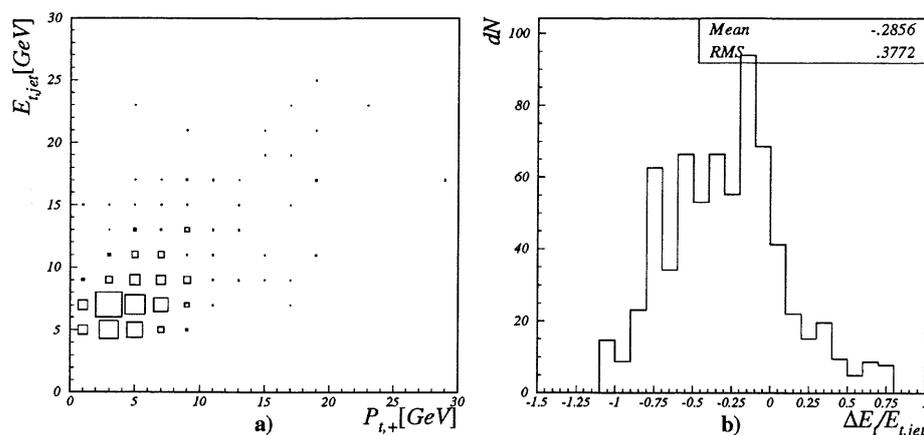


Abbildung 6.9: *Methode II* a) Korrelation zwischen $P_{t,+}$ und der Transversalenergie des Opposite-Jets. $P_{t,\text{sum}}$ ist berechnet nach Gleichung 6.8. b) Relative Abweichung der Transversalenergie, normiert auf die Jetenergie; $\Delta E_t = P_{t,+} - E_{t,\text{jet}}$

Monte-Carlo Simulation des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks nach Anzahl der Jets und deren Lage zum Myon dargestellt. Hieraus ist zu ersehen, daß die Monte-Carlo Daten gut mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmen.

Wir haben gesehen, daß es für die Auswertung der Ereignisse nötig ist, auch das leichte Quark des semimyonischen Zerfalls zu berücksichtigen. Dies kann durch Addition des Viererimpulses eines e ts zum Viererimpuls des Myons geschehen (*Methode I*), oder durch die Addition der Aktivität um das Myon zum Transversalimpuls des Myons (*Methode II*).

Diese Methoden sollen auf zwei für den semileptonischen Zerfall schwerer Quarks typischen Samples angewendet werden.

Die Ereignisse, die nach *Methode I* ausgewertet werden können, werden in dem *Sample 1* zusammengefaßt. Für diese Ereignisse wird verlangt:

- Ein e t mit $\Delta r \leq 1$ zum Myon
- Ein Jet mit $\Delta \phi \geq 120^\circ$ zum Myon

In dieses Sample fallen 32% der Monte-Carlo Ereignisse. Das entspricht nach Tabelle 5.2 einer Erwartung von 44 Ereignissen aus dem semileptonischen Zerfall schwerer Quarks in den Daten, die die Bedingungen für das *Sample 1* erfüllen. Für dieses Sample können die Größen $P_{t,\text{sum}}$, η_{sum} und ϕ_{sum} nach den Gleichungen 6.4 – 6.7 gebildet werden. Die Verteilung dieser Größen

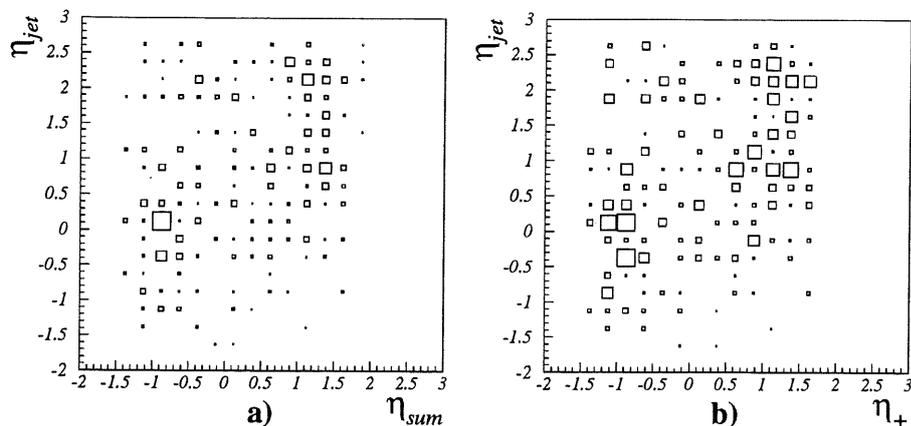


Abbildung 6.10: Korrelation zwischen a) η_{sum} nach *Methode I* bzw. b) η_+ nach *Methode II* und der Rapidität des Opposite-Jets

sind in den Abbildungen 6.11 a), c) und e) für die Monte-Carlo Ereignisse dargestellt.

Die Ereignisse, die nach *Methode II* ausgewertet werden sollen, werden als *Sample 2* bezeichnet. Für sie wird lediglich verlangt:

- Ein Jet mit $\Delta\phi \geq 120^\circ$ zum Myon

In das *Sample 2* fallen 41% der Monte-Carlo Ereignisse. Nach Tabelle 5.2 erwartet man dementsprechend 57 Ereignisse des semileptonischen Zerfalls schwerer Quarks in den Daten, die in das *Sample 2* fallen. Für diese Ereignisse werden die Größen $P_{t,+}$, η_+ und ϕ_+ nach den Gleichungen 6.8–6.11 gebildet. Diese Verteilungen dieser Größen sind in den Abbildungen 6.11 b), d) und f) für die Monte-Carlo Ereignisse dargestellt.

Es soll noch einmal betont werden, daß alle Ereignisse des *Samples 1* auch im *Sample 2* enthalten sind. Sie werden allerdings in den beiden Samplen auf unterschiedliche Weise ausgewertet.

In Abbildung 6.12 wird ein Ereignis aus den Daten vorgestellt, das nach diesen Überlegungen ein Kandidat für semileptonischen Zerfall schwerer Quarks ist.

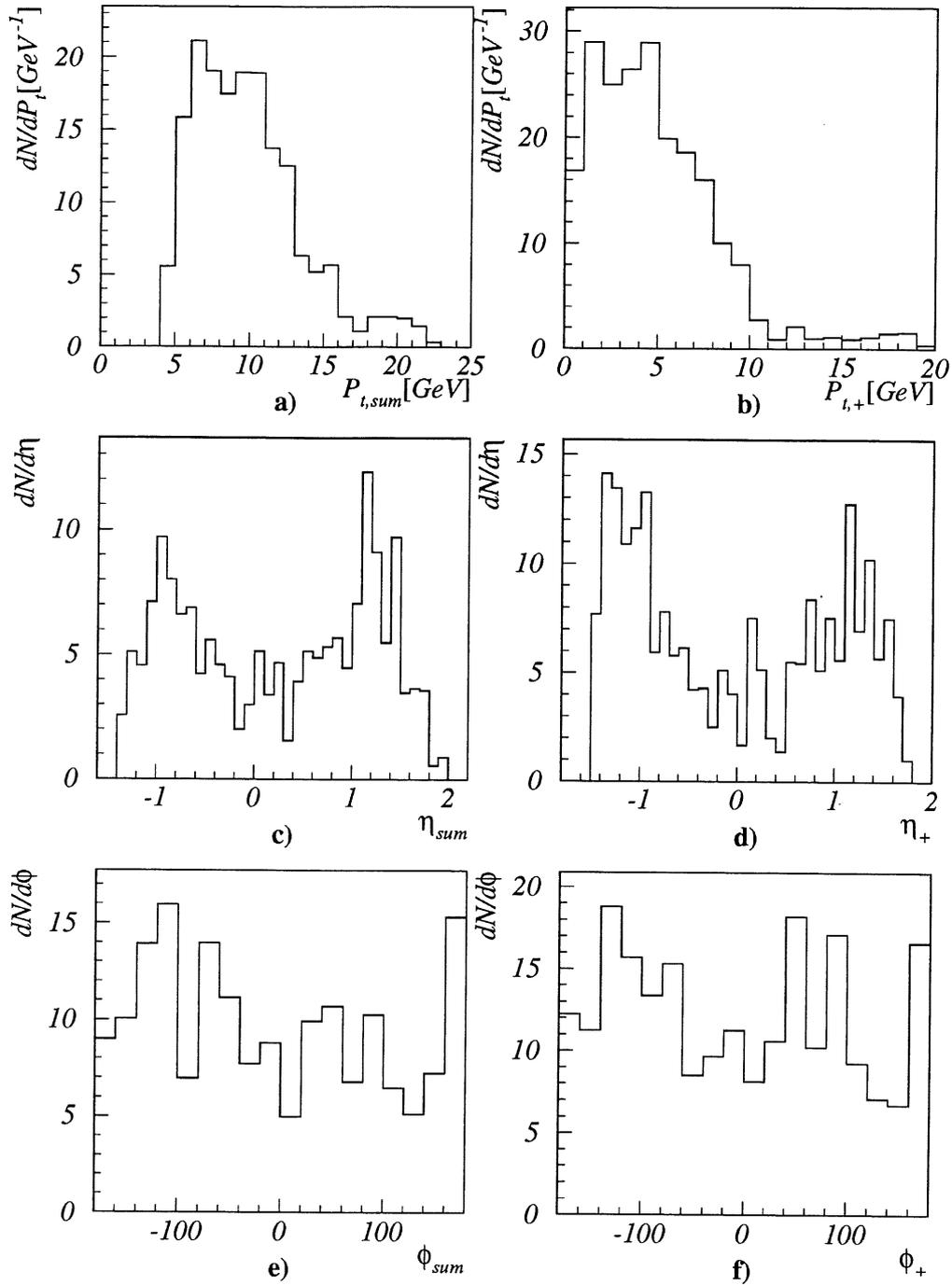


Abbildung 6.11: Verteilung der neudefinierten Größen in den Monte-Carlo Daten. a), c) und e) Verteilung von $P_{t,sum}$, η_{sum} und ϕ_{sum} in *Sample 1* b), d) und f) Verteilung von $P_{t,+}$, η_+ und ϕ_+ in *Sample 2*.

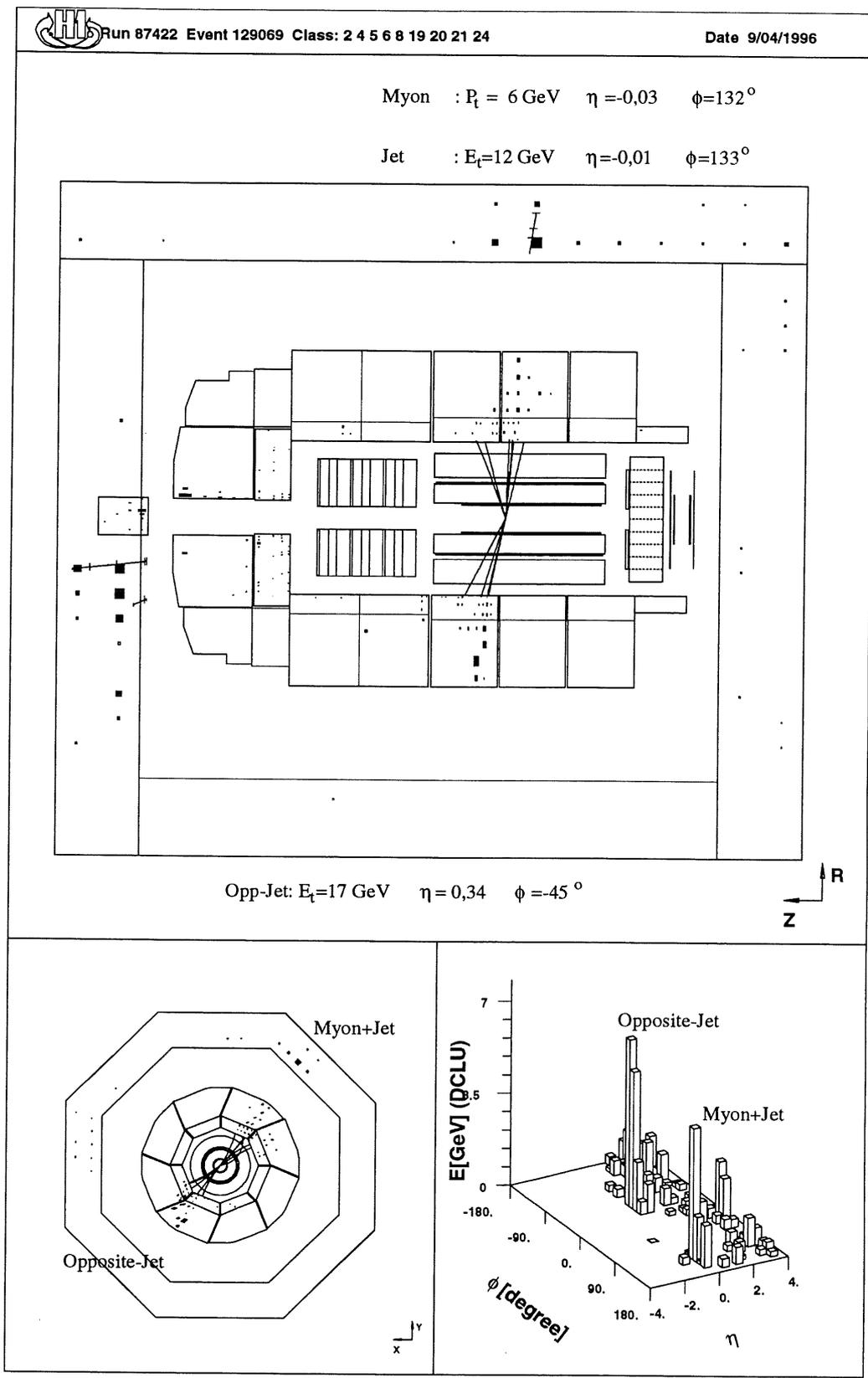


Abbildung 6.12: Beispiel für einen Kandidaten des semileptonischen Zerfalls schwerer Quarks.

Jets im Ereignis	Ein Jet mit $\Delta\phi \geq 120^\circ$	Myon in einem Jet ($\Delta r \leq 1$)	Anteil	<i>Sample 1</i>	<i>Sample 2</i>
1	nein	nein	1%	nein	nein
	nein	ja	52%	nein	nein
	ja	nein	8%	nein	ja
2	nein	nein	1%	nein	nein
	nein	ja	2%	nein	nein
	ja	nein	1%	nein	ja
	ja	ja	32%	ja	ja
≥ 3	alle		4%	nein	nein

Tabelle 6.1: Einteilung der Ereignisse aus der Simulation des semileptonischen Zerfalls schwerer Quarks nach Anzahl der Jets und deren Lage zum Myon.



Kapitel 7

Auswahl der Daten

7.1 Selektion der Daten

Zur Analyse wurden H1-Daten von 1994 aus den Run-Bereichen 78388 – 81946 (mit Elektronen), 82961 – 89912 und 90101 – 10419 (beides mit Positronen) verwendet. Die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 2,289\text{pb}^{-1}$.

Aus den Daten wurden Ereignisse nach folgenden Kriterien selektiert:

- In dem Ereignis wurde mindestens ein Myon und mindestens ein Jet gefunden.
- Es wird $q^2 \leq 4\text{GeV}^2$ – also Photoproduktion – verlangt. Dazu werden Ereignisse mit einem Elektronenkandidaten im BEMC oder LAC ausselektiert. Für den Elektronenkandidaten wurde eine Energie von $15\text{ GeV} < E_{el} < 30\text{ GeV}$ verlangt. Bei fünf Ereignissen mit einem Elektronenkandidaten mit $E_{el} \geq 30\text{ GeV}$ wurde visuell untersucht, ob es sich um Photoproduktion handelt; nur eines dieser Ereignisse wurde selektiert.
- Der primäre Wechselwirkungspunkt ist höchstens 20 cm vom nominalen Vertex entfernt.
- Ein Myon-Trigger hat angesprochen.
- Das Ereignis liegt in einem Zeitfenster von 4,5 ns um den vorgesehenen Wechselwirkungszeitpunkt.
- Das Ereignis wurde in die FPACK-Klasse 24 eingestuft, das bedeutet, daß mindestens ein Myon oder ein Positron identifiziert wurden.

- Es wurden keine Ereignisse mit kosmischen Myonen genommen.
- In dem Ereignis ist mindestens eine Spur.

Für das Myon wird verlangt:

- Der Transversalimpuls beträgt mindestens $P_t \geq 1,5$ GeV.
- Der Polarwinkel liegt im Bereich $20^\circ \leq \theta_\mu \leq 155^\circ$.
- Der Abstand zwischen dem Myon-Link und der Spur ist $\rho \leq 100$ cm.
- Das Myon hat mindestens drei Eisenlagen passiert.
- Die Myonspur hat mindestens 10 Treffer in den Spurenkammern.
- Es wird das Myon mit der größten Linkwahrscheinlichkeit genommen.

An den Jet wurden folgende Anforderungen gestellt:

- Die Transversalenergie beträgt in einem Kegel mit $\Delta r = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} \leq 1$ mindestens $E_t \geq 5$ GeV.
- Die Pseudorapidität des Jets liegt im Bereich $-1.5 \leq \eta_{\text{jet}} \leq 3.0$.

Diese Selektionskriterien werden von 2445 Ereignissen erfüllt. In Abbildung 7.1 ist für diese Ereignisse die Verteilung von der Transversalenergie des höchstenergetischen Jets zu dem Transversalimpuls des Myons dargestellt; dabei sind die Ereignisse mit großem $E_{t,\text{jet}}$ und großem $P_{t,\mu}$ hervorgehoben.

7.2 Klassifizierung der Daten

Im Kapitel 6 haben wir gesehen, daß es sinnvoll ist, eine Einteilung der Ereignisse in zwei verschiedene Samples zu machen, die sich aus der Topologie der Ereignisse des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks ergeben. Diese Einteilung der Daten nach Anzahl der Jets und Lage zum Myon zeigt Tabelle 7.1.

Nach der *Methode I* sollen die 692 Ereignisse untersucht werden, bei denen (bei genau zwei Jets im Ereignis) das Myon in einem Jet liegt, während der andere Jet einen Winkel von $\Delta\phi \geq 120^\circ$ zum Myon hat. Diese Gruppe wird als *Sample 1* bezeichnet.

Nach der *Methode II* sollen alle Ein- und Zwei-Jet-Ereignisse ausgewertet werden, bei denen ein Jet eine Achse von $\Delta\phi \geq 120^\circ$ zur Myonachse hat. Gibt es einen zweiten Jet, so wird er in der Analyse nicht weiter

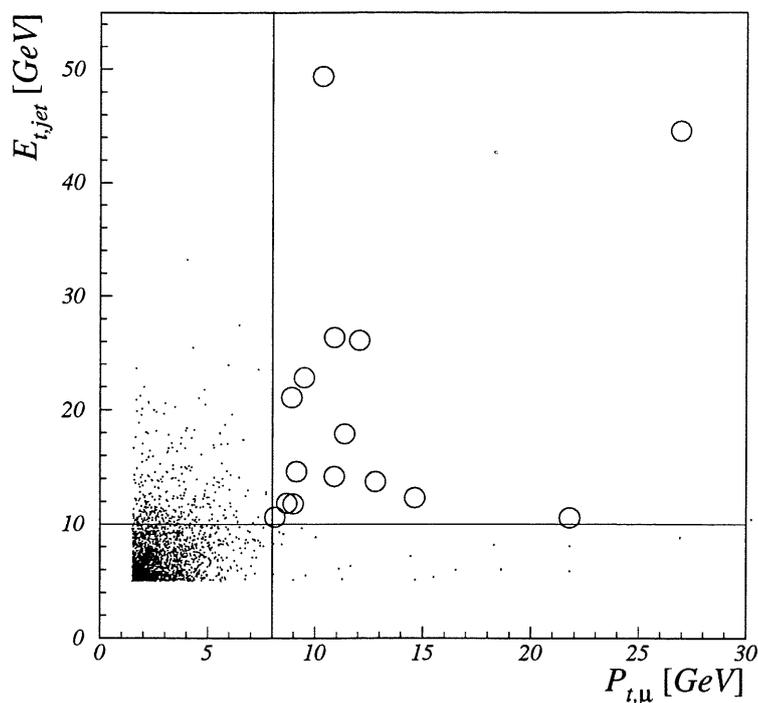


Abbildung 7.1: Lage der Daten in Abhängigkeit vom E_t des höchstenergetischen Jets und P_t des höchstenergetischen Myons in dem Ereignis. Gesondert markiert sind die Ereignisse mit $E_{t,\text{jet}} \geq 10$ GeV und $P_{t,\mu} \geq 8$ GeV.

Jets im Ereignis	Ein Jet mit $\Delta\phi \geq 120^\circ$	Myon in einem Jet ($\Delta r \leq 1$)	Ereignisse	Anteil	<i>S. 1</i>	<i>S. 2</i>
1	nein	nein	119	5%	nein	nein
	nein	ja	893	37%	nein	nein
	ja	nein	474	19%	nein	ja
2	nein	nein	24	1%	nein	nein
	nein	ja	51	2%	nein	nein
	ja	nein	80	3%	nein	ja
	ja	ja	692	28%	ja	ja
≥ 3	alle		112	5%	nein	nein
gesamt			2445	100%		

Tabelle 7.1: Einteilung der aus den Daten selektierten Ereignissen nach Anzahl der Jets und deren Lage zum Myon

Sample	Ereignisse des semilep. Zerfalls schwerer Quarks	Ereignisse, die die Selektion erfüllen	Verhältnis von semilep. Zerfall zu Daten
alle Daten	138	2445	5,6%
<i>Sample 1</i>	44	692	6,4%
<i>Sample 2</i>	57	1246	4,6%

Tabelle 7.2: Anhand der Monte-Carlo Simulation erwartete Ereignisse des semileptonischen Zerfalls schwerer Quarks und Anzahl der aus den Daten selektierte Ereignisse

berücksichtigt. Insgesamt fallen 1246 Ereignisse in diese Klasse, die forthin als *Sample 2* bezeichnet wird.

In Tabelle 7.2 werden die erwarteten Ereignisse aus dem semileptonischen Zerfall schwerer Quarks mit der Anzahl der selektierten Daten verglichen. Nach der Selektion sind nur knapp 6% der Daten Ereignisse aus semileptonischen Zerfall. In dem *Sample 1* sind die Ereignisse aus semileptonischen Zerfall leicht angereichert, während sie im *Sample 2* etwas geringer sind.

Schließlich soll noch ein drittes Datensample betrachtet werden. Wenn es in den Daten Kandidaten für Prozesse mit außergewöhnlicher Physik gibt, so wird man diese bei hohen Energien im Ereignis finden. Deswegen werden für das *Sample 3* diejenigen Ereignisse selektiert, die einen Jet mit $E_{t,\text{jet}} \geq 10$ GeV und ein Myon mit $P_{t,\mu} \geq 8$ GeV aufweisen. Weitere Anforderungen an Anzahl und Lage der Jets werden dabei nicht gestellt.

In Abbildung 7.1 sind diese Daten aus dem *Sample 3* als Kreise markiert dargestellt.

Kapitel 8

Analyse der Daten

8.1 Analyse der Daten aus *Sample 1*

Bei den Daten aus dem *Sample 1* liegt ein Jet um das Myon (mit $\Delta r \leq 1$), und es gibt einen Opposite-Jet mit $\Delta\phi \geq 120^\circ$. Deswegen können diese Daten nach *Methode I* analysiert werden.

In Abbildung 8.1 werden Transversalenergie, Pseudorapidität und Azimutwinkel von $P_{t,\text{sum}}$ und dem Opposite-Jet miteinander verglichen.

Wir haben bereits gesehen, daß der semimyonische Zerfall schwerer Quarks nur etwa 6% der Ereignisse aus diesem Sample erklären kann. Bei den Daten dominieren die Ereignisse aus anderen Prozessen (namentlich die Boson-Gluon-Fusion leichter Quarks und die BGF-Compton-Streuung) die der Produktion schwerer Quarks sehr stark.

Abbildung 8.3 stellt die Korrelation zwischen $P_{t,\text{sum}}$, η_{sum} und ϕ_{sum} und den entsprechenden Größen des Opposite-Jets dar. Hier lassen sich keine qualitativen Unterschiede zwischen den Daten und den Monte-Carlo Ereignissen erkennen, weswegen weitere Schnitte auf die Topologie nicht zur Anreicherung von Ereignissen mit schweren Quarks führen.

Es soll noch einmal genauer untersucht werden, ob sich die Ereignisse des semimyonischen Zefalls schwerer Quarks durch Schnitte auf die Jet- oder Myonenergie anreichern lassen. Dazu werden noch einmal das $P_{t,\text{sum}}$ - und das $E_{t,\text{jet}}$ -Spektrum, sowie zusätzlich die Summe $P_{t,\text{sum}} + E_{t,\text{jet}}$ genauer betrachtet. Abbildung 8.2 verdeutlicht die Bedeutung der Größe $P_{t,\text{sum}} + E_{t,\text{jet}}$: Jeder Streifen in der $P_{t,\text{sum}}-E_{t,\text{jet}}$ -Ebene entspricht einem $P_{t,\text{sum}} + E_{t,\text{jet}}$ -Bin in der Projektion.

In Abbildung 8.4 sind auf der linken Hälfte die Spektren dieser Größen aufgetragen, auf der rechten Hälfte ist für jedes Bin das Verhältnis der Ereignisse aus den schweren Quarks zu den Daten angegeben. Die Fehlerbalken geben

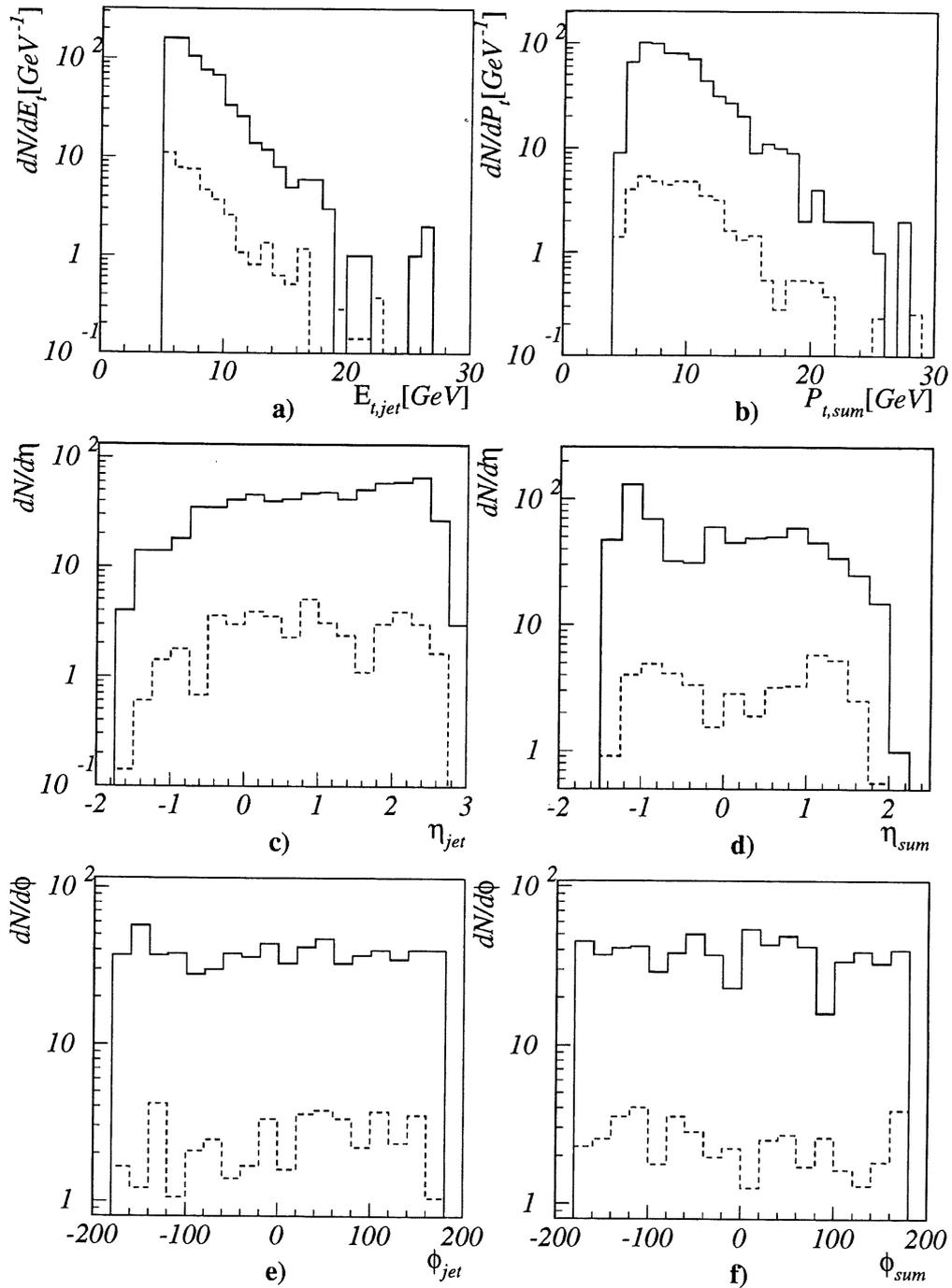


Abbildung 8.1: *Sample 1*: Vergleich zwischen Monte-Carlo und Daten. Die Daten sind durch die durchgezogene Linie gekennzeichnete, die Monte-Carlo Simulation durch die gestrichelte Linie. **a)**, **c)** und **e)** geben die Werte für den Opposite-Jet an, **b)**, **d)** und **f)** dasselbe für das kombinierte Myon-Jet-System auf der anderen Seite

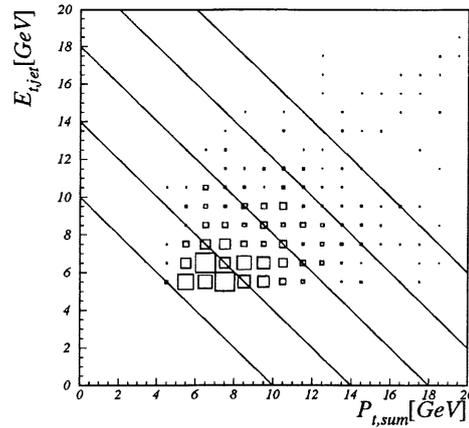


Abbildung 8.2: Zur Bedeutung des $(P_{t,sum} + E_{t,jet})$ -Schnitts

den statistischen Fehler dieses Verhältnisses an. Mit größerer Transversalenergie steigt bei allen drei Verteilungen der Anteil der schweren Quarks höchstens leicht an; es wird keine signifikante Verbesserung des Verhältnisses erreicht. Zudem wird die statistische Ungenauigkeit immer größer, je höher der verlangte Impuls ist. In diesen Bereichen ist es also schwer, überhaupt eine Aussage zu treffen.

Es ist festzuhalten, daß sich in den Ereignissen des *Samples 1* die Ereignisse aus der Produktion leichter Quarks in der Kinematik und Topologie genau so verhalten wie Ereignisse aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks. Eine Trennung der Ereignisse aus schweren Quarks von den aus leichten Quarks ist nicht möglich.

8.2 Analyse der Daten aus *Sample 2*

Von vorneherein läßt sich festhalten, daß die Analyse nach *Methode II* den Vorteil gegenüber *Methode I* hat, daß sie auf eine größere Anzahl der Ereignisse angewandt werden kann. Ein Nachteil der Methode ist, daß mit der einfachen Addition der Aktivität um das Myon nur die Energie korrigiert wird, aber keine neuen Informationen über die Achse hinzugewonnen werden. Außerdem haben wir bereits gesehen, daß der Anteil des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks im *Sample 2* geringer ist als in den gesamten selektierten Daten.

Abbildung 8.5 zeigt die Verteilungen der mit *Methode II* berechneten Größen $P_{t,+}$, η_+ und ϕ_+ . Ebenso wie beim *Sample 1* erkennt man, daß

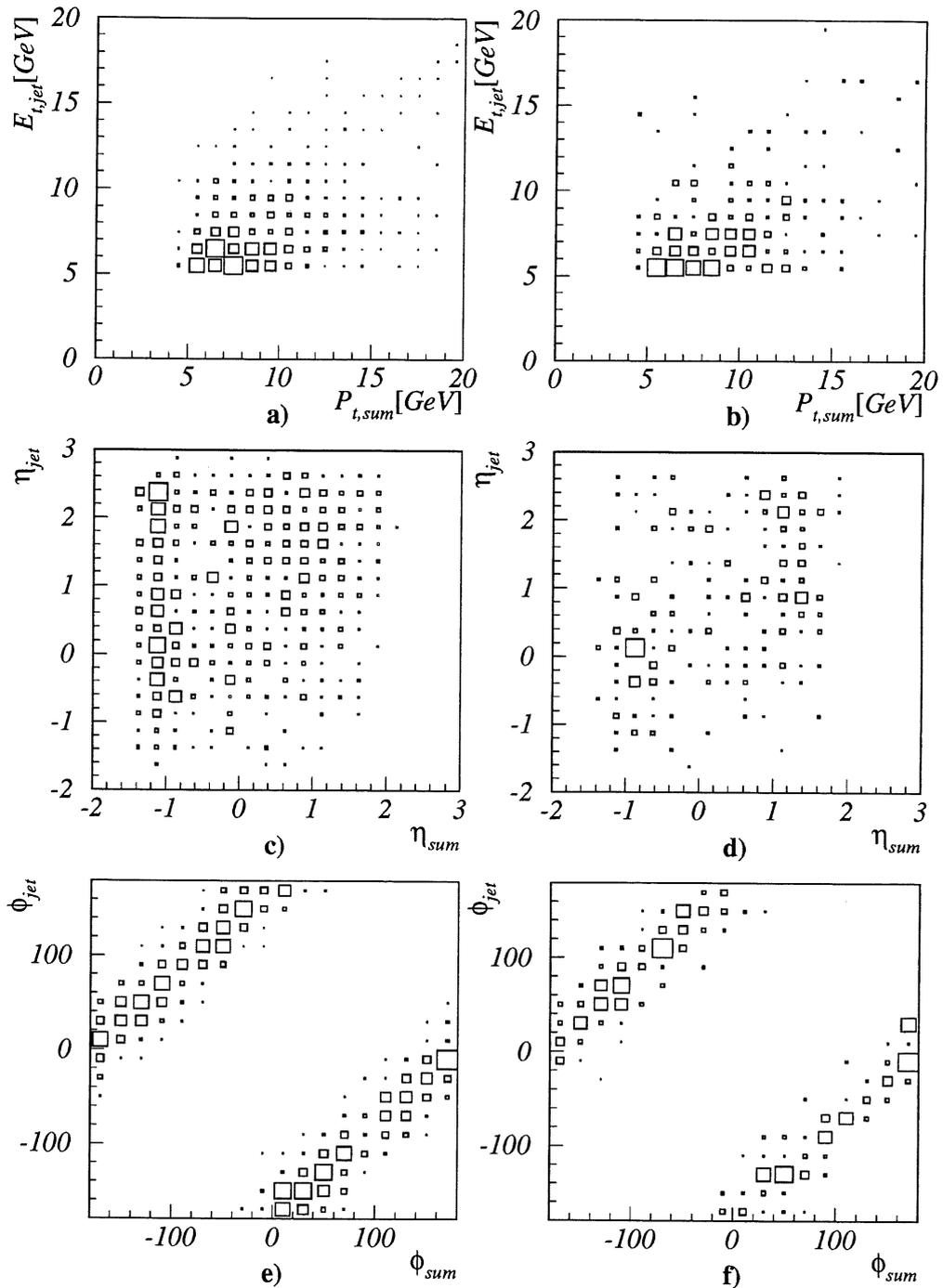


Abbildung 8.3: *Sample 1*: Vergleich der Korrelation zwischen dem Myon-Jet-System und dem Opposite-Jet. a), c) und e) geben die Korrelationen für die Daten wieder, b), d) und f) für die Monte-Carlo Simulation

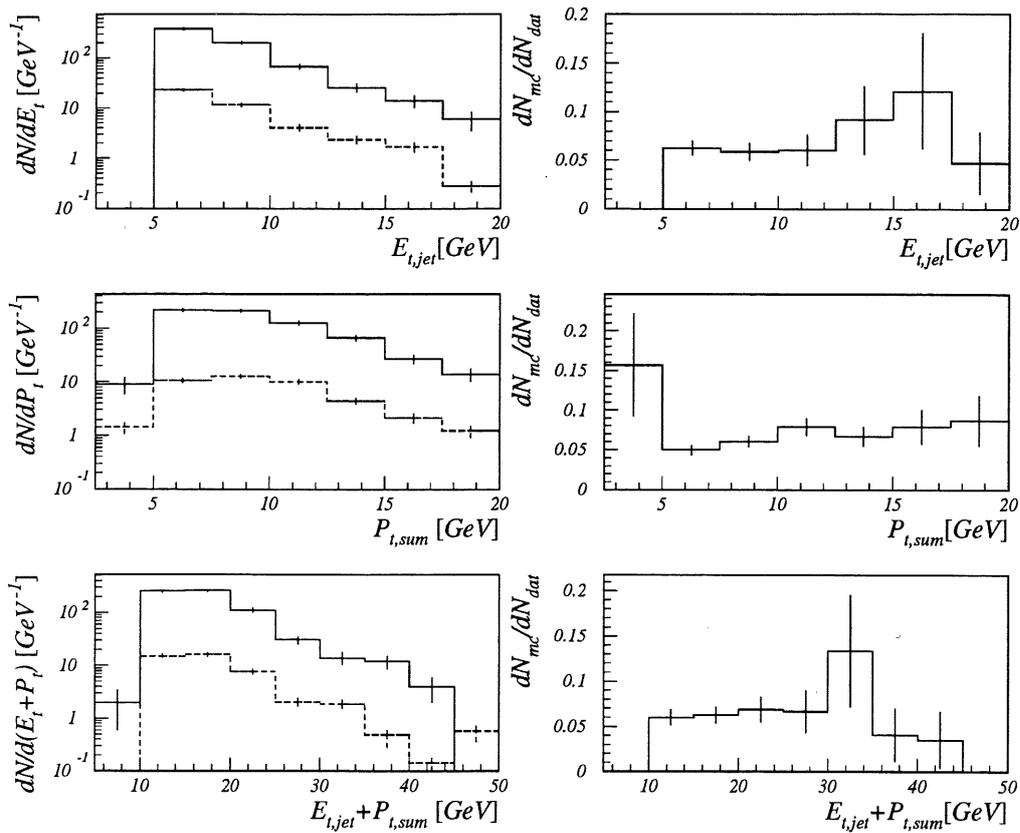


Abbildung 8.4: *Sample 1*: Verhältnisse zwischen den Monte-Carlo Ereignissen und den Daten. Oben in Abhängigkeit vom E_t des Opposite-Jets, in der Mitte von $P_{t,sum}$ und unten von der Summe aus beiden Größen. Angegeben sind die statistischen Fehler.

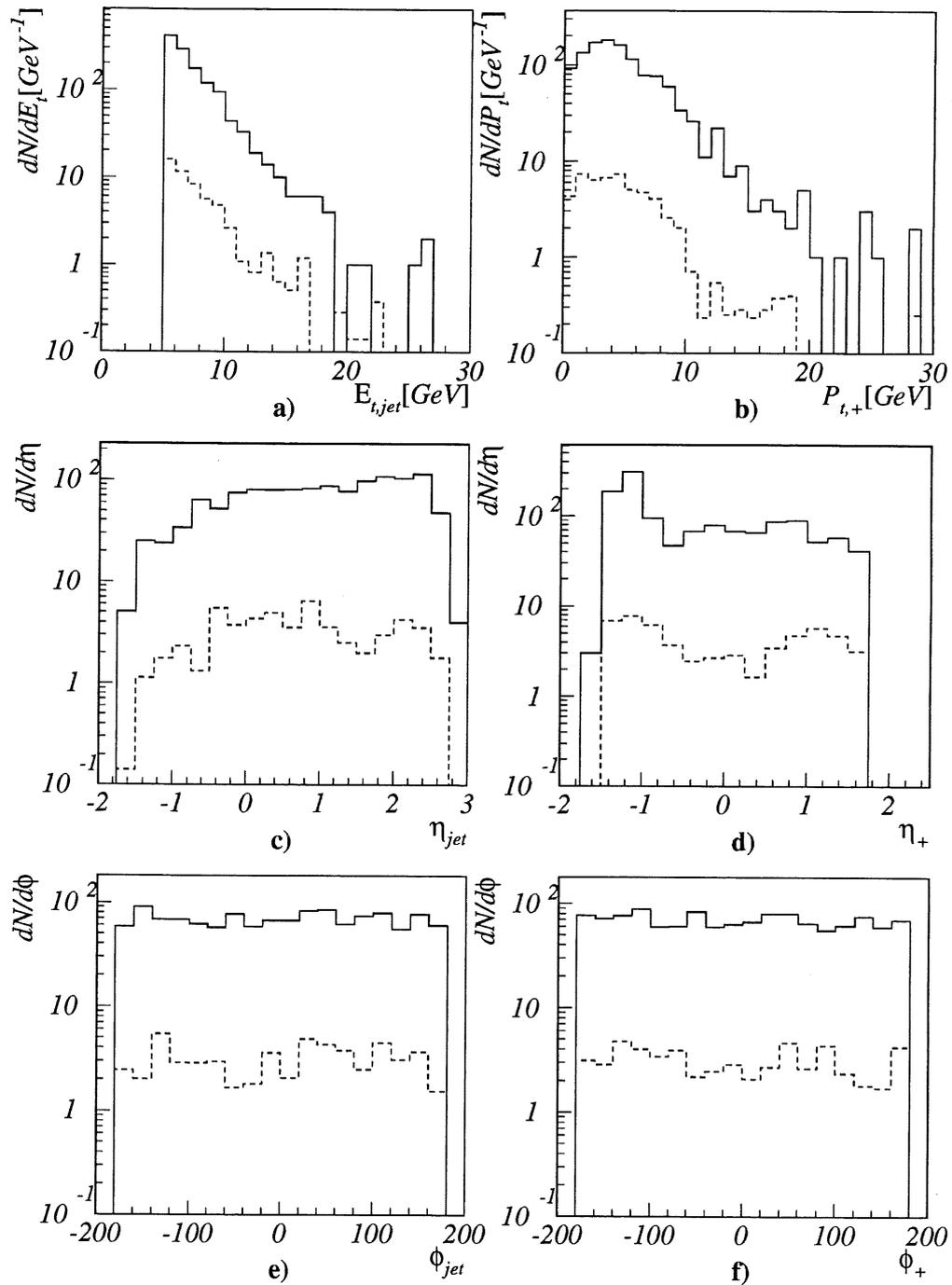


Abbildung 8.5: *Sample 2*: Vergleich zwischen Monte-Carlo und Daten. Durchgezogene Linien geben die Verteilung der Daten an, gestrichelt die der Monte-Carlo Simulation. **a)**, **c)** und **e)** zeigen die E_t , η und ϕ -Verteilungen für den Opposite-Jet, **b)**, **d)** und **f)** die entsprechenden Verteilungen für das Myon+Aktivität.

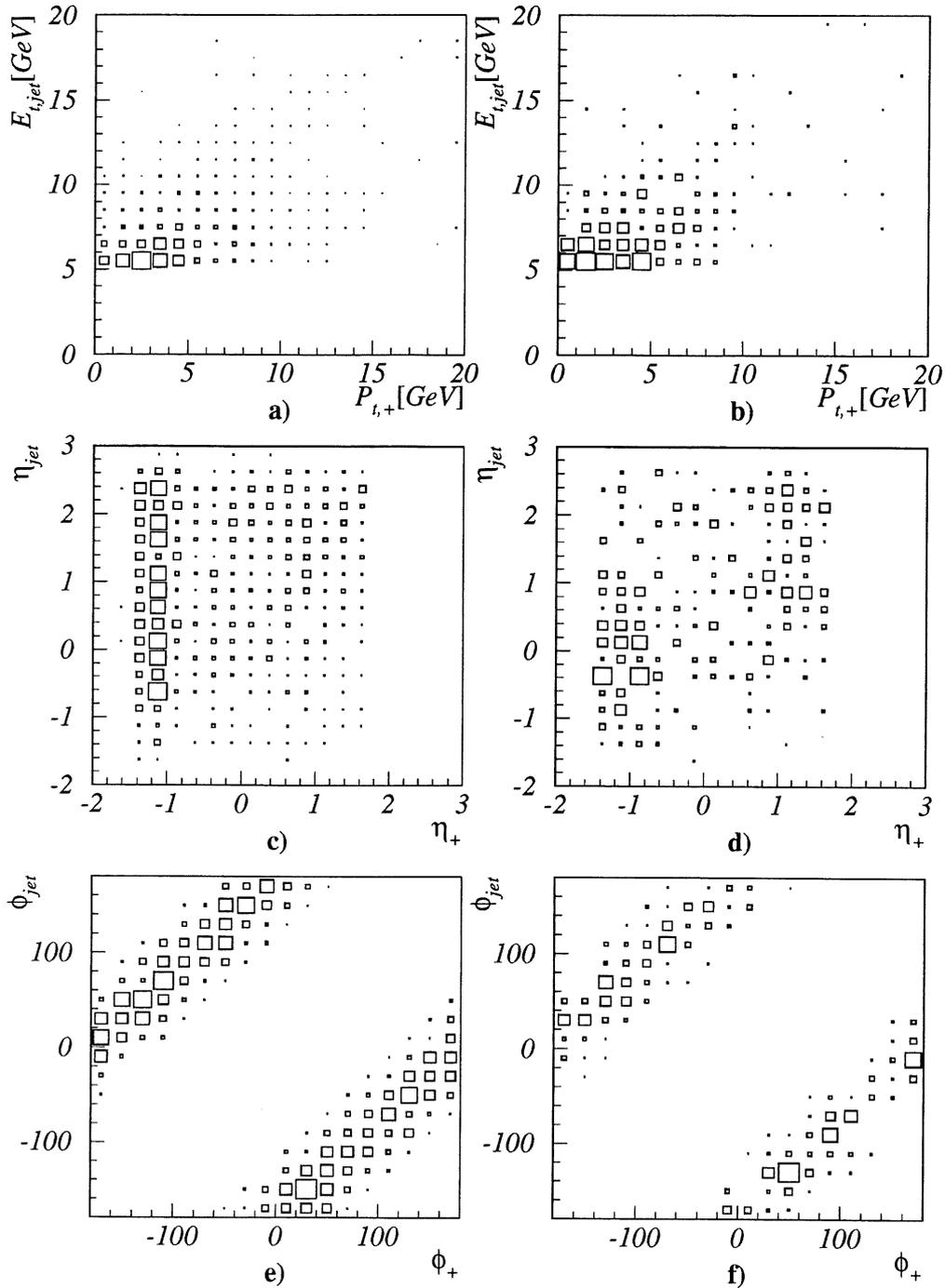


Abbildung 8.6: *Sample 2*: Vergleich der Korrelation zwischen dem Myon und dem Opposite-Jet. a), c) und e) geben die Korrelationen für die Daten wieder, b), d) und f) für die Monte-Carlo Simulation

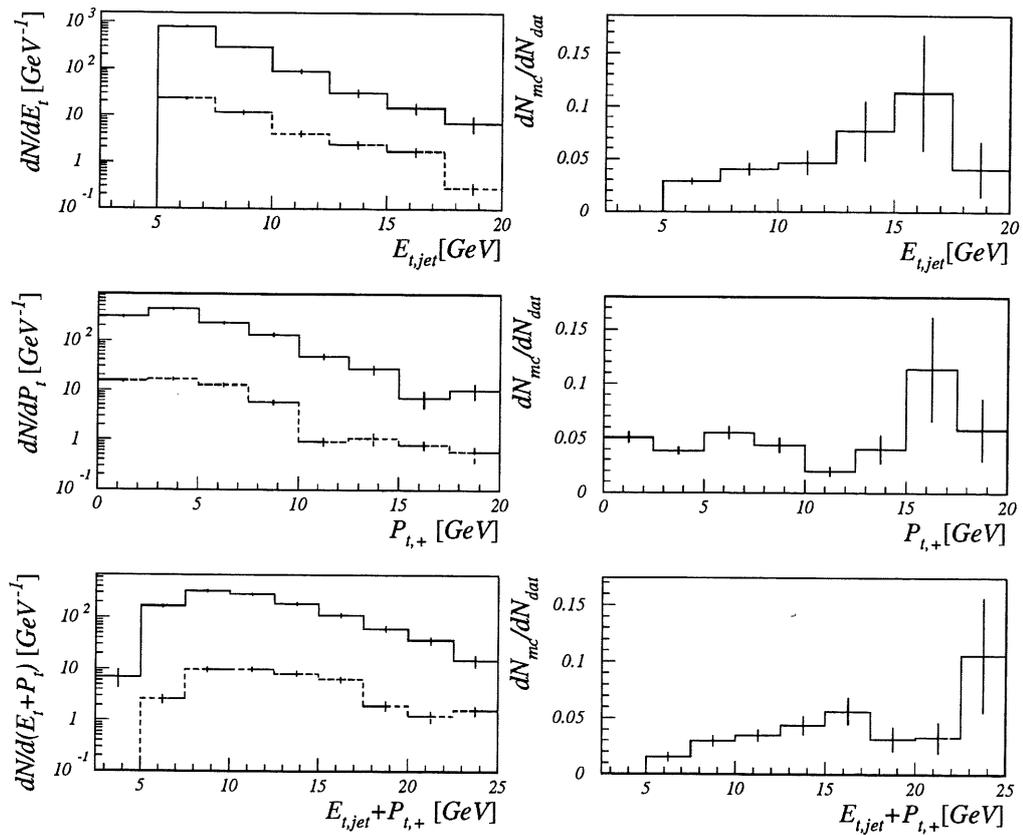


Abbildung 8.7: *Sample 2*: Verhältnisse zwischen den Monte-Carlo Ereignissen und den Daten. Oben in Abhängigkeit vom E_t des Opposite-Jets, in der Mitte von $P_{t,+}$ und unten von der Summe aus beiden Größen. Angegeben sind die statistischen Fehler.

der Anteil der schweren Quarks an den Daten durchgehend weniger als 10% beträgt.

Abbildung 8.6 zeigt die Korrelationen der verschiedenen Größen zueinander. Hier kann man, ebenso wie bei *Sample 1*, feststellen, daß die Topologie der Ereignisse keine Unterschiede zwischen den Daten und der Monte-Carlo Vorhersagen für schwere Quarkproduktion zuläßt.

Bei dem *Sample II* sollen ebenfalls die $E_{t,\text{jet}}$ - und $P_{t,+}$ -Spektren genauer untersucht werden, ebenso die Größe $E_{t,\text{jet}} + P_{t,+}$. In Abbildung 8.7 ist neben den Spektren das Verhältnis zwischen der Simulation der schweren Quark-Produktion und den Daten aufgetragen. Auch hier ist nur eine leichte Anreicherung des Anteils aus den schweren Quarks zu beobachten, wenn man höhere Transversalenergien verlangt. Ein Schnitt auf die Summe $E_{t,\text{jet}} + P_{t,+}$ ermöglicht zum Beispiel nur eine geringfügige Erhöhung des Anteils von den durchschnittlichen 4,6% auf vielleicht 6%. Dieser geringfügigen Anreicherung steht gegenüber, daß man einen Großteil der Daten verliert und sich dadurch die Statistik verschlechtert. .

8.3 Ergebnis der Analyse von *Sample 1* und *Sample 2*

Aus der Untersuchung der Monte-Carlo Simulation des semimyonischen Zerfalls eines schweren Quarkpaares ergibt sich eine topologische Einteilung der Daten in zwei überlappende Sample, die mit zwei unterschiedlichen Methoden untersucht werden.

Die Selektionskriterien für beide Sample werden von einem großen Teil der Myon-Jet-Ereignisse aus den Daten erfüllt. Anhand der Monte-Carlo Simulation kann man jedoch abschätzen, daß nur etwa ein zwanzigstel der selektierten Daten tatsächlich aus dem semimyonischen Zerfall der schweren Quarks stammt. Aus der genaueren Analyse der beiden Sample ergibt sich, daß sich die aus den Daten selektierten Ereignisse in jeder Beziehung so verhalten wie die simulierten Ereignisse des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks. Es ist somit nicht möglich, in Myon-Jet Ereignissen die Ereignisse aus schweren Quarks von denen aus leichten Quarks zu trennen.

8.4 Analyse der Daten mit hohem $P_{t,\mu}$ und $E_{t,\text{jet}}$ (*Sample 3*)

Innerhalb der untersuchten Daten finden sich 15 Ereignisse, die einen Jet mit $E_{t,\text{jet}} \geq 10$ GeV und einem Myon mit $P_{t,\mu} \geq 8$ GeV aufweisen. Alle 15 Ereignisse wurden visuell untersucht und erwiesen sich dabei als technisch in Ordnung. Diese Ereignisse sollen gesondert betrachtet und darauf untersucht werden, ob in ihnen außergewöhnliche Physik zu beobachten ist.

Abschätzung der zu erwartenden Ereignisse im *Sample 3*

Aus der Monte-Carlo Simulation erwartet man im *Sample 3* $0,4 \pm 0,1$ Ereignisse aus der Produktion schwerer Quarks. Diese 0,4 Ereignisse erfüllen die Selektionskriterien für *Sample 1* und somit auch für *Sample 2*.

In den beiden vorherigen Abschnitten haben wir gesehen, daß der Anteil der schweren Quarks an den Daten etwa 5% beträgt und sich dieser Anteil kaum oder gar nicht mit kinematischen Schnitten ändert. Eine grobe Schätzung für die Anzahl der Ereignisse in *Sample 3* beträgt damit 8 ± 2 Ereignisse.

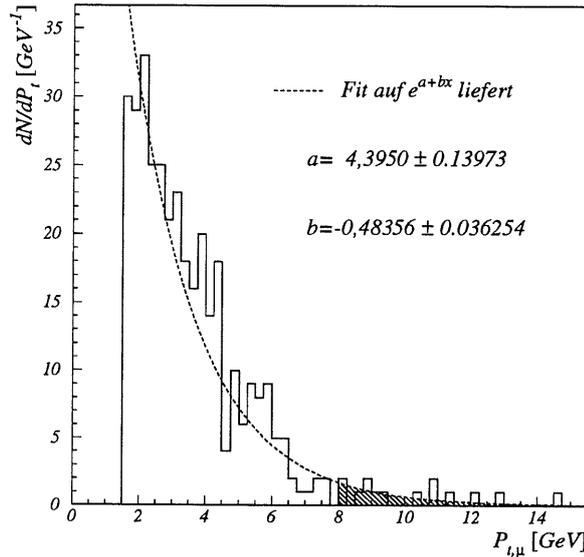


Abbildung 8.8: Verteilung des $P_{t,\mu}$ in den Daten für $E_{t,\text{jet}} \geq 10$ GeV mit Fit auf $f(x) = e^{a+bx}$. Die schraffierte Fläche zeigt den Bereich an, über dem aufintegriert wurde.

Eine andere Möglichkeit, die in den Daten zu erwartenden Ereignisse abzuschätzen, zeigt Abbildung 8.8. Hier wurde ein exponentieller Fit durch

das $P_{t,\mu}$ Spektrum der selektierten Daten gelegt, für die zusätzlich $E_{t,\text{jet}} \geq 10$ GeV verlangt wurde. Integriert man die Kurve zwischen den Grenzen 8 und ∞ auf, so erhält man einen Erwartungswert für die Anzahl der Ereignisse im *Sample 3*. Er ergibt sich zu:

$$N = 3,5 \begin{pmatrix} +2,3 \\ -1,4 \end{pmatrix}_{\text{stat.}} \text{ Ereignisse}$$

Die analoge Abschätzung aus der Verteilung von $E_{t,\text{jet}}$ für $P_{t,\mu} \geq 8$ GeV wurde nicht durchgeführt, weil die lediglich 43 in dieser Verteilung enthaltenen Einträge für eine brauchbare Vorhersage nicht ausreichen.

Tatsächlich mißt man in diesem Sample 15 ± 4 Ereignisse. Die obige Abschätzung liegt somit in einer 3σ Umgebung um den Meßwert.

Einteilung der Ereignisse

Die 15 in den Daten gefundenen Ereignisse teilen sich auf in ein 1-Jet-, zwölf 2-Jet und zwei 3-Jet-Ereignisse. Von diesen Ereignissen erfüllen elf der zwölf zwei Jet-Ereignisse die Selektionskriterien für das *Sample 1*, das 1 Jet-Ereignis das Selektionskriterium für das *Sample 2*. Die Abbildungen 8.9 und 8.10 zeigen die Signale des Ein-Jet- und eines Drei-Jet-Ereignisses im Detektor (das zweite Drei-Jet-Ereignisse sieht ähnlich aus). An den Ereignissen ist nichts Außergewöhnliches festzustellen.

Für die Zwei-Jet-Ereignisse sind in Abbildung 8.11 die E_t , η und ϕ Verteilungen dargestellt, die Abbildung 8.12 zeigt die Korrelation zwischen Myon und Jets in diesem Subsample. In beiden Abbildungen sind für jedes Ereignis jeweils beide Jets dargestellt. Diese Verteilungen unterscheiden sich, nicht von der Gesamtheit der selektierten Daten. In fast allen Ereignissen hat ein Jet etwa dieselbe Achse wie das Myon, während der zweite Jet einen Winkel von etwa $\Delta\phi = 180^\circ$ zum Myon hat und in η nicht korreliert ist. Die Ereignisse treten auch nicht gehäuft unter einem bestimmten Winkel η oder ϕ auf.

In der $E_{t,\text{jet}}-P_{t,\mu}$ -Ebene fallen allerdings unter diesen 15 Ereignissen drei Ereignisse besonders auf, sei es aufgrund eines hochenergetischen Jets (Ereignis 1), eines hochenergetischen Myons (Ereignis 2) oder wegen beidem (Ereignis 3).

Nachdem sich in den E_t , η und ϕ Verteilungen des *Samples 3* keine wesentlichen Unterschiede zu den Verteilungen in den gesamten selektierten Daten zeigten, soll nun die $E_{t,\text{miss}}$ Verteilung im *Sample 3* untersucht werden. $E_{t,\text{miss}}$ gibt die fehlende (engl. *missing*) Energie an, die benötigt wird, um eine Balance in der Transversalenergie zu erhalten. Sie ist definiert als

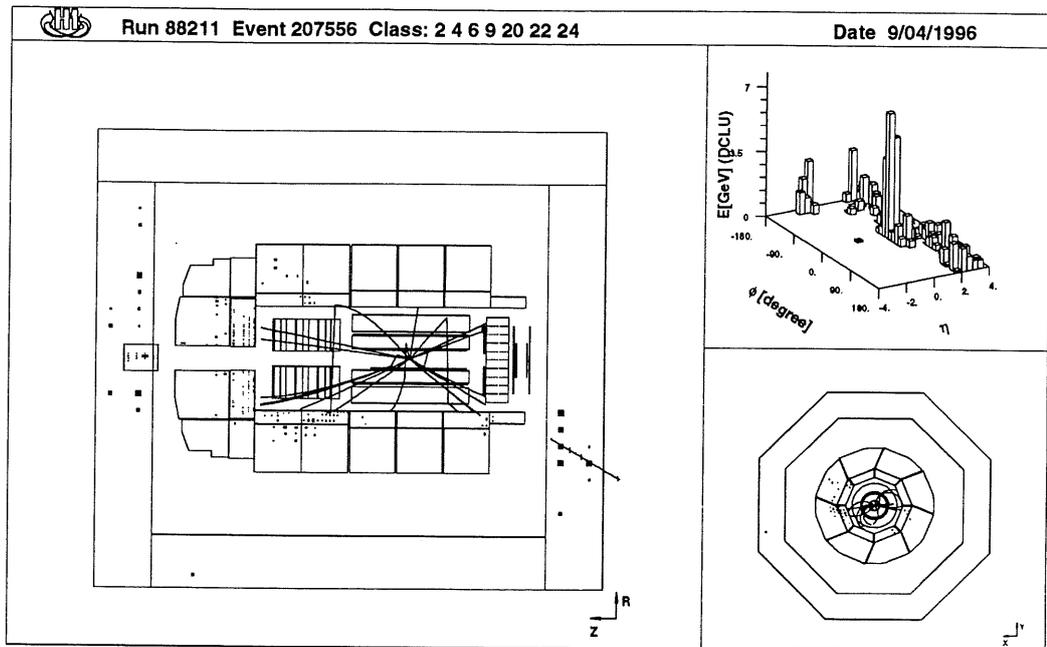


Abbildung 8.9: Event-Display des Ein-Jet-Ereignisses aus dem *Sample 3*.

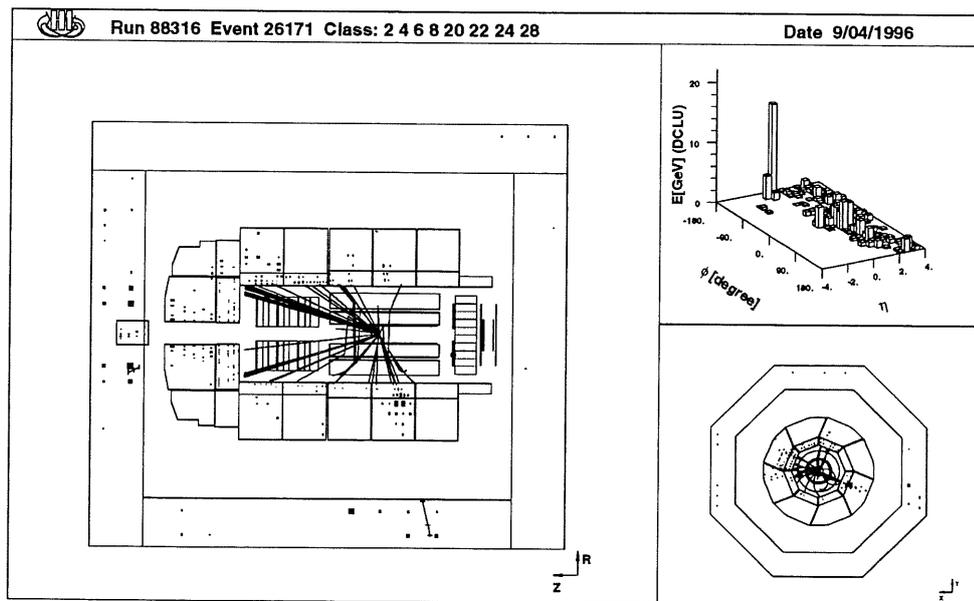


Abbildung 8.10: Event-Display eines Drei-Jet-Ereignisses aus dem *Sample 3*.

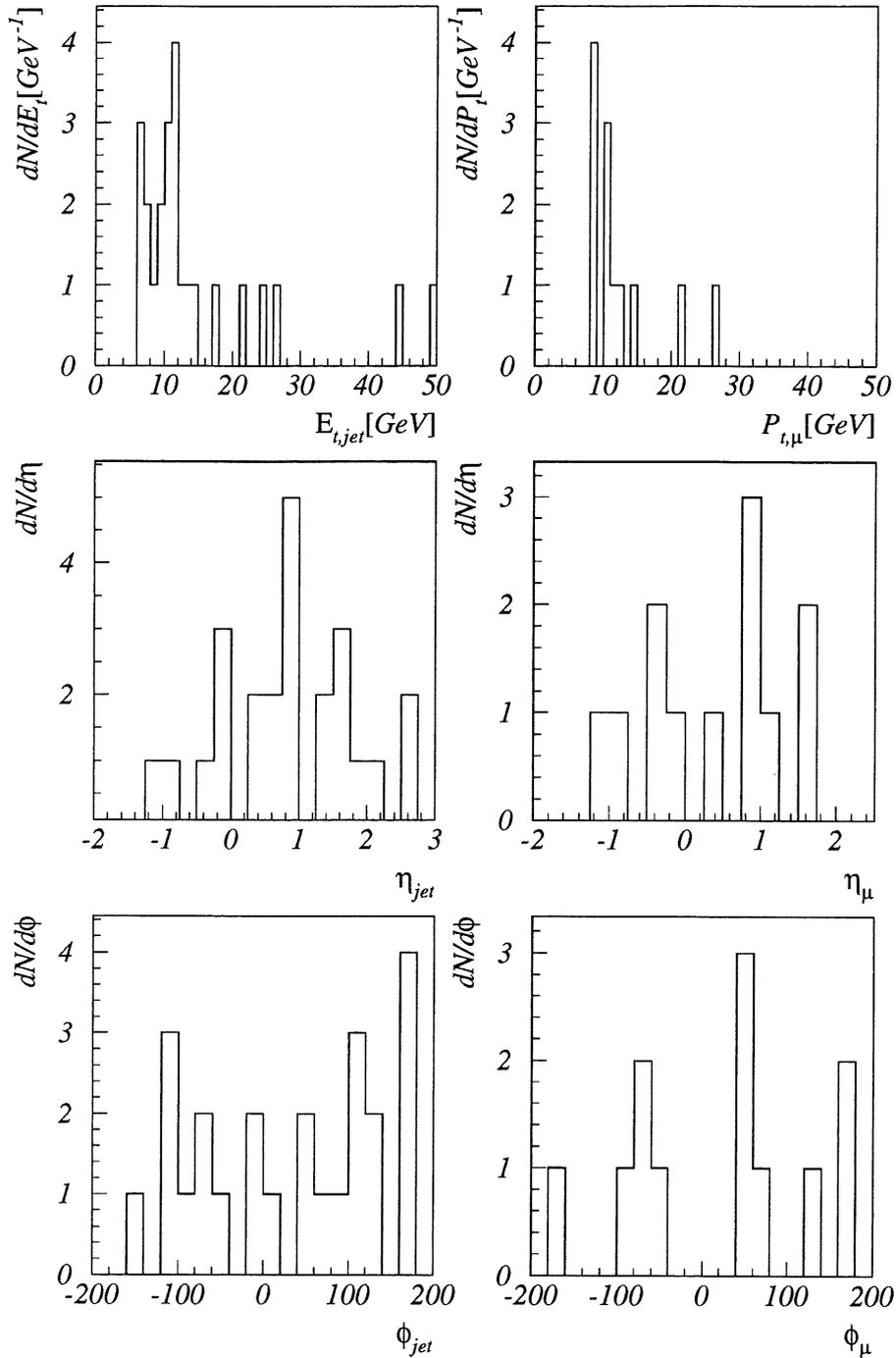


Abbildung 8.11: Verteilungen von Myon und Jets in den Zwei-Jet-Ereignissen des *Sample 3*.

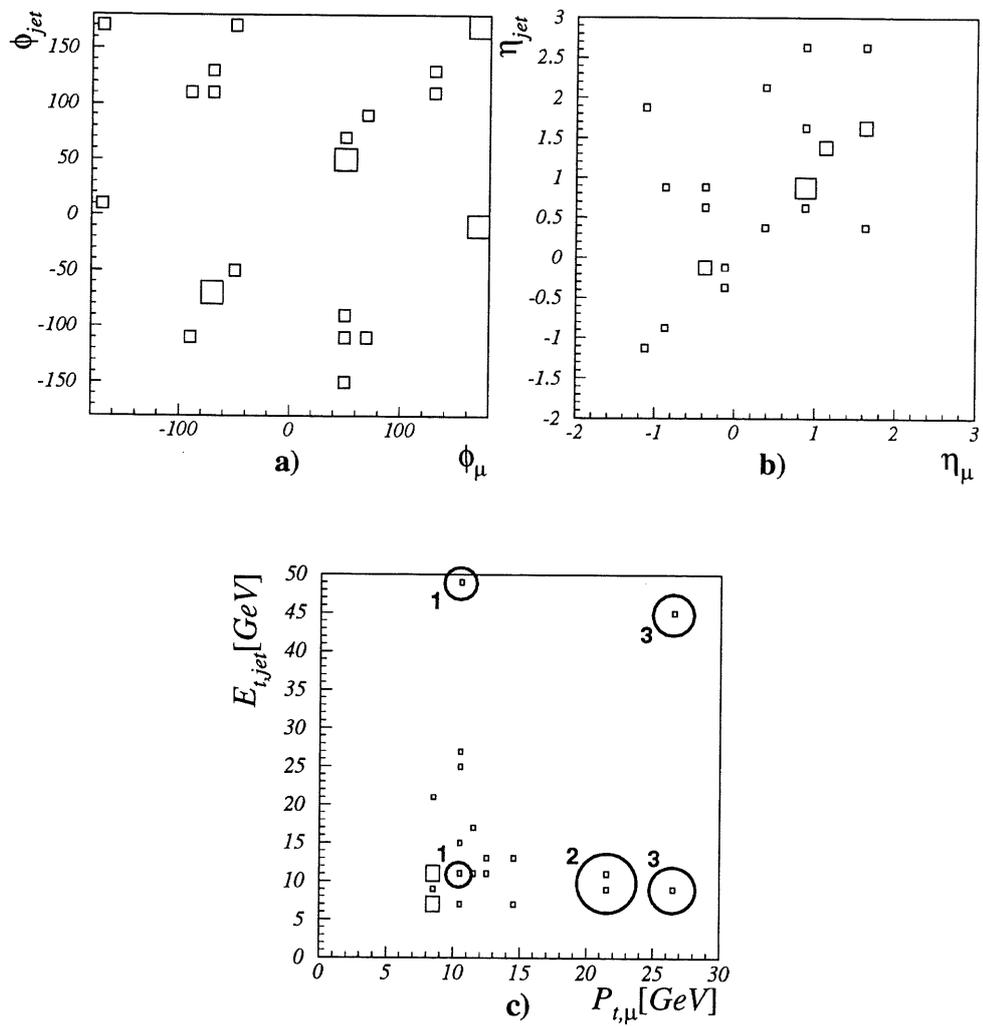


Abbildung 8.12: Korrelation von Myon mit beiden Jets der Zwei-Jet-Ereignisse des *Sample 3* a) in ϕ , b) in η und c) in E_t . Die Kreise markieren die drei auffälligen Ereignisse in der E_t - P_t -Ebene.

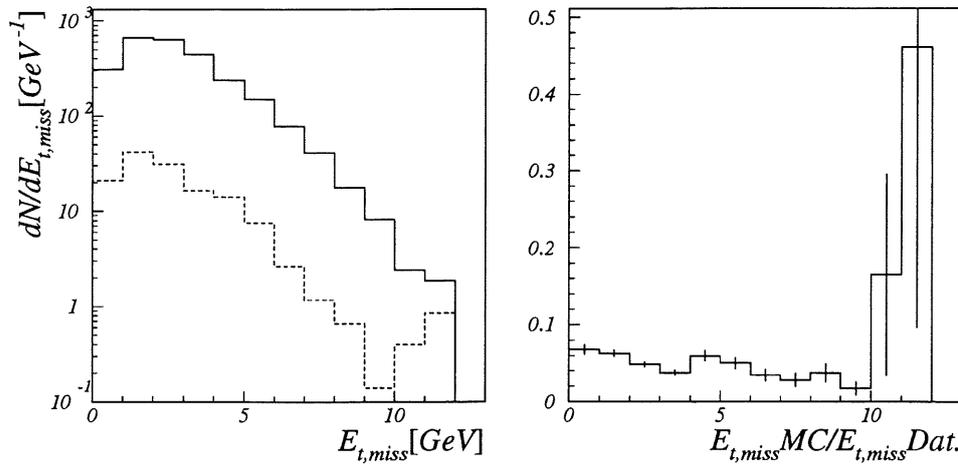


Abbildung 8.13: Verteilung von $E_{t,miss}$ für alle selektierten Daten (durchgezogene Linie) und die Monte-Carlo Simulation des semileptonischen Zerfalls schwerer Quarks (gestrichelte Linie). Rechts das Verhältnis der beiden Kurven.

$E_{t,miss} = |-\vec{E}_t|$. Dabei ist \vec{E}_t die totale Transversalenergie des Ereignisses. $E_{t,miss}$ läßt sich berechnen als

$$E_{t,miss} = |-\vec{E}_t| = \sqrt{(\sum E_{x,Kal.})^2 + (\sum E_{y,Kal.})^2}$$

Die Verteilung von $E_{t,miss}$ in allen Daten und in der Monte-Carlo Simulation des semileptonischen Zerfalls schwerer Quarks ist in Abbildung 8.13 aufgetragen. Als Nachtrag sei dazu erwähnt, daß sich auch diese Verteilung nicht zur Trennung der Ereignisse mit schweren Quarks eignet, wie man der Abbildung 8.13 rechts entnehmen kann.

In der Abbildung 8.14 links ist $E_{t,miss}$ Verteilung für die gesamten selektierten Daten aufgetragen. Die Ereignisse, die in das *Sample 3* fallen sind schraffiert gekennzeichnet. Man erkennt, daß die Ereignisse von *Sample 3* im Mittel ein deutlich höheres $E_{t,miss}$ aufweisen als die gesamten Daten. Diese Tatsache ist allerdings nicht unbedingt überraschend, denn $E_{t,miss}$ wird nur über dem Kalorimeter berechnet, der Impuls des Myons wird nicht berücksichtigt. Bei den Daten aus *Sample 3* handelt es sich aber um Ereignisse, in denen ein Myon mit großem P_t enthalten ist. Sollte in einem Ereignis die Transversalenergiebilanz zwischen dem $P_{t,sum}$ und dem E_t des Opposite-Jets ausgeglichen sein, so mißt man ein $E_{t,miss}$ etwa in Höhe der Transversalenergie des Myons. Diese beträgt im *Sample 3* mindestens 8 GeV, bei allen selektierten Daten hingegen nur mindestens 1,5 GeV. Um zu

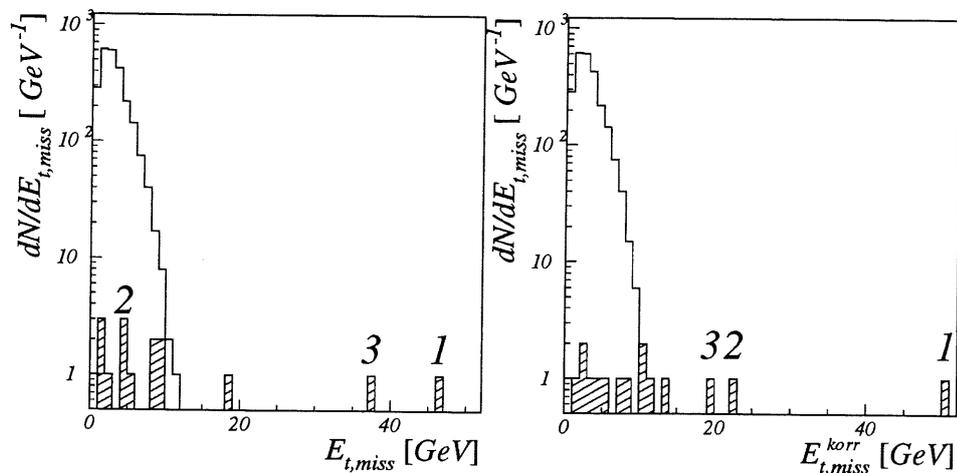


Abbildung 8.14: Vergleich zwischen dem $E_{t,miss}$ aller Daten und dem $E_{t,miss}$ des *Sample 3* (schraffiert). Links ist für alle Daten das aus dem Kalorimeter berechnete $E_{t,miss}$ aufgetragen, rechts ist für das *Sample 3* das unter Berücksichtigung des Myonimpulses korrigierte $E_{t,miss}^{\text{korr}}$ eingetragen. Die Zahlen kennzeichnen die Lage der Ereignisse 1, 2 und 3 in den Verteilungen.

einem besseren Vergleich zu gelangen, wird für die Ereignisse aus *Sample 3* unter Berücksichtigung des Myon ein korrigiertes $E_{t,miss}$ gebildet, das wie folgt berechnet wird:

$$E_{t,miss}^{\text{korr.}} = \sqrt{\left(\sum E_{x,\text{Kal.}} + P_{x,\mu}\right)^2 + \left(\sum E_{y,\text{Kal.}} + P_{y,\mu}\right)^2}$$

In Abbildung 8.14 ist die Verteilung von $E_{t,miss}^{\text{korr}}$ der Ereignisse aus *Sample 3* im Vergleich zu der $E_{t,miss}$ Verteilung der anderen selektierten Daten dargestellt. Obgleich jetzt das Myon berücksichtigt wurde, haben einige Ereignisse aus *Sample 3* ein sehr großes $E_{t,miss}^{\text{korr}}$. Vor allem ist festzustellen, daß die drei Ereignisse, die schon bei der Darstellung der $E_{t,\text{jet}}-P_{t,\mu}$ -Korrelation aufgefallen waren, sich auch jetzt als die Ereignisse mit dem größten $E_{t,miss}^{\text{korr}}$ von den anderen Ereignissen abheben.

Deswegen sollen zum Abschluß diese drei Ereignisse für sich betrachtet werden.

Das erste Ereignis

Abbildung 8.15 zeigt das Event-Display des ersten Ereignisses. In dem Ereignis wurde ein Jet von $E_{t,\text{Jet1}} = 49 \text{ GeV}$ gefunden, mit einer Pseudorapidität

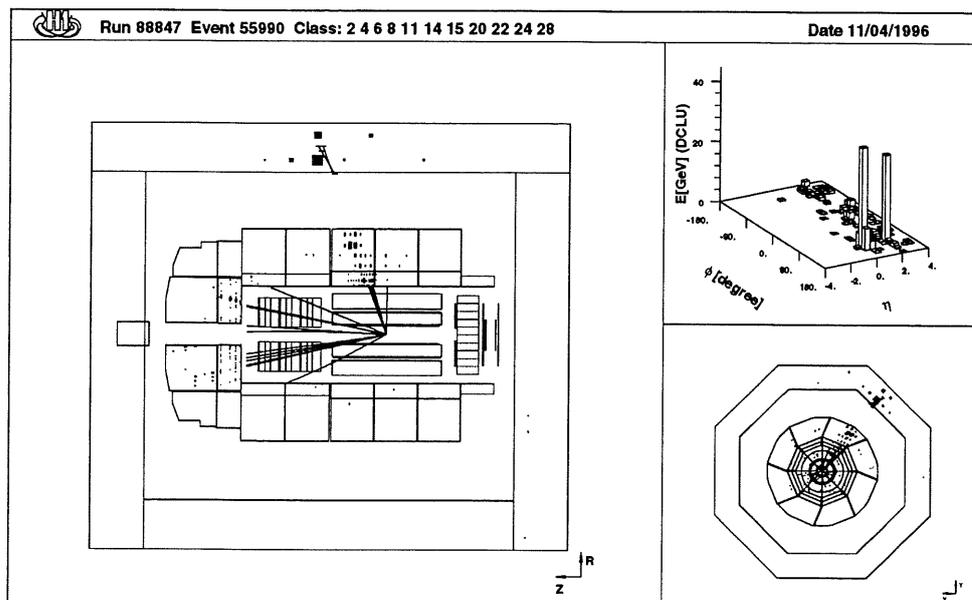


Abbildung 8.15: Event-Display des ersten Ereignisses

von $\eta = 0,35$ und einem Azimutwinkel von $\phi = 126^\circ$. Etwa dieselbe Richtung wie der Jet hat das Myon, das einen Transversalimpuls von $P_{t,\mu} = 10$ GeV mit sich führt. Es hat eine Pseudorapidität von $\eta = 0,25$ und einen Azimutwinkel von $\phi = 125^\circ$. In dem Ereignis wurde noch ein zweiter Jet nachgewiesen, der mit einer Pseudorapidität von $\eta = 2,14$ nach vorne geht. Bei diesem Jet handelt es sich vermutlich um den Protonrest. Der zweite Jet hat eine Transversalenergie von $E_{t,\text{Jet2}} = 8$ GeV; sein Azimutwinkel beträgt $\phi = 113^\circ$. Das bedeutet, daß er in ϕ in fast derselben Richtung wie der erste Jet liegt und somit nicht die Transversalenergie balanciert, sondern das $E_{t,\text{miss}}$ noch vergrößert.

Eine mögliche Erklärung für dieses Ereignis ist ein Prozeß des geladenen Stroms. Das Feynman-Diagramm dazu zeigt Abb. 2.1. Bei einem geladenen Strom wechselwirkt das Positron über ein W^+ mit dem Proton. Das gestreute Neutrino kann nicht nachgewiesen werden; es ist somit für ein $E_{t,\text{miss}}$ verantwortlich. Ein großes $E_{t,\text{miss}}$ ist also das wichtigste Selektionskriterium für geladenen Strom.

Das Myon muß im Fall des geladenen Stroms entweder aus dem Zerfall eines Hadrons stammen oder ein aufgrund des Punchthrough-Effektes mißidentifiziertes Hadron sein.

Der Wirkungsquerschnitt für ein Ereignis des geladenen Stroms, bei dem das $E_{t,\text{miss}}$ größer als 45 GeV ist, beträgt etwa 3 pb [17]. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron von etwa 10 GeV in diesem Detektorbereich die Myonbedingungen erfüllt, ist etwa 0,35% [13]. Der Wirkungsquerschnitt für so ein Ereignis beträgt also etwa 10 fb. Die Wahrscheinlichkeit, dieses Ereignis in 2,29 pb zu messen, beträgt damit gut 2%.

Das zweite Ereignis

Das zweite Ereignis ist in Abbildung 8.16 dargestellt. In dem Ereignis wurden zwei Jets gemessen, die sich in der Transversalenergie balancieren. Bei dem ersten Jet ist $E_{t,\text{Jet1}} = 11$ GeV, sein Azimutwinkel ist $\phi = -64^\circ$. Der zweite Jet hat eine Transversalenergie von $E_{t,\text{Jet2}} = 10$ GeV bei einem Azimutwinkel von $\phi = 120^\circ$. Die Differenz in ϕ zwischen den beiden Jets beträgt somit 176° . Beide Jets gehen nach vorne in Richtung des Protonstrahls, der erste mit $\eta = 1,6$, der zweite mit $\eta = 2,7$.

Das besondere an diesem Ereignis ist das Myon, das einen Transversalimpuls von $P_{t,\mu} = 21,8 \pm 0,1$ GeV hat und damit alleine für das $E_{t,\text{miss}}^{\text{kor}}$ des Ereignisses verantwortlich ist. Die Myonspur ist recht gut gemessen (15 Treffer in der vorderen Spurenkammer), es kann sich bei ihr nicht um einen Meßfehler handeln. Selbst wenn es sich bei dem Myon nur um ein mißidentifiziertes Hadron handelt, ändert das nichts an der Energiebilanz.

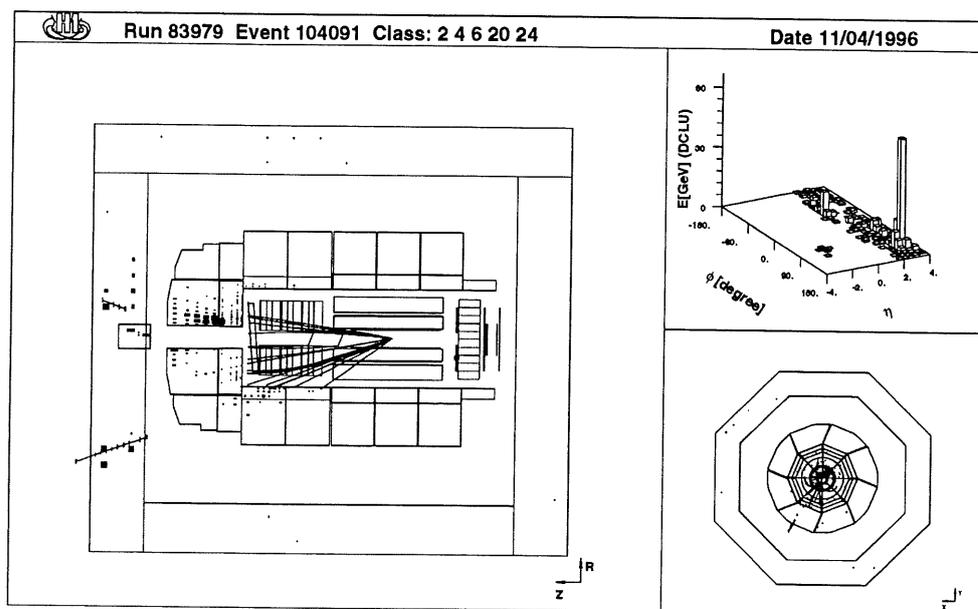


Abbildung 8.16: Event-Display des zweiten Ereignisses

Aufgrund dieser ungewöhnlichen Signatur kann das Ereignis nicht klassifiziert werden.

Das dritte Ereignis

Das dritte Myon-Jet-Ereignis mit großen Transversalimpuls ist in seiner Art so ungewöhnlich, daß es bereits in einer eigenen DESY-Veröffentlichung diskutiert wurde [14].

Abbildung 8.17 zeigt das Ereignis mit dem Event-Display. Tabelle 8.1 listet die wichtigen kinematischen Größen dieses Ereignisses auf.

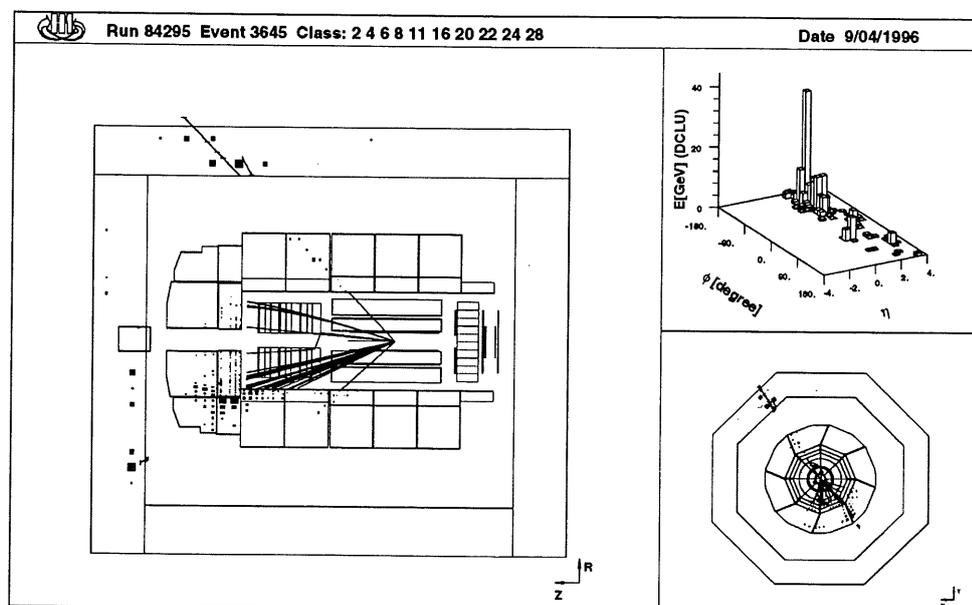


Abbildung 8.17: Event-Display des dritten Ereignisses

Bei der Untersuchung des Ereignisses wurden zwei Jets gefunden; ein Jet steht dem Myon in ϕ gegenüber, und ein Jet ist um das Myon herum. Dieser zweite Jet (mit einer Transversalenergie von 8,5 GeV) rührt aber lediglich von der Energiedeposition des Myons im Kalorimeter her. Das Myon ist in dem Ereignis als isolierte Spur zu erkennen, um die keine hadronischen Energie zu finden ist.

Der erste Jet kann bei genauerer Untersuchung in zwei Bereiche (engl. *Cluster*) aufgeteilt werden.

Myon	
Transversalimpuls	$23,4 \pm 2,4 \begin{smallmatrix} +7 \\ -5 \end{smallmatrix} \text{ GeV}$
Pseudorapidität	$0,85 \pm 0,03$
Azimutwinkel	$57,4^\circ \pm 0,1^\circ$
Hadronisches System	
Transversalenergie	$42,1 \pm 4,2 \text{ GeV}$
Azimutwinkel	$240^\circ \pm 1^\circ$
1. hadronisches Cluster	
Transversalenergie	$25,3 \pm 3,0 \text{ GeV}$
Pseudorapidität	$1,62 \pm 0,02$
Azimutwinkel	$227^\circ \pm 1^\circ$
2. hadronisches Cluster	
Transversalenergie	$15,2 \pm 1,9 \text{ GeV}$
Pseudorapidität	$1,92 \pm 0,02$
Azimutwinkel	$270^\circ \pm 1^\circ$
Gesamtereignis	
$E_{t,miss}^{\text{korrr}}$, fehlende Transversalenergie	$18,7 \pm 4,8 \begin{smallmatrix} +5 \\ -7 \end{smallmatrix} \text{ GeV}$
$\Delta\phi$ zwischen Myon und Jet	$183^\circ \pm 1^\circ$

Tabelle 8.1: Kinematik des dritten Ereignisses.

Eine Untergrundreaktion – entweder des Gases in der Strahlröhre oder von einem kosmischen Myon – ist sehr unwahrscheinlich.

Dieses Ereignis wurde bei der Suche nach geladenen Strömen gefunden; als wichtigster Schnitt bei der Selektion wurde ein $E_{t,miss}$ (aus dem Kalorimeter berechnet) von mehr als 25 GeV verlangt. Besonders auffällig an dem Ereignis ist die isolierte Spur.

Das Ereignis wird aber auch mit dieser Selektion auf semimyonischen Zerfall eines schweren Quarkpaares gefunden. Handelt es sich aber tatsächlich um semimyonischen Zerfall, so ist der Jet auf der Myonseite total degeneriert. Die Wahrscheinlichkeit, daß es sich hierbei um ein solches Ereignis handelt, ist deswegen kleiner als 10^{-3} .

Es besteht auch die Möglichkeit, daß es sich hierbei um ein 2-Jet-Ereignis handelt, bei dem der eine Jet nur aus einem einzigen geladenen Teilchen besteht. Solche Ereignisse haben einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma < 2 \cdot 10^{-2} \text{ fb}$. Diese Interpretation ist demnach auch sehr unwahrscheinlich.

Mit größter Wahrscheinlichkeit handelt es sich bei dem Ereignis um W -Produktion mit anschließendem Zerfall in ein Myon und ein Myon-Neutrino. Diese Interpretation liefert eine Wahrscheinlichkeit von 3%.

Wegen der relativ geringen Wahrscheinlichkeiten für diese Standardprozesse wurde auch darüber spekuliert, ob es sich um einen Prozeß mit einem Übergang vom Positron zum Myon handeln könnte (über die Bildung eines Leptoquarks). Dafür erfüllt das Ereignis aber nicht die notwendigen Voraussetzungen [18].

Kapitel 9

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Myon-Jet Ereignisse aus den Daten des H1-Detektors selektiert und mit einer Monte-Carlo Simulation des semimyonischen Zerfalls eines schweren Quarkpaares $QQ \rightarrow \mu + Jet + X$ verglichen.

Die Untersuchungen zur Rekonstruktion der Viererimpulse von Myon und Jet haben ergeben, daß die Rekonstruktion des Myons und der Jetachse sehr gute Ergebnisse liefert, die Rekonstruktion der Jetenergie aber mit großen Fehlern (um die 40%) behaftet ist.

Aufgrund der Untersuchungen an Monte-Carlo-Daten konnte gezeigt werden, daß die Simulation den naiven Vorstellungen entspricht. Um die Quarkenergie möglichst genau rekonstruieren zu können ist es für die weitere Untersuchung sinnvoll, nicht nur den Impuls des Myons zu betrachten, sondern vielmehr eine zusammengesetzte Größe aus dem Viererimpuls des Myons und entweder – wenn vorhanden – des Viererimpulses eines Jets um das Myon herum oder der Aktivität des Myons zu betrachten. Diese beiden Methoden wurden getrennt untersucht und auf die Daten angewandt.

Aus den 1994 bei H1 gemessenen Daten wurden zunächst 2445 Ereignisse aussortiert. Nach den Monte-Carlo Abschätzungen beträgt bei diesen Ereignissen der Anteil an schweren Quarks etwa 6%. Diese Ereignisse wurden mit topologischen Schnitten in zwei Sample zu 692 Ereignissen und zu 1246 Ereignissen unterteilt. Dabei wurde im ersten Sample der Anteil von schweren Quarks leicht angereichert, im zweiten Sample etwas verringert. Die beiden Sample wurden anschließend mittels der beiden Methoden mit einer Monte-Carlo Simulation des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks verglichen. Dabei ergab sich, daß sich Ereignisse mit Myonen aus leichten Quarks in ihrer Topologie und ihrer Kinematik genau so verhalten wie Ereignisse mit direkten Myonen aus schweren Quarks. Es ist demzufolge nicht möglich, aus Myon-Jet Ereignissen Ereignisse des semimyonischen Zerfalls schwerer Quarks zu trennen.

Schließlich wurden Ereignisse mit großem $E_{t,\text{jet}}$ und großem $P_{t,\mu}$ untersucht. Die Anzahl der gemessenen Ereignisse in diesem Bereich war innerhalb von 3σ verträglich mit den Abschätzungen. Diese Ereignisse unterschieden sich in ihrer Topologie nicht von den gesamten selektierten Daten. Drei Ereignisse fielen aber sowohl durch ihre -auch für dieses Sample- hohen Transversalenergien von Myon und/oder Jet als auch durch das große $E_{t,\text{miss}}$ auf. Diese drei Ereignisse wurden gesondert betrachtet; das erste ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 2% ein Ereignis des geladenen Stroms, das zweite Ereignis konnte nicht erklärt werden, das dritte Ereignis läßt sich mit einer Wahrscheinlichkeit von 3% als W -Produktion erklären.

Literaturverzeichnis

- [1] CDF Collaboration (F. Abe, et al.);
Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions;
Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626-2631.
- [2] D0 Collaboration (S. Abachi, et al.);
Observation of the Top Quark;
Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632-2637.
- [3] G. Ingelman, L. Jönsson, M. Nyberg;
Deep inelastic scattering on intrinsic Charm quarks in the proton;
DESY preprint 92-178 (1992).
- [4] G. Wolf;
HERA Physics;
DESY preprint 94-022 (1994).
- [5] H1 Collaboration; *Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GEV Centre of Mass Energy;*
DESY preprint 95-162 (1995).
- [6] R. K. Ellis, P. Nason;
QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks;
Nucl. Phys. B312 (1989) 551.
- [7] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi;
Total cross sections for heavy flavour production at HERA;
Phys. Lett. B348 (1995) 633.
- [8] U.-P. Krüger;
Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA;
Dissertation Univ. HH 1994.

- [9] Th. Schietinger;
Messung der Charm-Produktion im H1-Detektor bei HERA;
Diplomarbeit, Zürich 1994.
- [10] R. A. Eichler, Z. Kunzst;
Charm, Bottom and Top production in high energy electron proton collisions;
Nucl. Phys. B308 (1988) 791.
- [11] O. Dünger;
Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am e-p-Speicherring HERA;
Dissertation Univ. HH 1994.
- [12] C. Schmidt;
Untersuchungen der Photoproduktion in J/ψ Mesonen durch Myonennachweis am e-p-Speicherring HERA;
Dissertation Univ. HH 11/1993.
- [13] Stephan Hundertmark;
Simulation von Myonen aus Pionen- und Kaonenzerfällen bei H1;
Diplomarbeit, Kiel, 1995.
- [14] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.;
Observation of an $e^+ p \rightarrow \mu^+ X$ Event with High Transverse Momenta at HERA;
DESY preprint 94-248 (1994).
- [15] H1 Collaboration;
The H1 Detector at HERA;
DESY Internal Report H1-96-01 (1996).
- [16] C. Gruber;
persönliche Mitteilung (1996).
- [17] H1 Collaboration;
Measurement of the e^+ and e^- induced charged current cross sections at HERA;
DESY preprint 95-102 (1995).
- [18] H1 Collaboration;
A Search for Leptoquarks at HERA;
DESY preprint 95-233 (1995).

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Kiel, den

.....

(Inga Maria Böttcher)