Zwei - Myon Ereignisse in Elektron - Proton Kollisionen am HERA Speicherring

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian - Albrechts - Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Carsten Gruber

Kiel
1997

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung

Der Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg wurde erstmals 1991 in Betrieb genommen. Hier werden in zwei gegenläufig betriebenen Ringen Elektronen oder Positronen[1] mit Protonen zur Kollision gebracht. Dabei dient das Elektron als Sonde, um den Aufbau des Protons aus Quarks und Gluonen bei einer maximalen Auflösung von $\approx 10^{-16}$ cm zu untersuchen.
Bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV beträgt der quadrierte Viererimpulsübertrag bis zu $Q^2 \approx 4 \cdot 10^4\,\mathrm{GeV}^2$. Damit liegt man etwa 2 Größenordnungen über dem Q^2 bisheriger Fixed Target Experimente, bei denen Leptonen auf ein ruhendes hadronisches Ziel geschossen werden. Eine weitere wichtige kinematische Größe ist die *Bjorken Skalen Variable* x, die den Bruchteil des Protonimpulses beschreibt, den das getroffene Quark trägt. Bei HERA liegt die untere Grenze bei $x \gtrsim 10^{-5}$ erreicht (vergleiche [A+97] und [A+85, B+89, A+92]).

Die physikalische Zielsetzung der HERA-Experimente H1 und ZEUS ist die Überprüfung des *Standardmodells* bei großen Q^2 und kleinem x.
Dabei handelt es sich um das umfassendste Modell zur Beschreibung der Struktur der Materie. Es enthält als Grundbausteine 12 Fermionen (6 Quarks und 6 Leptonen), die über den Austausch von Eichbosonen miteinander wechselwirken. Im Rahmen des Standardmodells gibt es die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und die elektroschwache Theorie zur Erklärung der Wechselwirkung zwischen Leptonen. Erstere wird durch den Austausch von Gluonen beschrieben, letztere hat drei massive (W^+, W^-, Z^0) Bosonen und ein masseloses (γ) Boson.
Das Standardmodell beinhaltet 18-19 Parameter, die experimentell ermittelt werden müssen. Dazu zählen die Kopplungskonstanten für die Anteile der jeweiligen Wechselwirkungen, sowie die Massen der Leptonen, Quarks und Bosonen, und die Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix zur Beschreibung der Quarkübergänge.

Die Physik bei HERA konzentriert sich für diese Untersuchungen auf folgende Gebiete

- Die tiefinelastische Streuung (DIS) mit hohen Impulsüberträgen $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$. Man unterscheidet bei den Wechselwirkungen anhand der Bosonen zwischen

[1] Für die physikalische Zielsetzung dieser Arbeit ist die Unterscheidung zwischen Elektronen und Positronen nicht relevant. Im weiteren Text wird deshalb nur noch von Elektronen gesprochen, obwohl hier beide Teilchensorten untersucht worden sind.

neutralem und geladenem Strom. Diese Anteile treten bei hohen Q^2-Werten gleich häufig auf.

- Untersuchung der Partondichten von Gluonen und Quarks im Proton und im Photon: Das Proton wird bei hohen Impulsüberträgen als System von quasifreien Partonen betrachtet und man führt die tiefinelastische Elektron-Proton Streuung auf eine Elektron-Parton Wechselwirkung zurück. Die Partondichte-Verteilungen beschreiben dabei die Wahrscheinlichkeit, innerhalb des Protons ein Parton (Valenzquark, Seequark, Gluon) mit einem bestimmten Impulsanteil x zu finden.
  Analog dazu können auch Photonen durch Fluktuation in virtuelle Quark-Antiquark Paare eine hadronische Komponente besitzen. Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark oder Gluon mit Impulsanteil x_γ im Photon zu finden, wird wie beim Proton durch Partondichte-Verteilungen beschrieben.

- Produktion schwerer Charm und Bottom Quarkpaare durch Boson-Gluon Fusion: Der Untergrund ist hierbei geringer als bei Hadron-Hadron Experimenten, so daß auch seltene und verbotene Zerfälle untersucht werden können.
  Die Kinematik der Quarkpaare kann aus ihren Zerfallsprodukten berechnet werden. Daraus läßt sich der Gluonimpuls und damit die Gluonstruktur im Proton ableiten.

- Die Photoproduktion behandelt Ereignisse mit kleinem Q^2. Sie hat den größten Anteil an den Ereignisraten, die bei HERA gemessen werden. Das Elektron wird hierbei im Gegensatz zu tiefinelastischen Prozessen nur unter einem kleinen Winkel gestreut. Es strahlt ein nahezu reelles Photon ab, das dann mit dem Proton reagiert. Man betrachtet nicht mehr den ep-, sondern vielmehr den γp-Streuprozeß, der in einem Energiebereich von $40\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma\mathrm{p}} \leq 314\,\mathrm{GeV}$ bei einer mittleren Energie von $W_{\gamma\mathrm{p}} \approx 214\,\mathrm{GeV}$ abläuft.

Ziel dieser Arbeit:

Es werden alle Prozesse untersucht, die in der Photoproduktion zur Erzeugung von Myonpaaren beitragen.
Das geschieht durch den Zerfall schwerer Quarkpaare. Es kann sich dabei um gebundene Zustände handeln, wie zum Beispiel das J/ψ Meson, das aus zwei C-Quarks besteht. Diese Mesonen zerfallen in einem genau bekannten Verhältnis direkt in ein Myonpaar.
Desweiteren besteht die Möglichkeit, daß die Quarks ein offenes Paar bilden. Für beide Quarks besteht dann die Möglichkeit, semileptonisch in ein Myon, ein Neutrino und weitere Hadronen zu zerfallen.
Neben dem Zerfall schwerer Quarkpaare können vom Proton und Elektron Photonen abgestrahlt werden, die dann Myonpaare bilden. Außer dieser Paarbildung gibt es innerhalb der QED noch den Drell-Yan Prozeß und den Cabibbo-Parisi Effekt zur Erzeugung von Myonpaaren.

In dieser Analyse sollen diese Prozesse aus den 1994er Daten selektiert werden. Anhand umfangreicher Monte-Carlo Studien werden Kriterien zur Trennung der einzelnen physikalischen Prozesse voneinander und zur Separation des Untergrundes erarbeitet. Für jede Prozeßklasse wird der Wirkungsquerschnitt angegeben und die charakteristischen kinematischen Verteilungen im Vergleich mit den theoretischen Erwartungen gezeigt.

Die Arbeit gliedert sich in 7 Kapitel:
Nach dieser Einleitung wird eine Übersicht über den physikalischen Hintergrund der Prozesse gegeben, die zur Erzeugung von Myonpaaren bei der Photoproduktion beitragen. Anhand von simulierten Daten wird die Phänomenologie der Prozesse beschrieben und die zu erwartenden Raten werden abgeschätzt. Untergrund und Möglichkeiten zu seiner Separation vom Signal werden erläutert.
Das Kapitel 3 erklärt den H1 Detektor. Dabei wird nur auf die Komponenten genauer eingegangen, die für die Analyse wichtig sind. Außerdem folgt eine Darstellung der Datennahme mit Triggerstufen, Auslese und Speicherung.
Die Bedingungen, unter denen die Datennahme 1994 erfolgte, schließen in Kapitel 4 an. Es werden Schnitte zur Untergrund-Unterdrückung vorgestellt sowie ein Überblick über die benutzen Monte-Carlo Daten gegeben.
Die Effizienzen und Fehler, die in die Analyse eingehen, werden in Abschnitt 5 behandelt. Das schließt auch die Abschätzung des Untergrundes ein, der nicht vom Signal getrennt werden konnte.
Kapitel 6 beinhaltet Auswertung und Analyse der Ereignisse: Zunächst wird ein Überblick über alle gewonnenen Di-Myon Daten gegeben. Nach der Separation der einzelnen Prozesse voneinander und der Angabe der jeweiligen Wirkungsquerschnitte folgt die Darstellung der charakteristischen kinematischen Verteilungen. Diese werden anschließend mit den Erwartungen aus der Simulation sowie den Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen.
Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und Interpretation der wesentlichen Ergebnisse.

2. Prozesse zur Produktion von Di-Myon Ereignissen

Bei den eingangs erwähnten Photoproduktions Prozessen, bei denen ein nahezu reelles Photon mit dem Proton reagiert, kann die Produktion von Myonpaaren in drei wesentliche Klassen eingeteilt werden:

1. Bei der *Boson-Gluon Fusion* (BGF) reagiert das abgestrahlte Photon mit einem Gluon aus dem Proton. Dabei können schwere Quarkpaare entstehen. Diese zerfallen jeweils hadronisch oder auch semileptonisch in ein Myon, ein Neutrino und einen Hadronschauer.
   Die Kinematik des schweren Quarkpaares kann bei diesem Prozeß nicht vollständig rekonstruiert werden, da das Neutrino nicht detektiert wird.
2. Bei den BGF Prozessen können als Vektormesonen auch gebundene leichte und schwere Quarkpaare entstehen, beispielsweise ρ, ω, ϕ, J/ψ oder Υ Mesonen. Diese zerfallen mit einem bekannten Verzweigungsverhältnis direkt in ein Myonpaar. Im Gegensatz zum ersten Prozeß mit offenen Quarkpaaren kann die Kinematik des $Q\bar{Q}$ Systems aus den beiden Myonen rekonstruiert werden.
3. Bei der QED Paarbildung strahlen Photon und Elektron jeweils ein Photon ab. Diese erzeugen ein Myonpaar. Weitere Möglichkeiten, bei denen ein Photon ein Myonpaar bildet, sind der Drell-Yan Prozeß und der Cabibbo-Parisi Effekt. Letzterer beschreibt Bremsstrahlung des Elektrons, bei der aus dem γ ein Myonpaar entsteht. Beim Drell-Yan Prozeß strahlt das Elektron ein Photon ab. Dieses bildet ein leichtes $q\bar{q}$ Paar, von dem eines mit einem Quark durch Paarvernichtung ein Myonpaar bildet.

Neben diesen Myonpaaren, die direkt aus der ep-Streuung stammen, gibt es weitere Prozesse, die als Untergrund zu den oben erwähnten Produktionsmöglichkeiten beitragen:

1. Mesonen können zerfallen und dadurch sekundäre Myonen erzeugen (π-, K-Zerfälle). Zusätzlich gibt es Hadronen, die im Kalorimeter keine Wechselwirkung machen und als Myonen fehlinterpretiert werden (Punchthrough).

2. Ein kosmisches Myon, das den Wechselwirkungspunkt im Augenblick der ep-Kollision durchfliegt, kann vom Rekonstruktionsprogramm fälschlich als Myonpaar erkannt werden.

3. Restgasereignisse, bei denen Protonen mit Gas-Molekülen im Strahlrohr wechselwirken, können Ereignisse produzieren, die eine Myon-Signatur haben.

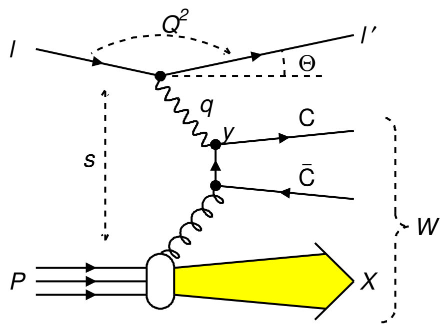

Abb. 2.1.: Schematische Darstellung einiger kinematischer Variablen, die bei der Photoproduktion benutzt werden

In den folgenden Unterabschnitten werden die eben aufgezählten Prozesse genauer beschrieben. Die kinematischen Größen, die dabei benutzt werden, sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Abbildung 2.1 zeigt einige von ihnen anhand eines BGF Prozesses, bei dem ein C$\bar{\mathrm{C}}$ Paar entsteht:
Das einlaufende Elektron l wird im Laborsystem unter dem Winkel θ gestreut und strahlt ein Photon ab, das den Viererimpuls q besitzt. Bei der Photoproduktion ist dieses Photon nahezu reell, also $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$. Es reagiert mit einem Gluon aus dem Proton P und bildet das C$\bar{\mathrm{C}}$ Paar. X beschreibt den Protonrest nach dem Stoß, im elastischen Fall ist $P' = X$. W ist die Masse aller Hadronen im Endzustand, hier also die Summe aus X und den hadronischen Zerfällen des Quarkpaares. s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie, also das Quadrat der Summe der Viererimpulse der beiden einlaufenden Teilchen $s = (l + P)^2$.
Die Größe y, die hier am Photon-Quark Vertex angreift, bezeichnet anschaulich den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Kann man das gestreute Elektron l' nachweisen und damit den den Streuwinkel Θ messen, ist eine direkte Berechnung möglich:

$$y_{\mathrm{Etag}} = 1 - \frac{E'_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} \sin^2(\Theta_{\mathrm{e}}/2).$$

Bei den kleinen Q^2 Werten, wie sie bei der Photoproduktion vorliegen, kann das unter kleinem Winkel gestreute Elektron jedoch häufig nicht nachgewiesen werden. Es gibt deshalb eine Methode von *Jacquet-Blondel* [JB79], die zur Berechnung von y die Hadronen benutzt:

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{\sum_h (E_i - p_{z,i})}{2E_{\mathrm{e}}}.$$

$E_p; M; P$	Energie, Masse und Viererimpuls des einlaufenden Protons
$l; l'$	Viererimpuls des ein- und auslaufenden Elektrons
$E = \frac{P \cdot l}{M}; E' = \frac{P \cdot l'}{M}$	Energie des ein- und auslaufenden Elektrons im Laborsystem
Θ	Streuwinkel des Leptons zum Proton im Laborsystem
$q = l - l'$	Viererimpuls-Übertrag vom Elektron auf das Proton
$\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E - E'$	Energie-Übertrag im Ruhesystem des Protons
$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)$	Quadrat des Viererimpulsübertrages
$W^2 = (P + q)^2$	Invariantes Massequadrat der Hadronen im Endzustand
$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$	Bjorken Skalenvariable; $0 \leq x \leq 1$. Beim elementaren γp Streuprozeß ist x der Bruchteil des Proton Viererimpulses, der in die Wechselwirkung eingeht.
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} = \frac{W^2 + Q^2}{s}$	Relativer Energieverlust des Elektrons bei der Wechselwirkung im Ruhesystem des Protons; $(0 \leq y \leq 1)$
$s = (l + P)^2 \approx 4E_pE_e$	Quadrierte Schwerpunktsenergie
Bei Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse gilt:	
$W^2 = sy(1 - x) = \frac{1-x}{x}Q^2$ $Q^2 = sxy$	
Zusätzliche Variablen bei der Produktion von Vektormesonen und $\mathrm{Q\bar{Q}}$ Paaren.	
$\hat{s} = (P_Q + P_{\bar{Q}})^2$	Quadrierte invariante Masse des *inneren* Systems (z.B. des $\mathrm{Q\bar{Q}}$ Paares).
$z = \frac{p_f \cdot P}{qP} = \frac{2}{ys} \cdot p_f P$	relativer Energieübertrag des Photons auf das $\mathrm{Q\bar{Q}}$-Paar im Ruhesystem des Protons
$\cos\phi = \frac{(\vec{p} \times \vec{l})(\vec{p} \times \vec{p_f})}{\lvert\vec{p} \times \vec{l}\rvert\lvert\vec{p} \times \vec{p_f}\rvert}$	Winkel zwischen der aus Proton und Elektron gebildeten Ebene und der Proton-J/ψ Ebene
$M_{\mu^+\mu^-} = (p_{\mu_1} + p_{\mu_2})^2$	invariante Masse des Myonpaares
$x_g = \frac{\hat{s}}{y \cdot s}$	Anteil des Gluonimpulses am Protonimpuls

Tab. 2.1.: Kinematische Größen bei der ep Streuung

2.1. Myonpaare aus semileptonischem Zerfall offener Quarks

Der dominierende Photoproduktions-Prozeß erster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{\mathrm{em}}, \alpha_{\mathrm{s}})$ zur Erzeugung schwerer Quarkpaare ist die Boson-Gluon Fusion (BGF). Das abgestrahlte Photon reagiert hier direkt mit einem Gluon aus dem Proton und erzeugt ein Quark–Antiquark Paar:

$$\gamma + g \;\rightarrow\; Q + \bar{Q}$$

Diese Prozesse tauchen als Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{\mathrm{em}}^2, \alpha_{\mathrm{s}})$ bei der entsprechenden ep Streuung auf:

$$e + p \;\rightarrow\; e + Q + \bar{Q} + X$$

Bei diesen Ereignissen mit neutralem Strom haben die beiden Quarks denselben Flavor. Weiterhin gibt es auch noch einen Anteil, bei denen der Austausch über ein Z^0 oder eine γ/Z^0 Interferenz stattfindet.
Bei Austausch von $\mathrm{W}^\pm$ spricht man von geladenem Strom. Hier haben die Quarks aufgrund der Ladungserhaltung unterschiedliche Flavors.
Der Prozeß mit Photonen ist jedoch dominant, so daß die anderen mit Z^0- und $\mathrm{W}^\pm$-Teilchen vernachlässigt werden können [Tru96].

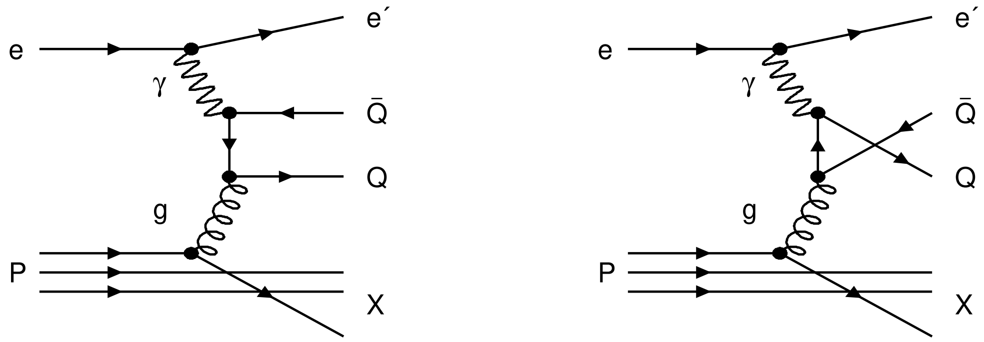

Abb. 2.2.: Graphen ersten Ordnung α_{s} zur Erzeugung schwerer Quarks (Boson-Gluon Fusion)

Abbildung 2.2 zeigt die Feynman Graphen niedrigster Ordnung für den direkten BGF Prozeß mit neutralem Strom. Prozesse höherer Ordnung, wie sie in Abbildung 2.3 dargestellt sind, werden nicht berücksichtigt.
Zur vollständigen Beschreibung der Boson-Gluon Fusion benötigt man einen Satz

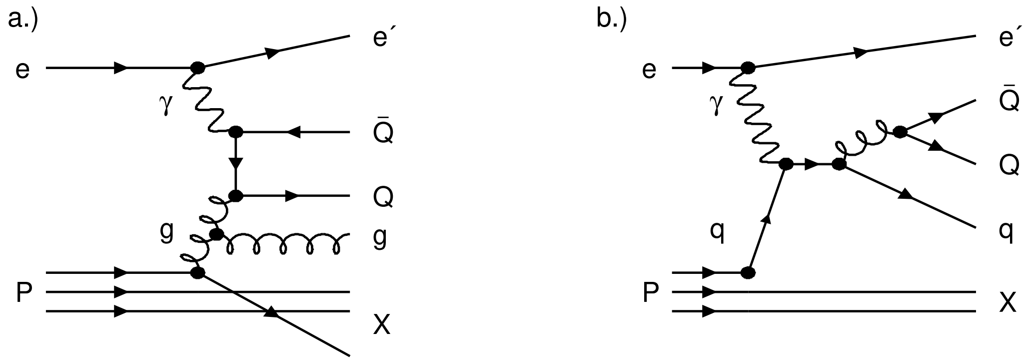

Abb. 2.3.: Graphen höherer Ordnung in α_s zur Produktion schwerer Quarks. a.) Abstrahlung eines weiteren Gluons. b.) QCD-Compton Streuung; dabei entsteht ein zusätzliches leichtes Quark

von fünf unabhängigen Variablen y, Q^2, x_g, z, ϕ:

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) \tag{2.1}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} = \frac{W^2 + Q^2}{s} \tag{2.2}$$

$$x_g : \text{Impulsanteil des Gluons vom Proton} \tag{2.3}$$

$$z = \frac{P \cdot p_f}{P \cdot q} \tag{2.4}$$

$$\cos\phi = \frac{(\vec{p} \times \vec{l})(\vec{p} \times \vec{p_f})}{|\vec{p} \times \vec{l}||\vec{p} \times \vec{p_f}|} \tag{2.5}$$

Die kinematischen Variablen, die dabei benutzt werden, sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.
Wenn man den *inneren* Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}(eg \to e'\mathrm{Q\bar{Q}})$ zur Erzeugung schwerer Quarks aus Elektron und Gluon mit der Gluondichte im Proton $g(x_g, M_g^2)$ multipliziert, erhält man mit anschließender Integration über obige Variablen (2.1) bis (2.5) den Wirkungsquerschnitt für die BGF:

$$\sigma(ep \to \mathrm{Q\bar{Q}}X) = \int dy \int dQ^2 \int dx_g \int dz \int d\phi \quad g(x_g, M_g^2) \quad \hat{\sigma}(y, Q^2, x_g, z, \phi)$$

$$\begin{aligned} g(x_g, M_g^2) &: \text{Gluondichte im Proton} \\ M_g^2 &: \text{Massenskala in } \quad g(x_g, M_g^2) \\ \hat{\sigma} &: \text{Wirkungsquerschnitt für den Prozeß} \quad eg \to e'\mathrm{Q\bar{Q}} \end{aligned}$$

Die kinematischen Grenzen, über die integriert werden soll, sind in [A+87] aufgelistet. Eine Berechnung findet sich in [Sch88].

Eine andere Näherung zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes bietet die *Equivalent Photon Approximation* (EPA), bei der kleine Q^2-Werte betrachtet werden. Man nimmt quasireelle Photonen ($Q^2 \to 0$) an und vernachlässigt den virtuellen Beitrag. Der Wirkungsquerschnitt wird jetzt in zwei Prozesse faktorisiert:

1. Häufigkeit fürs Abstrahlen eines quasireellen Photons vom Elektron ($e \to e'\gamma$);
2. Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{x_\gamma}$ für die Gamma-Gluon Fusion ($\gamma g \to \mathrm{Q\bar{Q}}$).

Für die Photonabstrahlung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt [Cou91]:

$$\frac{d\sigma(e \to e'\gamma]}{dQ^2 dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1+(1-y)^2}{y} \frac{1}{Q^2} + \frac{m_\mathrm{e}^2}{Q^4}. \tag{2.6}$$

Integration über Q^2 und y ergibt

$$\sigma(ep \to e'\mathrm{Q\bar{Q}}) = \int_{y_\mathrm{min}}^{1} dy \int_{Q^2_\mathrm{min}}^{Q^2_\mathrm{max}} dQ^2 \frac{d\sigma(e \to e'\gamma)}{dQ^2 dy} \int_{x_{\mathrm{g}\,\mathrm{min}}}^{1} dx_\mathrm{g}\; g(x_\mathrm{g}, M_\mathrm{g}^2)\; \hat{\sigma}_\gamma(\mathrm{g}\gamma \to \mathrm{Q\bar{Q}}). \tag{2.7}$$

Die Integration von $\frac{d\sigma(e\to e'\gamma]}{dQ^2 dy}$ über Q^2 liefert die Wahrscheinlichkeitsdichte $P_\gamma(y)$, ein Photon im Elektron zu finden, das den Bruchteil y des Elektronimpulses trägt. In erster Ordnung gilt:

$$P_\gamma(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1+(1-y)^2}{y} \ln \frac{Q^2_\mathrm{max}}{Q^2_\mathrm{min}}. \tag{2.8}$$

Mit einer weiteren Annahme, daß es sich um reelle Photonen handelt ($Q^2 = 0$), die an der γg-Fusion teilnehmen, erhält man die *Weizsäcker-Williams-Approximation* WWA [Wei34]:

$$y = \frac{W^2}{s(1 - Q^2/sy)} \approx \frac{W^2}{s}, \tag{2.9}$$

$$x_\mathrm{g} = \frac{\hat{s} + Q^2}{ys} \approx \frac{\hat{s}}{ys}. \tag{2.10}$$

Und der Wirkungsquerschnitt ist dann

$$\sigma(ep \to e'\mathrm{Q\bar{Q}}) = \int_{y_\mathrm{min}}^{1} dy\; P_\gamma(y) \int_{x_{\mathrm{g}\,\mathrm{min}}}^{1} dx_\mathrm{g}\; g(x_\mathrm{g}, M_\mathrm{g}^2)\; \hat{\sigma}_\gamma, \tag{2.11}$$

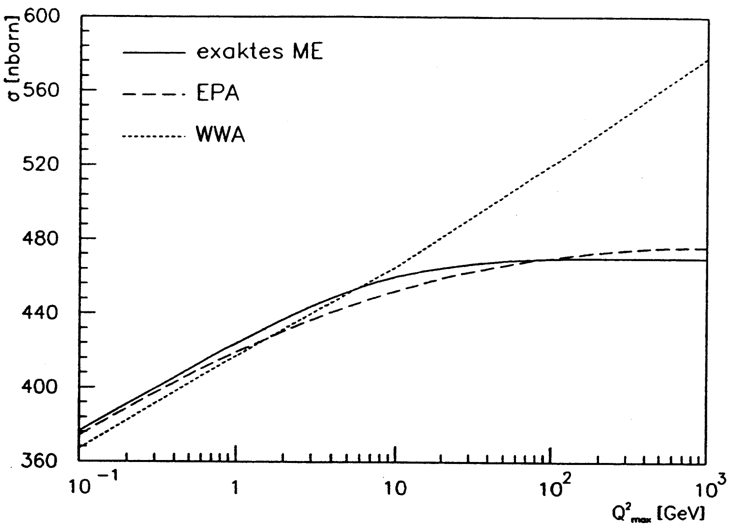

Abb. 2.4.: Abweichung der *Weizsäcker-Williams-Approximation* und *Equivalent-Photon-Approximation*. Es wird der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß eg $\rightarrow$ e$'$C$\bar{\mathrm{C}}$ als Funktion in Q^2_{max} aufgetragen [Wie91]

wobei:

$$y_{\mathrm{min}} = \frac{(m_f + m_{f'} + m_P)^2}{s}, \tag{2.12}$$

$$x_{\mathrm{g_{min}}} = \frac{(m_f + m_{f'})^2}{ys}, \tag{2.13}$$

$$m_f, m_{f'} : \text{Masse des einfallenden und gestreuten Leptons}, \tag{2.14}$$

$$m_P : \text{Protonmasse}. \tag{2.15}$$

$\hat{\sigma}_\gamma$ ist folglich der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines schweren Quark-Antiquark Paares durch ein Photon mit $Q^2 = 0$.
In Abbildung 2.4 sieht man, daß die WWA bis $Q^2 \approx 10\,\mathrm{GeV}^2$ eine gute Näherung der exakten Berechnung darstellt. Bei größerem Q^2 kann nicht mehr von einem reellen Photon ausgegangen werden und die WWA wird ohne weitere Korrekturen ungültig.

Neben der direkten muß bei HERA auch die aufgelöste Photoproduktion in Betracht gezogen werden. Die entsprechenden Graphen zeigt Abbildung 2.6. Das nahezu *on-mass-shell* Photon bildet dabei Partonen, von denen eines mit einem Parton aus dem Proton hart wechselwirkt. Beispielsweise kann so ein leichtes Quarkpaar miteinander reagieren.
Schwere Quarks können somit über die Prozesse

$$g + g \rightarrow \mathrm{Q\bar{Q}}, \tag{2.16}$$

$$q + \bar{q} \rightarrow \mathrm{Q\bar{Q}} \tag{2.17}$$

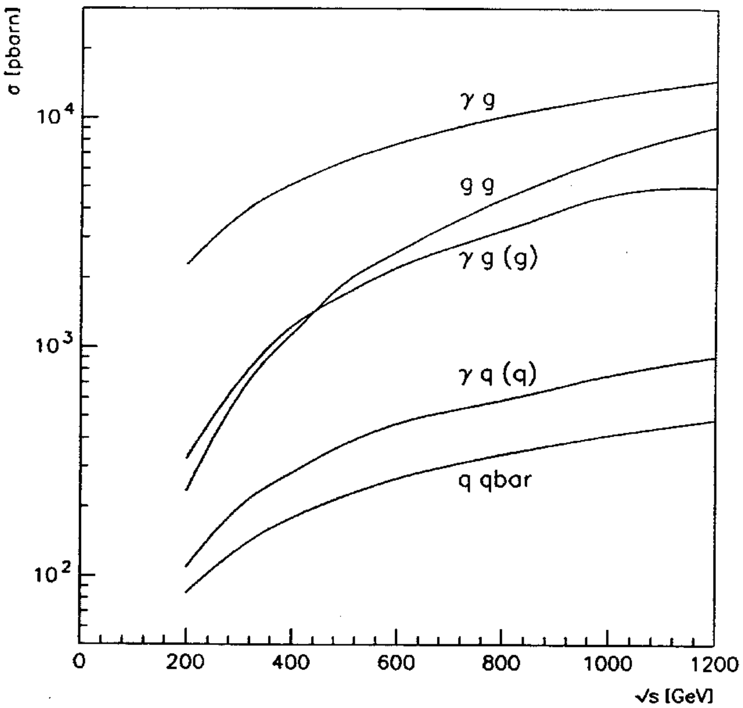

Abb. 2.5.: Wirkungsquerschnitte für elementare Partonprozesse zur Produktion von B$\bar{\text{B}}$ Paaren [Wie91]

erzeugt werden. Auch die aufgelösten Beiträge sind von der Ordnung $\alpha_{\mathrm{em}}^2\alpha_{\mathrm{s}}$, da die Partonverteilung innerhalb des Photons die Ordnung $\alpha_{\mathrm{em}}/\alpha_{\mathrm{s}}$ besitzt. Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in der Abbildung 2.6 aufgeführt. Vorläufig wird für die aufgelösten Prozesse ein etwa 3mal niedrigerer Wirkungsquerschnitt als für die direkt produzierten schweren Quarkpaare angenommen (vgl. [BKS94, DG88]).

Phänomenologisch läßt sich Folgendes zusammenfassen:
Der mittlere Transversalimpuls P_T des Quarks bzw. Antiquarks liegt in der Größenordnung seiner Masse und die P_T-Verteilung fällt jenseits der Quarkmasse rapide ab. Die Differenz in der Rapidität zwischen den beiden Quarks liegt in der Größenordnung von 1.
Weiterhin fragmentiert jedes Quark in ein Meson.

Diese können dann semileptonisch zerfallen und so ein Zwei-Myon-Ereignis erzeugen.

Semileptonischer Zerfall

Semileptonische Zerfälle (Graphik 2.7) lassen sich auf einfache Weise theoretisch beschreiben und aufgrund hoher Ereignisraten experimentell gut nachweisen. Leider

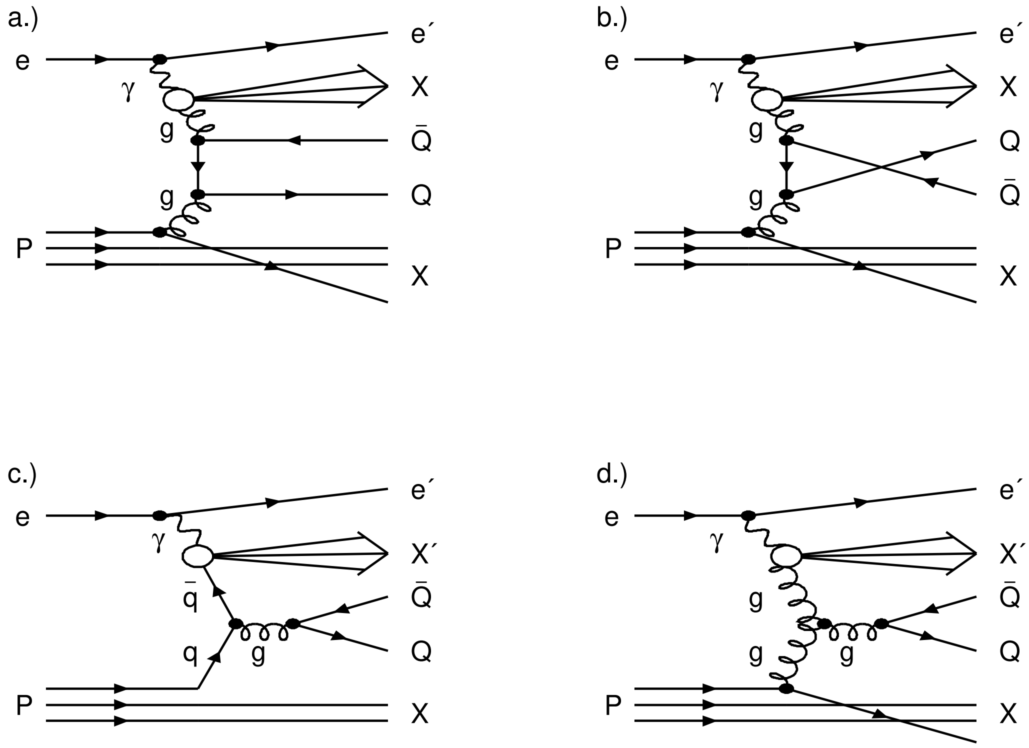

Abb. 2.6.: BGF Prozesse mit aufgelöstem Photon zur Produktion schwerer Quarkpaare. a,b,d.) $gg \rightarrow \mathrm{Q}\bar{\mathrm{Q}}$; c.) $q\bar{q} \rightarrow \mathrm{Q}\bar{\mathrm{Q}}$

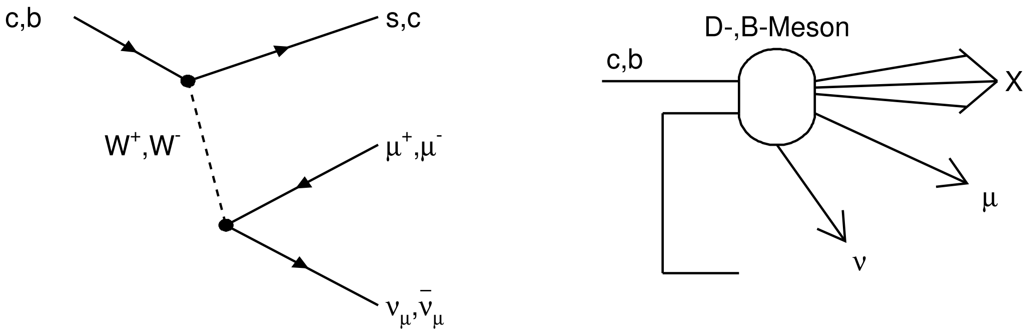

Abb. 2.7.: Semileptonischer Zerfall von B- und C-Quarks: $C \rightarrow s + \mu^+ + \nu_\mu$, $B \rightarrow C + \mu^- + \bar{\nu_\mu}$. In der linken Abbildung ist der Zerfall auf Quark-Ebene dargestellt. Die rechte Abbildung beschreibt den Zerfall im Spektatormodell

	Masse [GeV]	e	μ	τ
B	5.27	0.11	0.11	0.026
C	1.87	0.11	0.11	0.00

Tab. 2.2.: Semileptonische Verzweigungsverhältnisse schwerer B- und C-Quarks [EK88].

können die Ereignisse kinematisch nicht vollständig rekonstruiert werden, da das Neutrino nicht detektiert wird ([Bia95]).
Aus den Elementen der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix erhält man die Breite dieses Zerfalls [Cab63, KM73, Ros95]:

$$\Gamma(q^a \to q^b) \sim \left|V_{q^b q^a}\right|^2$$

Etwa 10–15% aller B-Quarks zerfallen semileptonisch in leichte C-Quarks und jeweils ein virtuelles W^- Boson [Big95]. Der Zerfall in ein u–Quark ist stark unterdrückt. Das W^--Boson wiederum zerfällt entweder in ein leichtes $q\bar{q}$–Paar oder in ein Lepton und entsprechendes Neutrino.
Das gleiche gilt auch für die Charm–Quarks:

$$c \to s + W^+ \to s + \mu^+ + \nu^\mu$$

In Tabelle 2.2 sind die Verzweigungsverhältnisse für diese semileptonischen Zerfälle von C- und B-Quarks aufgelistet. Aufgrund seiner höheren Masse gegenüber dem C- kann ein B-Quark zusätzlich auch in ein τ zerfallen.
Die Untersuchung dieser schwachen Zerfälle spielt eine wichtige Rolle bei der Überprüfung des Standardmodells. Man kann aus ihnen Aufschluß über Quarkmassen und über die Elemente der CKM-Matrix erhalten. Eine genaue Überprüfung dieser Parameter ist Voraussetzung für weitere Untersuchungen jenseits des Standardmodells oder anderer physikalischer Phänomene wie beispielsweise CP-Verletzung [Neu95, Wit93, OT96].

Messung der Gluondichte im Proton

Etwa die Hälfte des Gesamtimpulses der Nukleonen wird von ihren Gluonen getragen. HERA bietet die Möglichkeit, den kinematischen Bereich der Konstituenten des Protons sehr viel weiter als in bisherigen Experimenten zu untersuchen [J$^+$94, Sti96]. Dazu dient beispielsweise der BGF-Prozeß. Ein Gluon des Protons reagiert hier mit einem Photon des gestreuten Elektrons und produziert ein Q$\bar{\text{Q}}$-Paar. Eine Möglichkeit zur Berechnung der Gluondichte bietet sich durch Energie- und Impulserhaltung:

$$x_g E_p + E_\gamma = E_C + E_{\bar{C}},$$
$$x_g P_p^L + P_\gamma^L = P_C^L + P_{\bar{C}}^L.$$

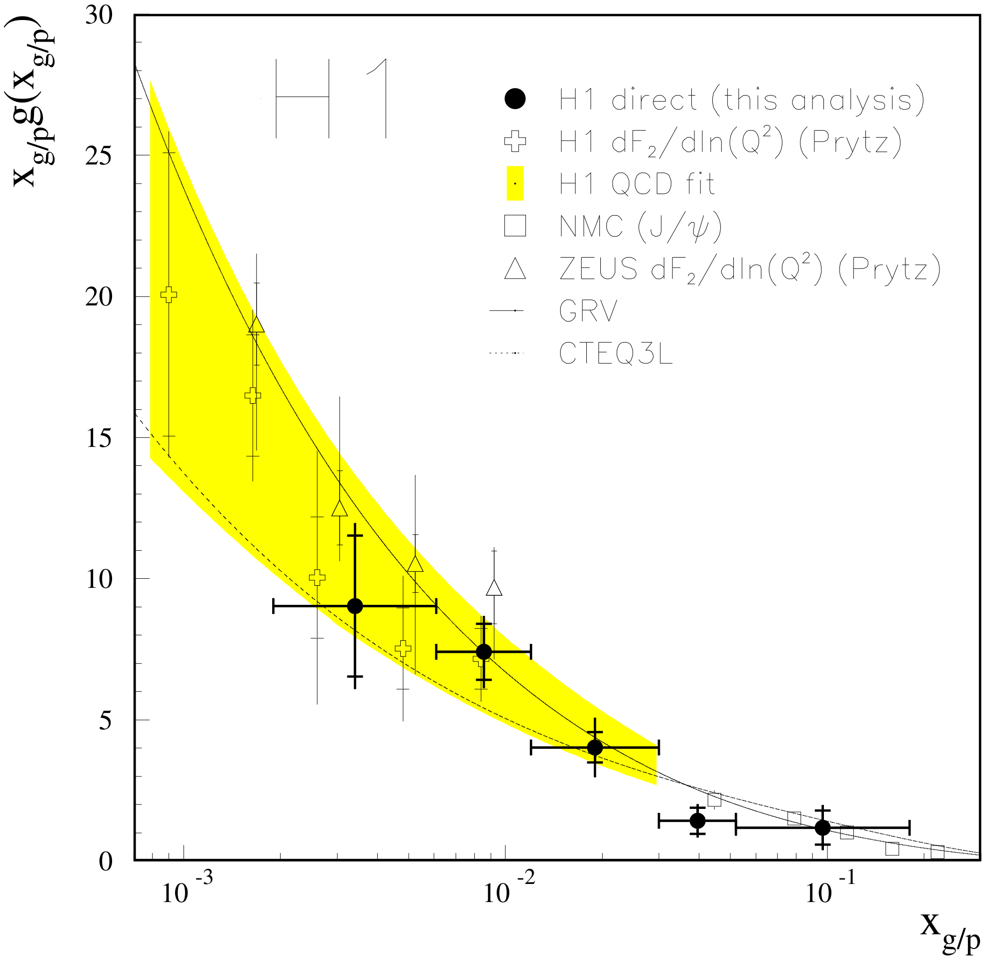

Abb. 2.8.: Gemessene Gluondichte als Funktion des Gluonimpuls-Bruchteils bei einem mittleren $Q^2 = 30\,\mathrm{GeV}^2$ [A+95b]

Durch Addition der Gleichungen folgt:

$$x_g = \frac{E_C + E_{\bar{C}} + P^L_C + P^L_{\bar{C}} - (E_\gamma + P^L_\gamma)}{2E_p}.$$

Das Photon fliegt in $(-z)$-Richtung, also $E_\gamma = -P^L_\gamma$, so daß

$$x_g = \frac{\sum_{\mathrm{Q\bar{Q}-System}}(E + P^L)}{2E_P} = \frac{\sum_{\mathrm{Hadronen}}(E + P^L)}{2E_P}. \tag{2.18}$$

Diese Berechnung ist sensitiv auf Beiträge in Vorwärtsrichtung. Man muß beispielsweise darauf achten, den Protonrest nicht zu berücksichtigen [W+91].

Man kann auch die beiden Myonen alleine benutzen, um das Quarkpaar zu rekonstruieren. Berücksichtigt man zusätzlich die kalorimetrische Aktivität um die Myonen herum (siehe Abschnitt 6.1.1), so erhält man:

$$x_g \approx \frac{\sum_\mu (P_\mu + Akt_\mu + P_\mu^L + Akt_\mu^L)}{2E_P} \tag{2.19}$$

Die Genauigkeit für dieses Verfahren wird in Grafik 2.9 im linken Bild gezeigt, in dem rekonstruiertes und generiertes x_g gegeneinander aufgetragen werden.
Die anderen Grafiken zeigen die rekonstruierten Verteilungen mit logarithmischem Maßstab.

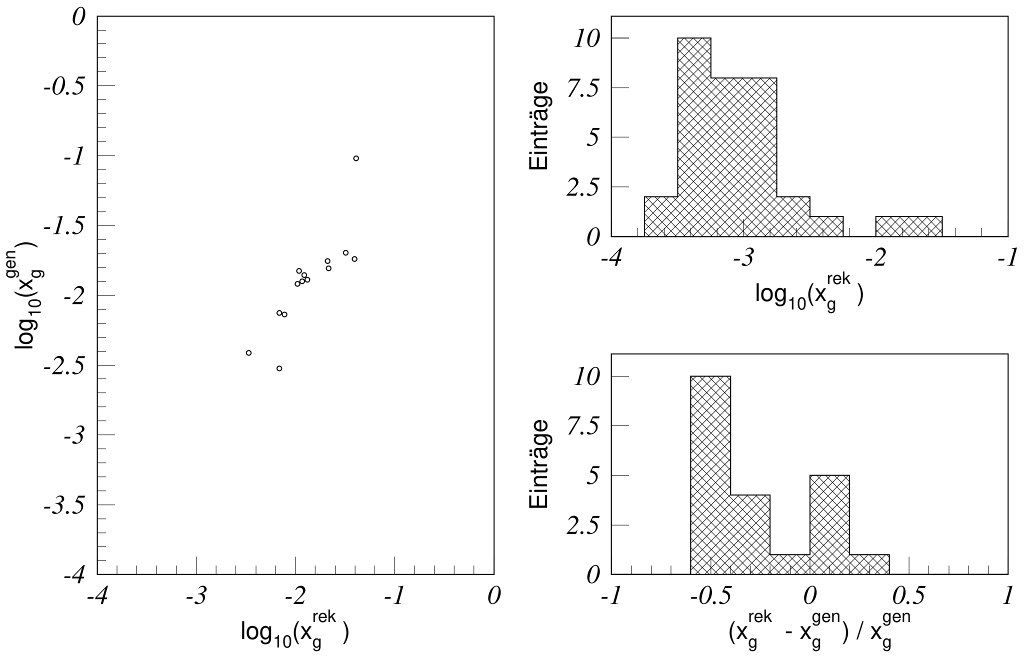

Abb. 2.9.: Vergleich zwischen generiertem und rekonstruiertem x_g für simulierte C$\bar{\text{C}}$-Ereignisse. x_g wurde aus den Myonen und ihrer Aktivität rekonstruiert.

Physikalische Verteilungen

In Abbildung 2.10 werden die Zerfälle offener C$\bar{\text{C}}$ und B$\bar{\text{B}}$ Zustände verglichen.

Es werden nur die direkt produzierten Q$\bar{\text{Q}}$-Paare berücksichtigt. Die beiden Anteile aus C- und B-Zerfällen (C-Myonen und B-Myonen) sind auf gleiche Luminosität normiert worden. Alle Ereignisse müssen in einem Bereich von $Q^2 < 4\,\text{GeV}^2$ liegen und zwei Myonen mit jeweils $P > 1\,\text{GeV}$ und $20^0 < \theta < 155^0$ liefern.

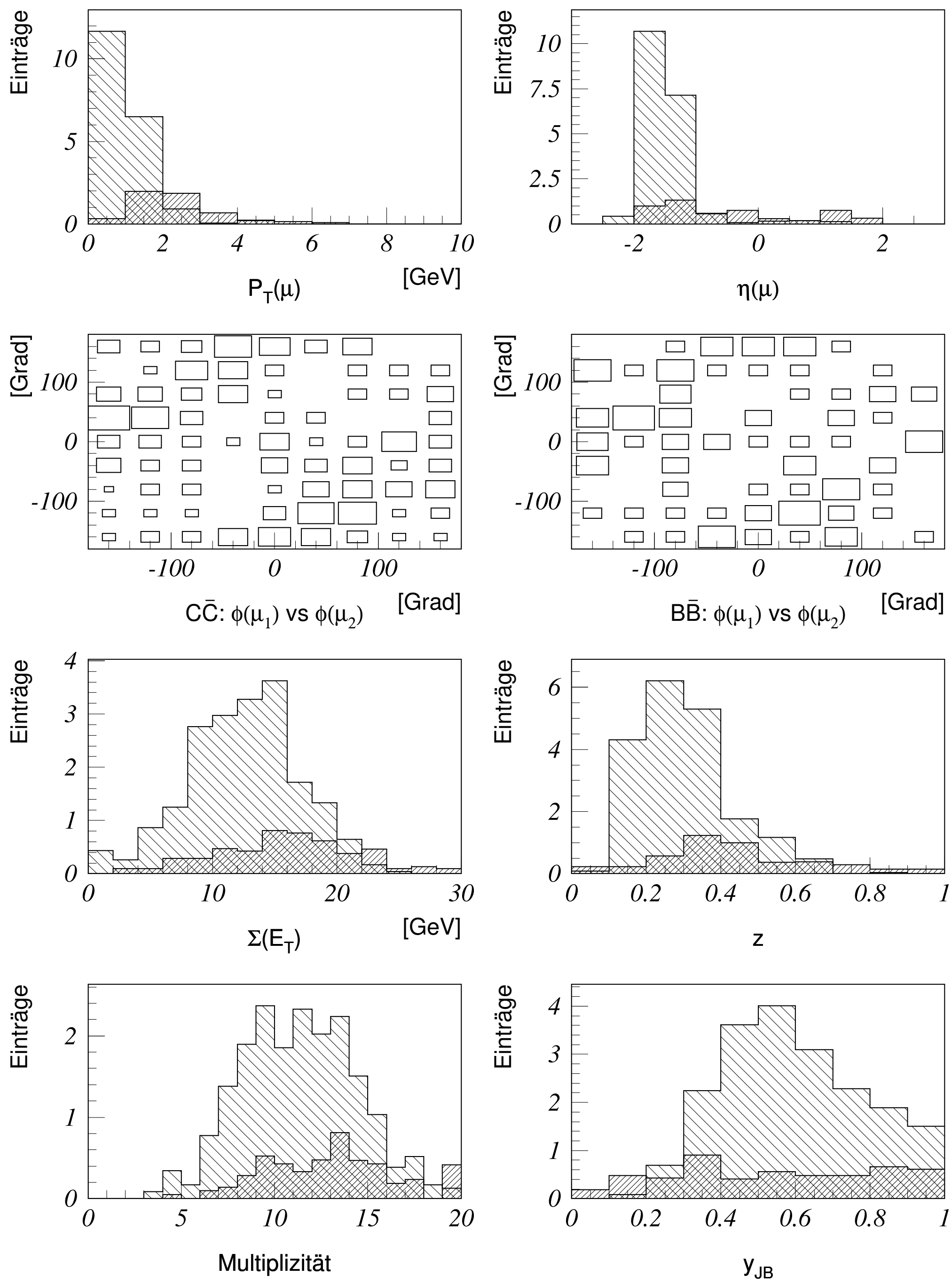

Abb. 2.10.: Physikalische Verteilungen der simulierten $C\bar{C}$ (grob schraffiert) und $B\bar{B}$ (fein schraffiert) Ereignisse

Das B-Quarkpaar hat mit etwa 8-9 GeV eine 3mal höhere Masse als das $C\bar{C}$ System. Das B-Myonpaar erhält beim Zerfall deshalb deutlich mehr Transversalimpuls als die C-Myonen. Das zeigt sich sowohl im P_T-, als auch im η-Spektrum[1]. Man sieht auch, daß die meisten Myonpaare in Rückwärts-, also Elektronrichtung fliegen ($\eta < 0$).
Aufgrund des Massenunterschiedes der beiden Quarksorten erwartet man, daß die Myonen aus den schweren Quarks im lorentzinvarianten Winkel ϕ besser balanciert sind als die C-Myonen. Das zeigt sich in den nächsten beiden Abbildungen, in denen die Azimutwinkel der beiden Myonen zueinander aufgetragen sind.
Bei der skalaren Transversalenergiesumme im Ereignis $\sum E_T$ haben die schwereren Quarks im Mittel etwas mehr Transversalenergie – der Unterschied ist aber nicht relevant.
Auch die anderen Spektren für die Multiplizität, y und z zeigen keine signifikanten Unterschiede zwischen den Quarksorten.

Die $C\bar{C}$-Ereignisse besitzen einen etwa 100fach höheren Wirkungsquerschnitt als $B\bar{B}$-Zerfälle. Ab einem Transversalimpuls von etwa $P_T > 1.5$ GeV überwiegen jedoch die schweren Quarks. Bei der räumlichen Verteilung sieht man, daß die leichten Quarks im rückwärtigen Detektorteil bei $\eta < -1$, also $\theta > 140^0$ dominieren. Bei den weiteren Graphiken zeigt sich, daß die leichteren C-Quarks eine kleinere Transversalenergiesumme, kleineres z und eine geringere Multiplizität aufweisen.

[1] η ist in dieser Arbeit die Pseudorapidität: $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$

2.2. Myonpaare aus Vektormeson Zerfall

Die Vektormesonen ρ, ω, ϕ, J/ψ und Υ sind mit ihren wichtigsten Eigenschaften in Tabelle 2.3 zusammengefaßt. Sie entstehen überwiegend durch Photoproduktion [Sef96].

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \text{Vektormeson} + X$$

Der Wirkungsquerschnitt von Υ-Mesonen liegt 3 Größenordnungen unter dem der J/ψ-Mesonen. ρ, ω und ϕ werden in der vorliegenden Analyse durch kinematische Schnitte stark unterdrückt. Im folgenden beschränke ich mich deshalb die Beschreibung der J/ψ-Produktion:

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow J/\psi + X \tag{2.20}$$

Die Graphen in Abbildung 2.11 zeigen die wichtigsten Beiträge:

Meson	Quantenzahl	Masse [MeV]	Breite [MeV]	Zerfallskanäle	
ρ	$1^+(1^{--})$	769.9	151.2	$\pi\pi$	$\approx 100\%$
				$\mu^+\mu^-$	$4.6 \cdot 10^{-5}$
ω	$0^-(1^{--})$	781.94	8.43	$\pi^+\pi^-\pi^0$	88.8%
				$\pi^0\gamma$	8.5%
				$\pi^+\pi^-$	2.21%
				$\mu^+\mu^-$	$4.6 \cdot 10^{-5}$
				$\mu^+\mu^-$	$< 1.8 \cdot 10^{-4}$
ϕ	$0^-(1^{--})$	1019.413	4.43	K^+K^-	41.1%
				$K_L^0 K_S^0$	34.3%
				$\rho\pi$	12.9%
				$\mu^+\mu^-$	$2.48 \cdot 10^{-4}$
J/ψ	$0^-(1^{--})$	3096.88	0.088	Hadronen	86%
				e^+e^-	5.99%
				$\mu^+\mu^-$	5.97%
Υ	$0^-(1^{--})$	9460.37	52.5	$\tau^+\tau^-$	2.97%
				e^+e^-	2.52%
				$\mu^+\mu^-$	2.48%

Tab. 2.3.: Eigenschaften der Mesonen [B+96].

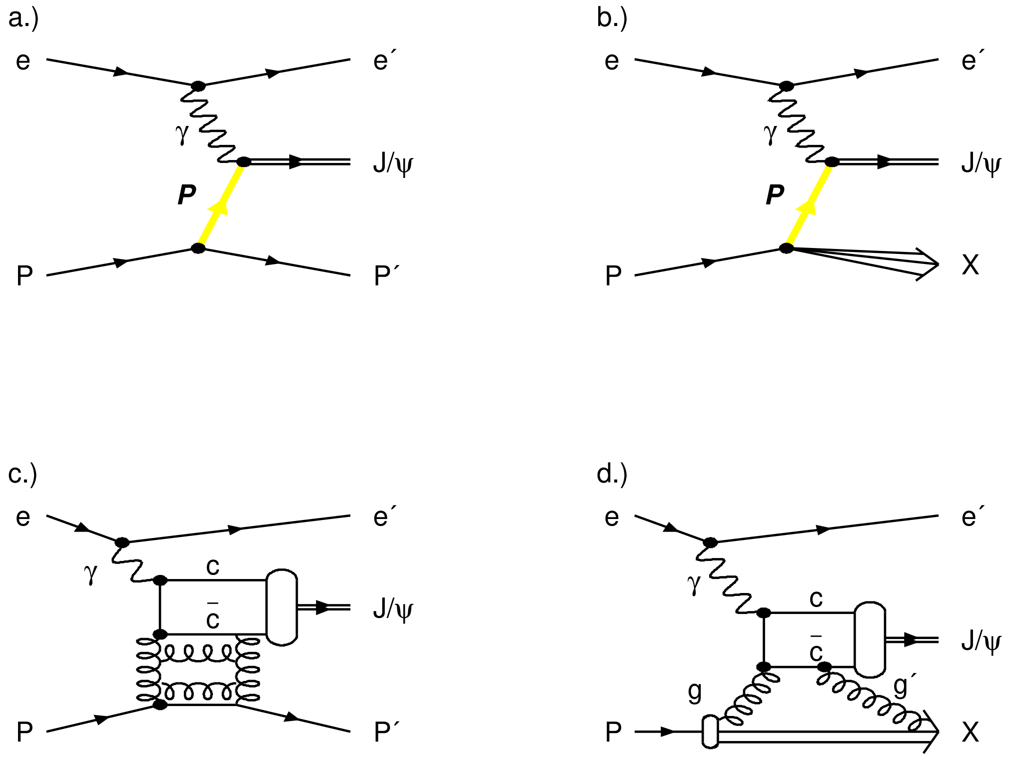

Abb. 2.11.: Die wichtigsten J/ψ Produktionsmechanismen: a.) elastische J/ψ Produktion durch Pomeron Austausch; b.) Diffraktive Proton Dissoziation c.) elastische J/ψ Produktion in pertubativer QCD: Austausch über eine Gluon-Leiter; d.) direkte Photon-Gluon Fusion mit inelastischer J/ψ Entstehung. Der Prozeß mit aufgelöstem Photon ist entsprechend dem Graphen in 2.6

(a) Die elastische J/ψ Produktion $\gamma p \rightarrow J/\psi\, p$ bei der in obiger Gleichung (2.20) das Proton erhalten bleibt und ungesehen im Strahlrohr weiterfliegt. Man sieht im Detektor lediglich die Zerfallsprodukte des J/ψ. Dieser Prozeß wird mittels der Regge Theorie durch einen diffraktiven Prozeß beschrieben, bei dem das J/ψ durch Pomeron-Austausch entsteht. Es findet kein Farbaustausch, sondern lediglich 4-er Impuls Übertrag statt.

(b) Es gibt auch diffraktive Prozesse, bei denen das Proton nicht erhalten bleibt: die *diffraktive Proton Dissoziation*. Die Protonreste werden häufig nur unter kleinen Winkeln gestreut und können deshalb bei H1 nicht nachgewiesen werden. Diese Ereignisklasse kann deshalb fast nicht von der rein elastischen J/ψ Produktion unterschieden werden [Sel95].

(c) Innerhalb der QCD kann die J/ψ Entstehung auch mit Hilfe der Störungstheorie über eine Gluon-Leiter erklärt werden. Es handelt sich dabei um eine andere physikalische Deutung des elastischen Prozesses (a).

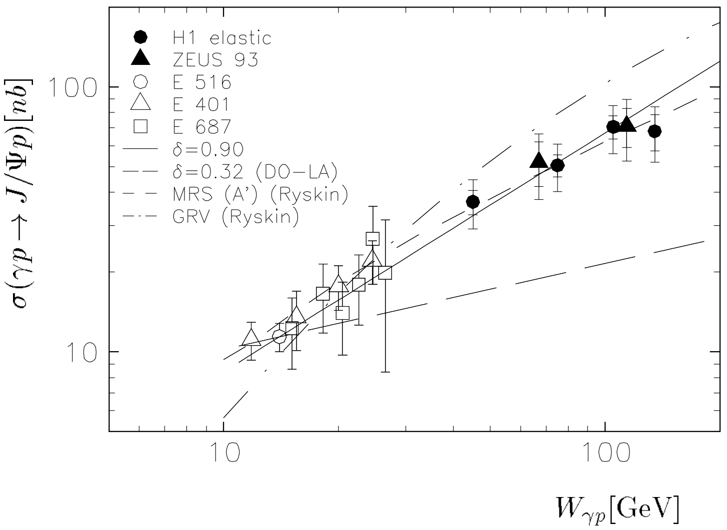

Abb. 2.12.: Totaler Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion. Die Daten bei kleineren Schwerpunktsenergien stammen von älteren Experimenten. Es werden zwei Parametrisierungen für die Energieabhängigkeit $W_{\gamma p}^{\delta}$ gezeigt und am Datenpunkt von E516 normiert. Weiterhin werden unterschiedliche Parametrisierungen für die Gluondichte aufgetragen [A+96b]

(d) Im Gegensatz zur elastischen und zur inelastischen diffraktiven J/ψ Produktion (a,b), bei der nur kleine Impulse übertragen werden und das J/ψ fast die gesamte Photon-Energie trägt, also $z \approx 1$, [2] erhält man bei den inelastischen Prozessen der Photoproduktion (d) Werte von $z < 1$. Auch diesen Prozeß kann man störungstechnisch innerhalb der QCD berechnen. Nach dem Color Singlet Modell muß ein zweites Gluon ausgetauscht werden, damit die Farbquantenzahl des J/ψ's erhalten bleibt [BJ81, BR82].

In den Abbildungen 2.12, 2.14 und 2.13 sieht man die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen J/ψ- Produktionsmechanismen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma \mathrm{p}}$ des Photon-Proton Systems.
In dieser Arbeit wird das Hauptaugenmerk auf die inelastischen, nicht diffraktiven Prozesse gelegt. Sie ähneln von der Topologie und der Physik am meisten der offenen Quarkproduktion in 2.1.

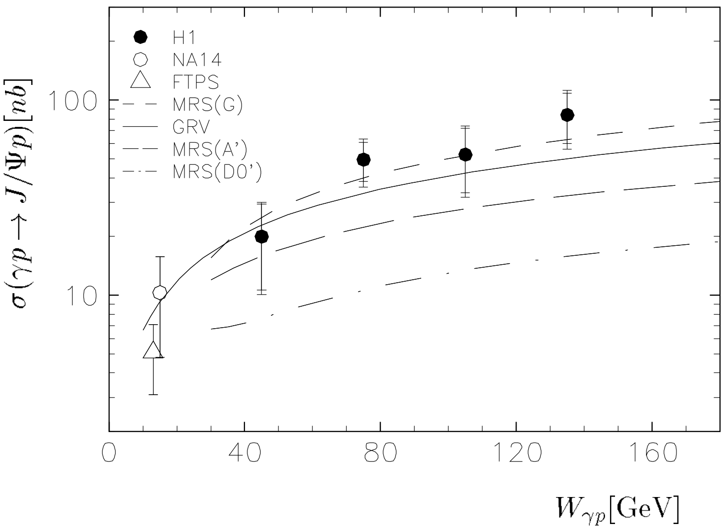

Abb. 2.13.: Totaler Wirkungsquerschnitt für inelastische J/ψ-Produktion mit $z < 0.9$. Die unterschiedlichen Linien zeigen Näherungen erster Ordnung für verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte [A+96b]

2.2.1. Inelastische J/ψ Produktion

Für die Berechnung der inelastischen Produktion $\gamma g \to$ J/ψ g (Graph d. in Abbildung 2.11) gibt es zwei unterschiedliche Ansätze: Das Color-Singlet-Modell [BJ81] und J/ψ-Produktion über offenen Charm [JST92].

Bei letzterem wird das J/ψ aus dem C$\bar{\text{C}}$-Paar gebildet, wenn dessen Masse nicht ausreicht, ein D-Meson Paar zu erzeugen. Der Prozeß $\gamma g \to$ C$\bar{\text{C}}g$ wird mit dem Matrixelement zur Produktion von offenem Charm berechnet. Das abgestrahlte Gluon dient der Erhaltung von Spin und Farbe. Nach der LUND Fragmentisierungssimulation [Sjö94] entsteht das J/ψ durch Hadronisation aus den Charmquarks.

Für die vorliegende Arbeit wurde jedoch das Color-Singlet-Modell benutzt. Das J/ψ wird hier als C$\bar{\text{C}}$ System im Grundzustand angesehen. Aus der leptonischen Zerfallsbreite $\Gamma_{e^+e^-}$ erhält man die Wellenfunktion $|\psi(0)|^2$ zur Normierung:

$$\Gamma_{e^+e^-} = 16\pi e_q^2 \alpha^2 \frac{|\psi(0)|^2}{m_{\mathrm{J}/\psi}^2}.$$

Der Generator EPJPSI3.3, der für die Simulation inelastischer J/ψ-Paare benutzt worden ist, verwendet das Photon-Gluon-Fusions Prozeß in niedrigster Ordnung mit

[2] z beschreibt den Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ im Ruhesystem des Protons: $z := \frac{p_{\mathrm{J}/\psi} P}{qP} = \frac{2}{ys} \cdot p_{\mathrm{J}/\psi} P$

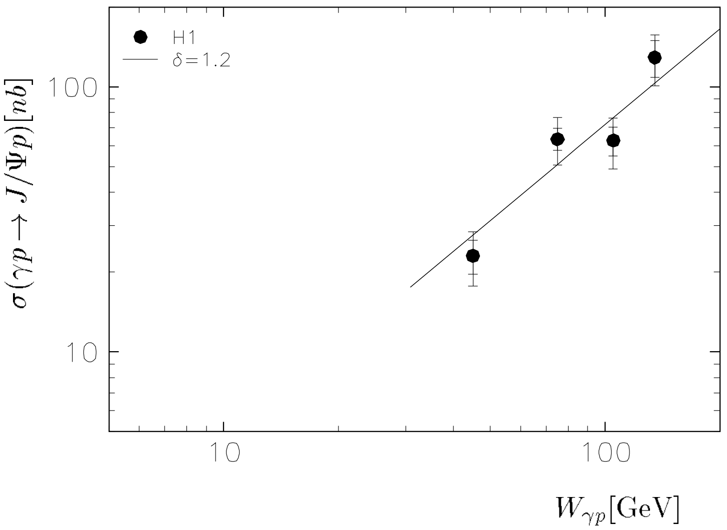

Abb. 2.14.: Totaler Wirkungsquerschnitt für die J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung für $W_{\gamma p}^{\delta}$ bei $\delta = 1.2 \pm 0.2$ [A+96b]

relativistischen Korrekturen. Durch neuere Rechnungen höherer Ordnung wird gezeigt, daß die LO-Berechnungen die Verteilungen im inelastischen Bereich korrekt wiedergeben [Zun94].

2.2.2. Diffraktive J/ψ Produktion

Bei der elastischen J/ψ Produktion (Graphen a. und b. in Abbildung 2.11) kann man das phänomenologische Modell der diffraktiven Hadron-Hadron-Streuung benutzen. Die Hadronen sind hier das Proton und das Vektormeson. Bei dieser Prozeßklasse beobachtet man eine schwache Abhängigkeit des Wirkungquerschnittes von $W_{\gamma p}$ und einen exponentiellen Abfall mit steigendem Impulsübertrag auf das Proton [DL95]:

$$\sigma \propto W_{\gamma p}^{4\varepsilon} \quad , \quad \varepsilon = 0.08,$$
$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \mathrm{e}^{-b|t|} \quad , \quad t = (P - P_X)^2.$$

Weiterhin bleiben bis auf die Drehimpulse die Quantenzahlen der wechselwirkenden Hadronen erhalten.

Ein weiteres Modell von Ryskin erklärt den Pomeronaustausch in niedrigster Ordnung durch Austausch zweier Gluonen aus dem Proton [Rys93]. Die elastische J/ψ Produktion ist hängt demnach vom Quadrat der Gluondichte im Proton ab und der Wirkungsquerschnitt kann innerhalb der QCD störungstheoretisch in führender logarithmischer Approximation (LLA) berechnet werden:

$$\sigma \propto |x\, g(x)|^2$$

mit der Skala

$$\overline{Q}^2 = \frac{Q^2 + M_\psi^2}{4}.$$

Physikalische Verteilungen

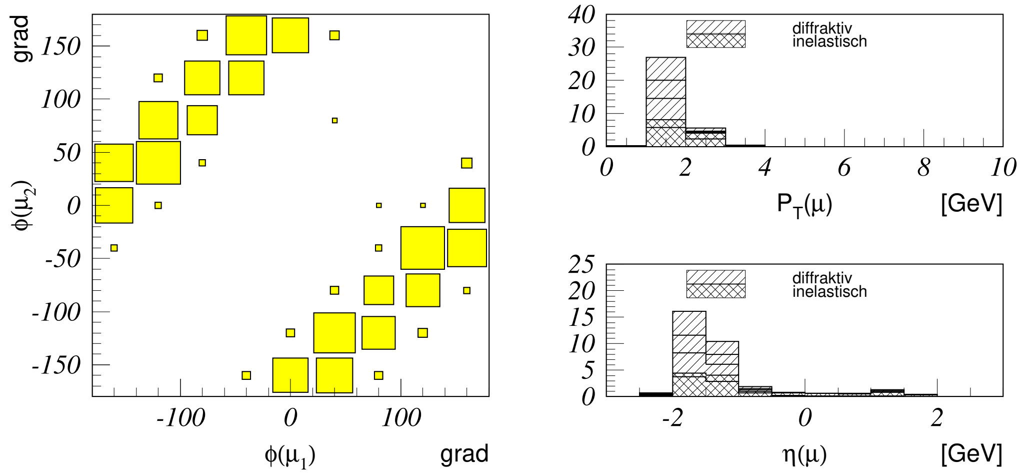

Abb. 2.15.: Kinematische Verteilungen der Myonen aus J/ψ Zerfall. Es wurden die rekonstruierten Größen beider Myonen von simulierten Ereignissen addiert aufgetragen

In den beiden Abbildung 2.15 und 2.16 werden einige kinematische Verteilungen von J/ψ Zerfällen in Myonen gezeigt. Es handelt sich um simulierte Ereignisse, bei denen die rekonstruierten Variablen aufgetragen worden sind.

Die erste Abbildung zeigt die Kinematik der beiden Zerfallsmyonen. Man erkennt, daß die beiden Myonen meist in rückwärtige Richtung ($\eta < 0$) fliegen. Im Vergleich zu den offenen Quarkpaaren sind sie in ϕ besser balanciert. Beim Vergleich der Myonen aus inelastischen und diffraktiven J/ψ's fallen keine nennenswerten Unterschiede auf.

Bei den Variablen, die das gesamte Ereignis charakterisieren, erkennt man die Ähnlichkeit der inelastischen J/ψ Produktion mit den offenen Quarkpaaren bei der BGF bei der transversalen Energiesumme $\sum E_T$, der Multiplizität und bei z. Hier finden sich deutliche Unterschiede zu den elastischen Prozessen. Nur bei der invarianten Masse gibt es, wie erwartet, ein deutliches Signal bei der J/ψ Masse.

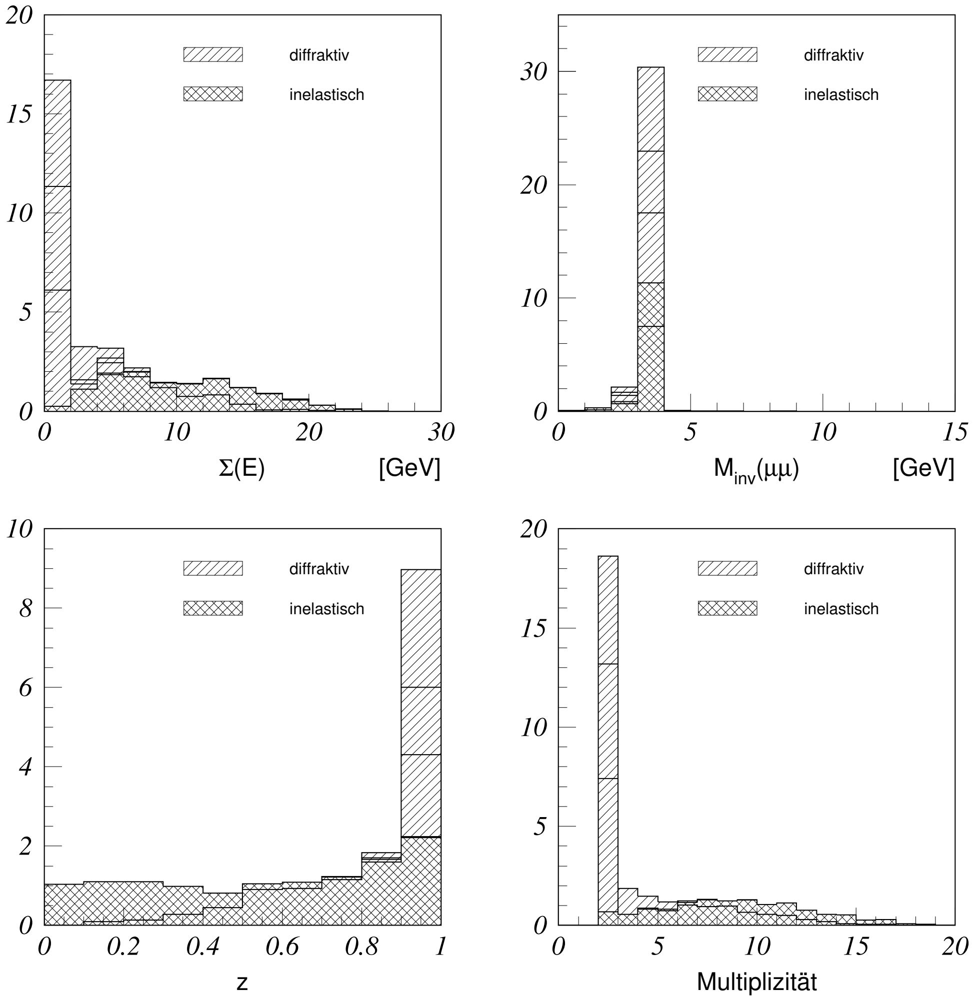

Abb. 2.16.: Rekonstruierte Verteilungen der generierten Prozesse zur Erzeugung von J/ψ Mesonen. Die beiden Prozeßtypen wurden addiert

2.3. Myonpaare aus QED-, Drell-Yan- und Bremsstrahlungsprozessen

Die Prozesse, die zur Produktion von Myonpaaren in $\gamma\gamma$ Kollisionen beitragen, sind der elektromagnetische $\gamma\gamma$-Prozeß (Graph 2.17) und der Drell-Yan Prozeß (Graph 2.18). Ein weiterer Beitrag, der nicht von vornherein vernachlässigt werden darf, ist der Cabibbo-Parisi Effekt (Abb. 2.19), bei dem ein quasireelles Photon vom Proton abgestrahlt wird und ein Elektronpaar bildet. Das Positron erzeugt zusammen mit dem Strahlelektron durch Paarvernichtung ein $\mu^+\mu^-$-Paar.

2.3.1. Multiphere Prozesse

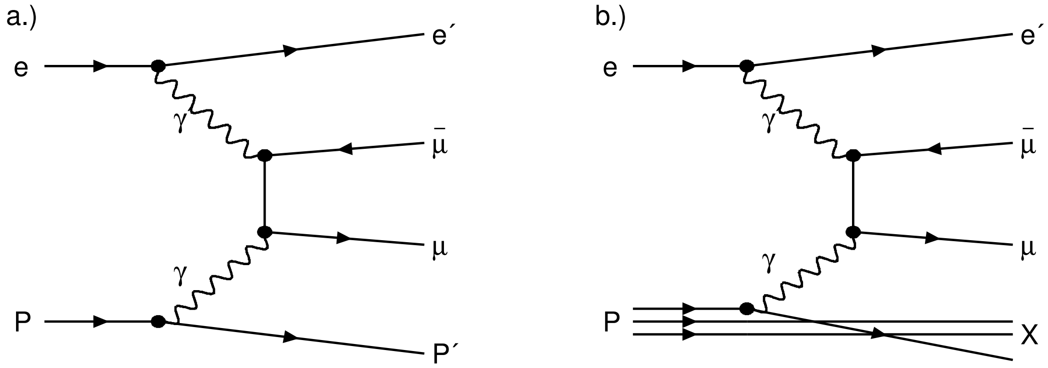

Abb. 2.17.: Multiphere Diagramme zur $\mu^+\mu^-$Erzeugung. Bild a.) zeigt den elastischen, Bild b.) den inelastischen Prozeß

Bei den multipheren Prozessen, wie sie in Abbildung 2.17 dargestellt werden, strahlt sowohl das Proton als auch das Elektron jeweils ein Photon ab. Aus diesen bildet sich das Myonpaar. Bei den elastischen Prozessen bleibt das Proton erhalten. Die Hadronen, die im inelastischen Fall aus dem Proton entstehen, besitzen nur einen kleinen Streuwinkel bezüglich der Protonrichtung und werden im H1 Detektor meist nicht nachgewiesen.
Der $\gamma\gamma$ Prozeß für ep $\rightarrow X(\mathrm{e})\,\mu^+\mu^-$ ist:

$$\left[\frac{d\sigma}{dp_T}(s,p_T)\right]_{\gamma\gamma} = \int\limits_{x_{\min}}^{1} dx \int\limits_{x'_{\min}}^{1} dx' \quad f_{\gamma/p}(x) \quad f_{\gamma/e}(x') \quad \frac{d\sigma}{dp_T}^{\gamma\gamma\rightarrow l^+l^-}(\hat{s},p_T)\,; \tag{2.21}$$

wobei

$$x'_{\min} = \frac{4p_T^2}{xs}, \qquad x_{\min} = \frac{4p_T^2}{s}.$$

$\hat{s}$ ist hier die quadrierte invariante Masse des erzeugten Leptonpaares (vgl. Tabelle 2.1 auf Seite 8).
Der Fluß $f_{\gamma/e}$wird mit der EPA (siehe Abschnitt 2.1) berechnet. $f_{\gamma/p}$ besitzt einen elastischen und einen inelastischen Anteil, die jeweils getrennt betrachtet werden. Der elastische Anteil ist nach [CCK+74, Kes75]:

$$f_{\gamma/p}^{\text{el}}(x) = \frac{\alpha}{\pi x} \int_{Q^2_{\text{min}}}^{Q^2_{\text{max}}} dQ^2 \cdot \left[(1-x) \frac{Q^2 - Q^2_{\text{min}}}{Q^4} \frac{G_E^2 + \frac{Q^2}{4m_p^2} G_M^2}{1 + \frac{Q^2}{4m_p^2}} + \frac{x^2}{2Q^2} G_M^2 \right] \tag{2.22}$$

wobei

$$\begin{aligned} Q^2_{\text{min}} &= \frac{m_p^2 x^2}{1-x}; \\ Q^2_{\text{max}} &\cong \frac{p_T^2}{1-x}; \\ G_E^2 &= \mu_p^{-2} G_M^2 \cong (1 + Q^2/Q_0^2)^{-4} \quad \text{mit } \mu_p = 2.79; \\ & \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad Q_0^2 = 0.8 m_p^2. \end{aligned}$$

Durch Integration erhält man daraus:

$$f_{\gamma/p}^{\text{el}}(x) = \frac{\alpha}{\pi x} \left[(1-x) I_1 + \frac{\mu_p^2}{2} x^2 I_2 \right] \tag{2.23}$$

mit

$$\begin{aligned} I_1 &= (1 + 4\eta_0) \ln \left(\frac{1+\eta_0}{\eta_0} \right) - \frac{17 + 59\eta_0 + 66\eta_0^2 + 24\eta_0^3}{6(1+\eta_0)^3}; \\ I_2 &= \ln \left(\frac{1+\eta_1}{\eta_1} \right) - \frac{11 + 15\eta_1 + 6\eta_1^2}{6(1+\eta_1)^3}; \\ \eta_0 &= \frac{0.8x^2}{1-x}; \qquad \eta_1 = \frac{1.25x^2}{1-x}. \end{aligned}$$

Der inelastische Beitrag $f_{\gamma/p}^{\text{inel}}(x)$ ist nach [CCK78]:

$$f_{\gamma/p}^{\text{inel}}(x) = \int_x^1 F_2^p(u) \frac{du}{u^2} e_{\text{q}}^{-2} f_{\gamma/p}^{\text{QPM}} \left(\frac{x}{u} \right), \tag{2.24}$$

wobei der Fluß im Quark-Parton-Modell

$$f_{\gamma/p}^{\text{QPM}} \left(\frac{x}{u} \right) = \frac{\alpha e_{\text{q}}^2}{\pi} \frac{u}{x} \int_{Q^2_{\text{min}}}^{Q^2_{\text{max}}} dQ^2 \cdot \left[\left(1 - \frac{x}{u} \right) \frac{Q^2 - Q^2_{\text{min}}}{Q^4} + \frac{x^2}{2u^2 Q^2} \right] \tag{2.25}$$

beträgt. Q^2 wird von $Q^2_{\mathrm{min}} = m_p^2 x^2/(1-x/u)$ bis $Q^2_{\mathrm{max}} \cong p_T^2/(1-x/u)$ integriert. Bei der folgenden Integration muß ein Schwellenwert Q_{a} beim inelastischen Anteil berücksichtigt werden, da mindestens ein Pion erzeugt wird. Weiterhin sollte der Integrand mit einem Faktor $Q^2/(Q^2+Q_{\mathrm{b}}^2)$ erweitert werden, um die Proton-Strukturfunktion bis zum Photoproduktionslimit ($Q^2 = 0$) extrapolieren zu können. So erhält man integriert:

$$f_{\gamma/p}^{\mathrm{inel}}(x) = \int_x^{1-\varepsilon} F_2^p(u)\frac{du}{u}\left[\left(1-\frac{x}{u}+\frac{x^2}{2u^2}\right) \cdot \ln\frac{p_T^2}{\tilde{Q}^2+Q_{\mathrm{b}}^2\left(1-\frac{x}{u}\right)} - \frac{m_p^2x^2}{Q_{\mathrm{b}}^2} \cdot \ln\frac{\tilde{Q}^2+Q_{\mathrm{b}}^2\left(1-\frac{x}{u}\right)}{\tilde{Q}^2}\right] \tag{2.26}$$

mit

$$\begin{aligned}\tilde{Q}^2 &= \mathrm{Sup}\,[m_p^2x^2,\ Q_{\mathrm{a}}^2(u-x)/(1-u)],\\ \varepsilon &= (1-x)Q_{\mathrm{a}}^2/p_T^2,\\ Q_{\mathrm{a}} &= (m_p+m_\pi)^2 \cong 0.28\mathrm{GeV}^2,\\ Q_{\mathrm{b}}^2 &\cong F_2(0)\mathrm{GeV}^2.\end{aligned}$$

Der zentrale Prozeß hat dann schließlich den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dp_T}^{\gamma\gamma\to l^+l^-}(\hat{s},p_T) = \frac{8\pi\alpha^2}{p_T\hat{s}}\frac{1-2\frac{p_T^2}{\hat{s}}}{\sqrt{1-4\frac{p_T^2}{\hat{s}}}}. \tag{2.27}$$

2.3.2. Drell-Yan Prozeß

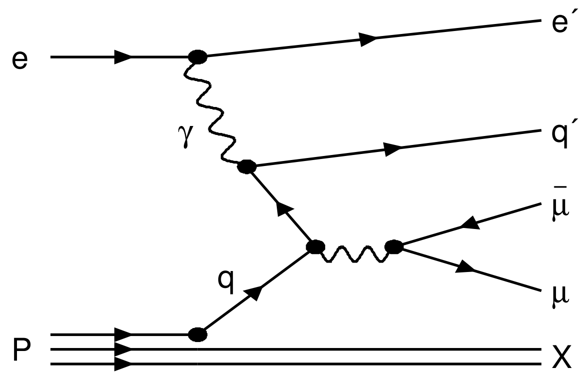

Abb. 2.18.: Graph für den Drell-Yan Prozeß

Beim Drell-Yan Prozeß, wie er in Abbildung 2.18 gezeigt wird, strahlt das Elektron ein Photon ab. Dieses bildet ein leichtes Quarkpaar. Während eines hadronisiert, annihiliert das andere mit einem Quark des Protons und bildet in diesem Fall das Myonpaar.

Für diesen Prozeß ep $\to X(\mathrm{e})\mu^+\mu^-$ ist der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T$:

$$\left[\frac{d\sigma}{dp_T}(s,p_T)\right]_{DY} = \sum_{q=u,d,s,c} \int_{x_{\min}}^{1} dx \int_{x'_{\min}}^{1} dx' \cdot \left[f_{q/p}(x,Q^2) + f_{\bar{q}/p}(x,Q^2)\right] \cdot f_{q/e}(x',Q^2) \; \frac{d\sigma}{dp_T}^{q\bar{q}\to\mu^+\mu^-}(\hat{s},p_T)\;, \tag{2.28}$$

$x_{\min}$ und $x'_{\min}$ sind wie in obiger Gleichung (2.28) definiert und $\hat{s} = xx's$ ist die quadrierte Masse des Leptonpaares. Für die Flüsse aus dem Proton $f_{q/p}$ und $f_{\bar{q}/p'}$ finden sich Parametrisierungen unter [DO84]. Der Fluß aus dem Elektron läßt sich folgendermaßen aufteilen:

$$f_{q/e}(x',Q^2) = \int_{y}^{1} \frac{du}{u} \quad f_{\gamma/e}(u) \quad f_{q/\gamma}\left(\frac{x'}{u},Q^2\right). \tag{2.29}$$

$f_{\gamma/e}$ wird auch hier mit der EPA (Seite 11) berechnet. $f_{q/\gamma}$ hingegen besteht aus einer punktförmigen und einer VDM Komponente [Nik80, OR78].
Der Drell-Yan Wirkungsquerschnitt $\sigma(q\bar{q} \to \mu^+\mu^-)$ ergibt sich daraus dann als [Ren81]:

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(\hat{s},p_T) = \frac{8\pi\alpha^2 p_T}{3} \quad \frac{1-2p_T^2/\hat{s}}{\sqrt{1-4p_T^2/\hat{s}}} \cdot \left[\frac{e_{\mathrm{q}}^2}{\hat{s}^2} + \frac{(a_{\mathrm{q}}^2+b_{\mathrm{q}}^2)(a_{\mathrm{l}}^2+b_{\mathrm{l}}^2)}{|D^2|} - 2\frac{e_{\mathrm{q}}a_{\mathrm{q}}a_{\mathrm{l}}Re(D)}{\hat{s}|D^2|}\right] \tag{2.30}$$

mit

$$D = \hat{s} - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z. \tag{2.31}$$

Werte für die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung $a_{\mathrm{q}}, b_{\mathrm{q}}, a_{\mathrm{l}}, b_{\mathrm{l}}$ finden sich auch unter [Ren81].
Der zweite und dritte Term in Gleichung (2.31) beschreiben den Z^0 Austausch und können vernachlässigt werden, da dieser erst bei großen P_T Werten maßgeblich wird.

2.3.3. Cabibbo-Parisi Effekt

Für den Cabibbo-Parisi Effekt ist bei ep $\to X(\mathrm{e})\,\mu^+\mu^-$:

$$\left[\frac{d\sigma}{dp_T}(s,p_T)\right]_{CP} = \int_{x_{\min}}^{1} dx \quad f_{e^+/p}(x) \quad \frac{d\sigma}{dp_T}^{e^+e^-\to\mu^+\mu^-}(\hat{s},p_T)\;. \tag{2.32}$$

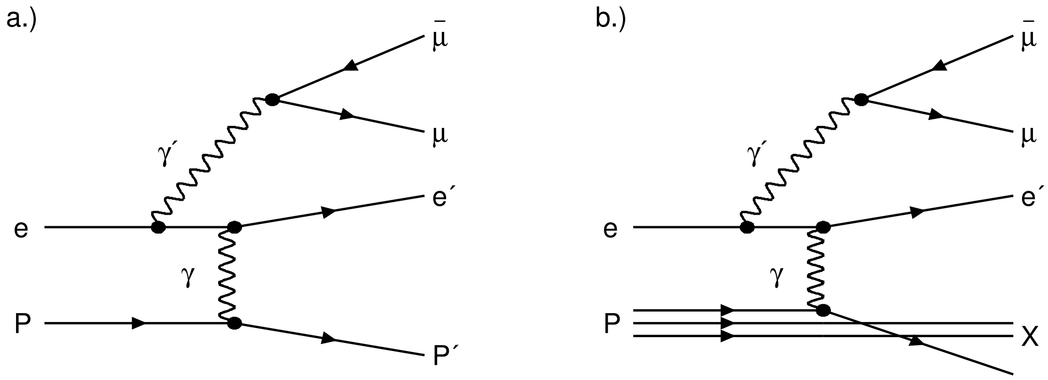

Abb. 2.19.: Feynman-Graph für den Cabibbo-Parisi-Effekt (Bremsstrahlung)

Auch hier ist $x_{\min}$ wie in (2.21) definiert und der Fluß setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$f_{e^+/p}(x) = \int_x^1 \frac{dv}{v} \int_{Q^2_{\min}}^{Q^2_{\max}} dQ^2 \quad \frac{df_{\gamma/p}}{dQ^2}(v, Q^2) \quad f_{e^+/\gamma}\left(\frac{x}{v}, Q^2\right); \tag{2.33}$$

$$Q^2_{\min} = \frac{m_p^2 v^2}{1-v};$$
$$Q^2_{\max} \cong \frac{p_T^2}{1-v}.$$

Der Fluß vom Proton ins Photon hat dabei wieder einen elastischen [Kes75] und einen inelastischen Anteil [Nik80, OR78]:

$$\frac{df_{\gamma/p}}{dQ^2} = \frac{f^{\text{el}}_{\gamma/p}}{dQ^2}(v, Q^2) + \frac{f^{\text{inel}}_{\gamma/p}}{dQ^2}(v, Q^2); \tag{2.34}$$

$$\frac{f^{\text{el}}_{\gamma/p}}{dQ^2}(v, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi v Q^2}\left[(1-v)\left(1 - \frac{Q^2_{\min}}{Q^2}\right)\left(1 + \frac{Q^2}{Q_1^2}\right)^{-4} + \frac{\mu_p^2}{2} v^2 \left(1 + \frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-4}\right]; \tag{2.35}$$

$$\frac{f^{\text{inel}}_{\gamma/p}}{dQ^2}(v, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi v Q^2} \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} \frac{du}{u} \quad F_2(u)\left[\left(1 - \frac{v}{u}\right)\left(1 - \frac{Q^2_{\min}}{Q^2}\right) + \frac{v^2}{2u^2}\right] \tag{2.36}$$

$$\cdot\, \Theta(Q^2 - uQ^2_{\text{a}}/(1-u)) \frac{Q^2}{Q^2 + Q^2_{\text{b}}}. \tag{2.37}$$

mit

$$u_{\min} = \frac{v}{1 - m_p^2 v^2/Q^2};$$

$$u_{\max} = \begin{cases} 1 & \text{für } Q^2 \leq p_T^2; \\ \text{Inf}\,[1,\ \frac{v}{1-p_t^2/Q^2}] & \text{für } Q^2 > p_T^2. \end{cases}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Myon-Paarproduktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ist dann noch:

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(\hat{s}, p_T) = \frac{8\pi\alpha^2 p_T(1 - 2p_T^2/\hat{s})}{\hat{s}^2\sqrt{1 - 4p_T^2/\hat{s}}} F_\mu(\hat{s}). \tag{2.38}$$

Dabei bildet $F_\mu(\hat{s})$ den zusätzlichen Term für Z^0-Austausch.

2.3.4. Physikalische Verteilungen

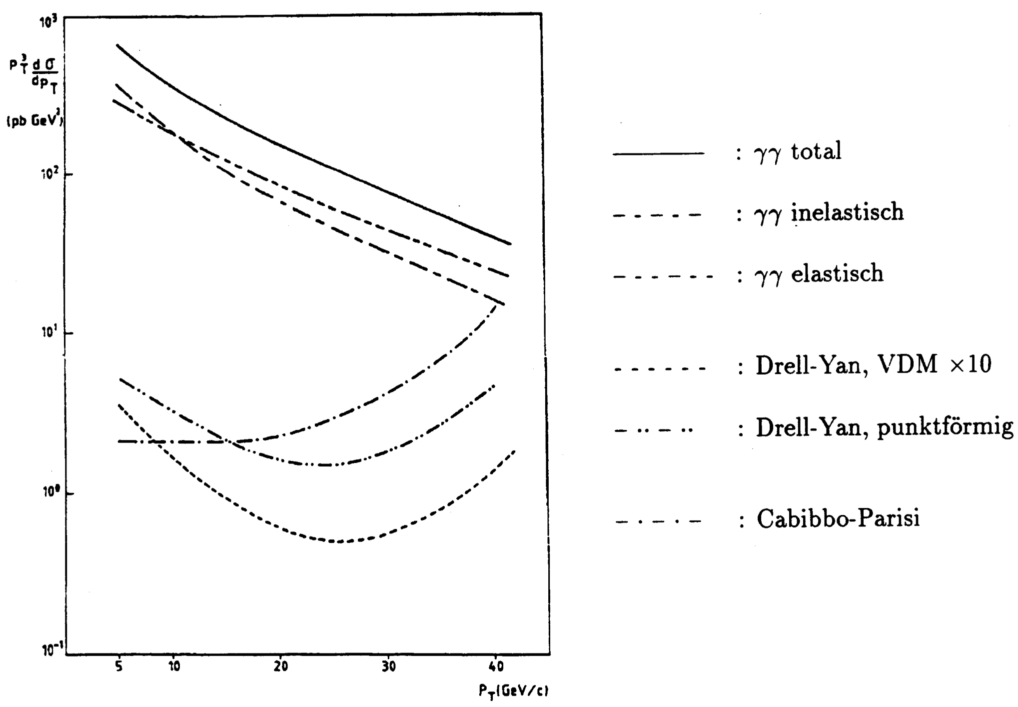

Abb. 2.20.: Wirkungsquerschnitte der diversen Prozesse, die zur Myonpaar-Erzeugung bei der $\gamma\gamma$-Streuung beitragen [ACK91]

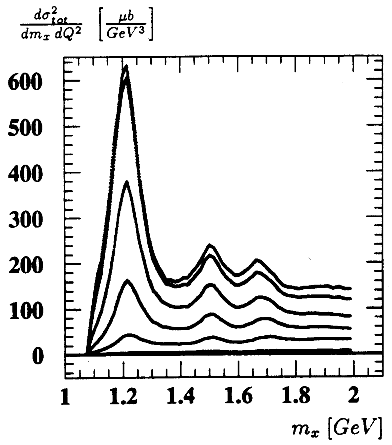

Abb. 2.21.: γp-Wirkungsquerschnitte relativ zur invarianten Masse des hadronischen Endzustandes für $Q^2 = 0.1; 0.2; 0.5; 1.0; 2.0; 5.0$ (von oben nach unten, [Dün94])

In Abbildung 2.20 sind die P_T Spektren für alle Prozesse aus dem vorherigen Abschnitt aufgetragen. Die VDM Komponente des Drell-Yan Prozesses wurde dabei mit einem Faktor 10 gewichtet und wird von der punktförmigen Komponente dominiert. Die Drell-Yan Prozesse schwanken je nach Wahl der Parametrisierungen von $f_{q/p}$ und $f_{q/\gamma}$ um 30%. Bei den $\gamma\gamma$-Prozessen fällt auf, daß der inelastische Anteil nicht zu vernachlässigen ist. Insgesamt liegen die Drell-Yan und Cabibbo-Parisi Anteil etwa 2 Größenordnungen unter den $\gamma\gamma$ Prozessen und werden deshalb nicht weiter berücksichtigt. Dies gilt auch für unterschiedliche Rapiditätsbereiche.

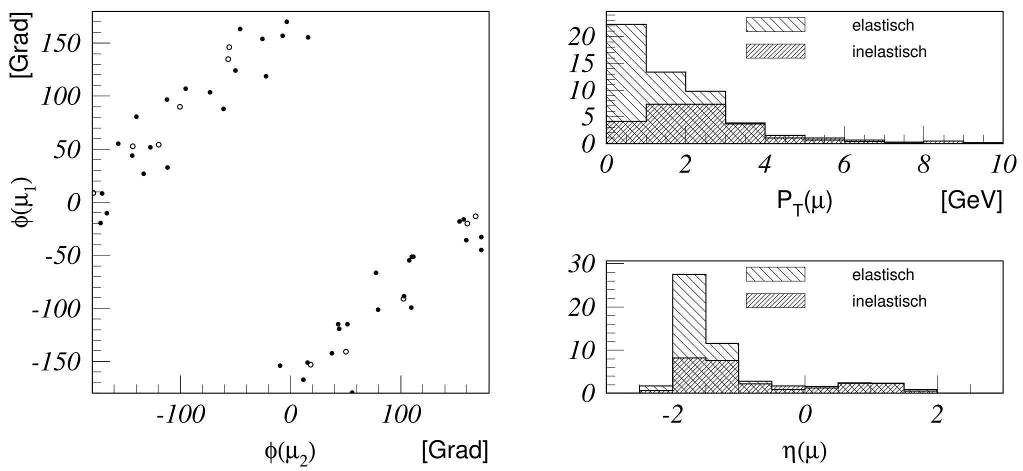

Abb. 2.22.: Kinematik der beiden Myonen aus QED-Paarbildung in den simulierten Daten. Es wurden die rekonstruierten Größen aufgetragen

In der Abbildung 2.22 sieht man einige physikalische Verteilungen der Myonen aus QED-Paarbildung (multiphere Prozesse). Die elastischen und inelastischen Anteile wurden hier übereinander aufgetragen. Man sieht, daß die elastischen Myonen im Mittel einen kleineren Impuls als diejenigen aus inelastischer Produktion haben und

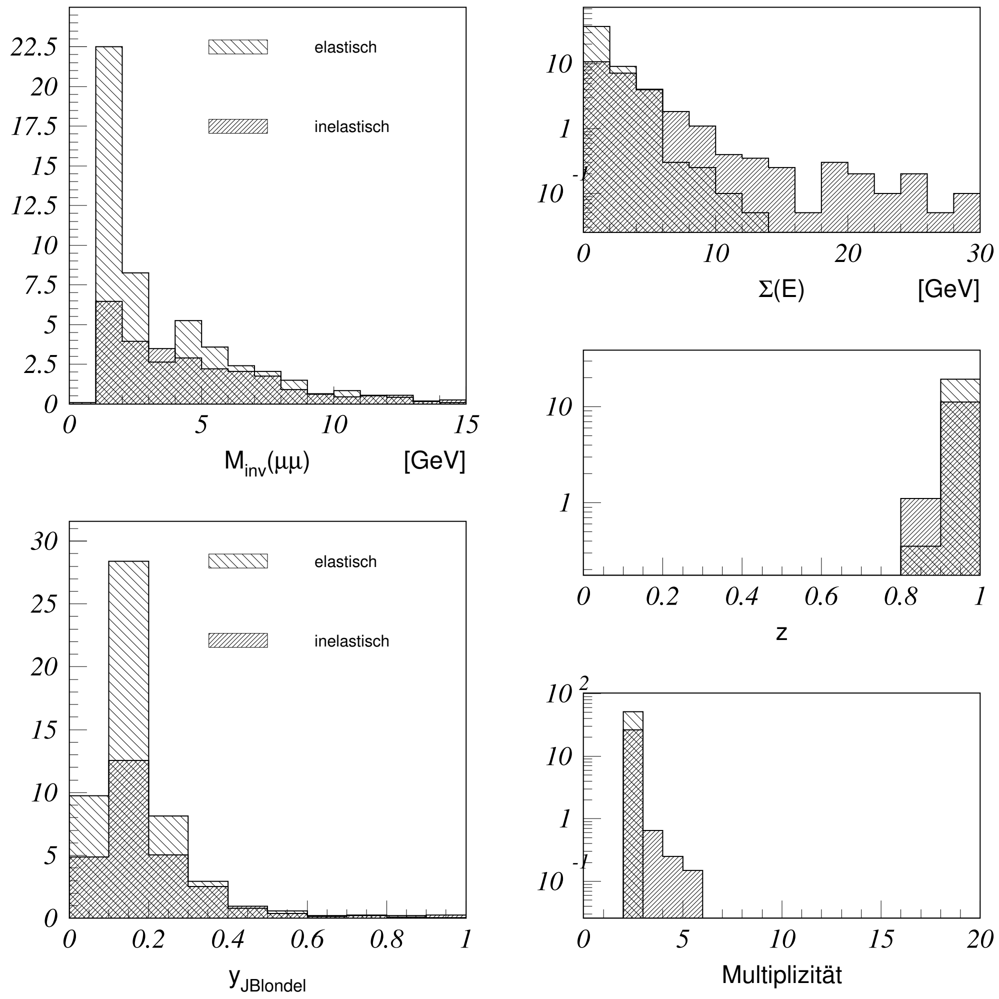

Abb. 2.23.: Ereigniskinematik von simulierten Myonen aus QED-Paarbildung. es wurden rekonstruierte Größen aufgetragen

stärker in rückwärtiger Richtung, also in Richtung des Elektronenstrahls, bei $\eta \approx -2$ konzentriert sind.
Betrachtet man die Ereigniskinematik in Bild 2.23, erkennt wie bei den Einzelimpulsen man auch hier, daß die invariante Masse der Myonen bei den elastischen Prozessen kleiner ist als bei der inelastischen Produktion. Bei beiden Ereignistypen werden meist nur 2 Spuren im Detektor registriert (logarithmische Skala!). Der Protonrest verschwindet bei den inelastischen Prozessen meist im Strahlrohr und kann nicht zur Unterscheidung herangezogen werden. Dieser Effekt äußert sich ebenso in der z-Verteilung, die fr beide Prozeßtypen bei hohen Werten liegt.

2.4. Signatur in Myonen aus Pion- und Kaonzerfällen

Myonen werden bei H1 im instrumentierten Eisen nachgewiesen. Neben den direkt entstandenen Myonen, wie sie in den vorhergehenden Abschnitten 2.1 bis 2.3 beschrieben worden sind, gibt es weitere Quellen für Spuren mit Myonsignatur:

- Geladene Pionen zerfallen nach $\approx 10^{-8}$ s nahezu ausschließlich in ein Myon und Neutrino ($\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu,\ \pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$). Das so entstandene sekundäre Myon behält oft die Flugrichtung des Pions und scheint dann nach der Rekonstruktion vom primären Vertex zu stammen. Somit wird es fälschlich als direktes Myon erkannt.
  Gleiches gilt für Kaonen, die zu 64% ebenfalls in ein Myon und entsprechendes Neutrino zerfallen.

- Pionen und Kaonen können auch das Kalorimeter durchqueren und direkt ins instrumentierte Eisen gelangen. Dort werden sie dann wiederum fälschlich als Myon identifiziert. Man spricht hier von *Punchthrough*.

Beim Durchfliegen von Materie verlieren Myonen ihre Energie durch Ionisation. Erst bei Energien über 10 GeV dominieren andere Prozesse wie Bremsstrahlung oder Elektron-Paarbildung. Daher kann die Myon-Trajektorie relativ genau vorhergesagt werden. Unsicherheiten ergeben sich aufgrund von Mehrfachstreuung und des Energieverlustes beim Durchgang durch Materie. Ein Myon kann also Materie relativ weit durchdringen. Um dies für physikalische Analysen ausnutzen zu können, muß man die beiden oben aufgeführten Anteile möglichst stark unterdrücken. Ein Myonspektrometer besteht deshalb üblicherweise aus einer zentralen Spurkammer, einem Kalorimeter zur Absorption der Hadronen und weiteren Spurkammern, die außerhalb des Kalorimeters liegen.
Im Wesentlichen werden zwei Merkmale zur Erkennung von Zerfallsuntergrund und Punchthrough benutzt:

- Die Spur in der zentralen Spurkammer hat einen Knick, der größer ist, als man ihn bei Vielfachstreuung erwarten würde. Oder die extrapolierte Spur der zentralen Spurkammer paßt nicht zu der rekonstruierten Spur im äußeren Myondetektor.

- Im Kalorimeter hat eine Wechselwirkung stattgefunden. Es wurde also Energie in der Nähe der extrapolierten Spur gefunden.

2.5. Myonen kosmischen Ursprungs und aus Restgasereignissen

Zusätzlich zu den Untergrundereignissen aus Abschnitt 2.4 gibt es Myonen, die nicht aus ep-Kollisionen stammen.

- Die harte Komponente der kosmischen Strahlung besteht aus Myonen, die mit einer Rate von $\approx 100/\mathrm{m}^2\mathrm{s}$ auf die Erdoberfläche treffen.
- Myonen entstehen aus Streuung von Protonen oder Elektronen an Restgasmolekülen im Strahlrohr.

Diese Art von Untergrundereignissen wird im Folgenden als *technischer Untergrund* bezeichnet.

Ein kosmisches Myon, das durch den Vertex fliegt, erscheint in der Rekonstruktion fälschlich als Myonpaar, bei dem die Myonen unterschiedlich geladen sind und in einem Winkel von $\Delta\phi = 2\pi,\ \theta_1 + \theta_2 = 2\pi$ zueinander stehen[3].
In der Analyse werden deshalb solche Spurpaare verworfen, die als Myonen identifiziert worden sind und bei denen es einen gemeinsamen Fit für beide Spuren gibt.
Der Anteil von kosmischen Myonen kann durch die *leeren Teilchenpakete* abgeschätzt werden. Der Detektor wird ausgelesen, obwohl sich keine Teilchenpakete in der Wechselwirkungszone befinden. Die so registrierten Ereignisse müssen kosmischen Ursprungs sein.

Die meisten Restgasereignisse entstehen durch Kollisionen von Gasmolekülen mit dem Protonstrahl. Der Anteil aus Elektronstrahlkollisionen kann vernachlässigt werden. Man sieht das am Anteil der *Pilot-Bunche*: Von den 168 Elektron- und 170 Protonpaketen wurden jeweils nur 153 zur Kollision gebracht. Die restlichen 15 bzw. 17 Teilchenpakete (Pilotbunche) passieren den Detektor, ohne ein anderes Paket zu durchkreuzen. Nahezu alle Reaktionen, die dabei am Wechselwirkungspunkt gemessen werden, passieren durch Streuung an Restgasmolekülen, die sich noch im Strahlrohr befinden.

[3] Das H1-Koordinatensystem wird in Bild 3.4 gezeigt

2.6. Vergleich der zu erwartenden Raten

$Q\bar{Q}$ Zerfall			J/ψ Zerfall			QED Myonpaare		
Prozeß	σ [nb]	$N_{\max}$	Prozeß	σ [nb]	$N_{\max}$	Prozeß	σ [nb]	$N_{\max}$
$C\bar{C}_{\mathrm{dir}}$	1000	145	J/ψ_{inel}	5	100	$\mathrm{QED}_{\mathrm{el}}$	97	240
$C\bar{C}_{\mathrm{aufg}}$	400	10	J/ψ_{el}	10	200	$\mathrm{QED}_{\mathrm{inel}}$	7	130
$B\bar{B}_{\mathrm{dir}}$	10	30				$\mathrm{QED}_{\mathrm{ges}}$	104	370
$B\bar{B}_{\mathrm{aufg}}$	4	3				DY + CP	< 1	< 5

Tab. 2.4.: Wirkungsquerschnitte σ_{ep} der wichtigsten Prozesse zur Erzeugung von Myonpaaren bei HERA. Bei den Quarkpaaren und J/ψ-Mesonen sind die Wirkungsquerschnitte zur Produktion der Quarks (Mesonen) angeben. Das Verzweigungsverhältnis in Myonen beträgt pro Quarkpaar $\approx 1\%$, für die $J/\psi \approx 6\%$. Bei den QED-Paaren ist $\sigma(\mathrm{ep} \to \mu^+\mu^-)$ angegeben. Die Abschätzung der erwarteten Ereignisse $N_{\max}$ stellt eine obere Grenze von Myonpaaren dar, die tatsächlich im Detektor registriert werden können.

In Tabelle 2.4 werden die Raten und Ereigniszahlen verglichen, mit denen Myonpaare bei den besprochenen Prozessen produziert werden. Die Wirkungsquerschnitte sind totale Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Myonpaaren bei ep Kollisionen. Die Raten geben die Maximalanzahl von *sichtbaren* Myonpaaren an, also von Myonen in einem Phasenraum, in dem sie auch tatsächlich im Detektor nachgewiesen werden können. Die Zahlenwerte stammen aus theoretischen Arbeiten und aus Messungen bei H1 [Wag96, Sch96a, Sch96b, Wie91]. Sie wurden auf die 1994 gemessene Datenmenge von $\approx 3\,\mathrm{pb}^{-1}$ normiert.

Der größte erwartete Anteil von Myonpaaren stammen aus QED-Paarbildungs Prozessen mit fast 400 sichtbaren Myonpaaren. Trotzdem die inelastisch produzierten Myonpaare einen etwa 10mal kleineren Wirkungsquerschnitt besitzen, ist die erwartete Rate fast genauso hoch wie bei den elastischen Paaren. Der Anteil von weniger als 5 Myonpaaren, die durch den Drell-Yan und Cabibbo-Parisi Effekt gebildet worden sind, liegt um 2 Größenordnungen darunter und kann vernachlässigt werden [ACK91, Dün94].

Bei den offenen $C\bar{C}$- und $B\bar{B}$-Paaren dominieren die direkten Prozesse gegenüber der aufgelösten Produktion. Ihre Rate beträgt nur etwa 10-20% der direkten Ereignisse. Der Wirkungsquerschnitt von C-Quarks ist etwa 100mal höher als für die schwereren B-Quarks. Verlangt man jedoch die Entstehung zweier *sichtbarer* Myonen, liegt nur noch ein Faktor 20 dazwischen. Das liegt daran, daß die beim B-Zerfall entstehenden C-Quarks auch in Myonen zerfallen können. So beträgt die Wahrscheinlichkeit für die Produktion zweier Myonen beim B-Zerfall 6.2%, bei den C-Quarks 1.2%. Außerdem haben die Myonen der schwereren B-Quarks im Mittel einen höheren Transversalimpuls und können somit leichter nachgewiesen werden [DG95].

Bei der J/ψ Produktion schließlich dominieren die Myonpaare aus Zerfall elastisch produzierter J/ψ's. Die erwartete Ereignisrate ist etwa doppelt so hoch wie bei den inelastisch durch Boson-Gluon Fusion entstandenen Mesonen.

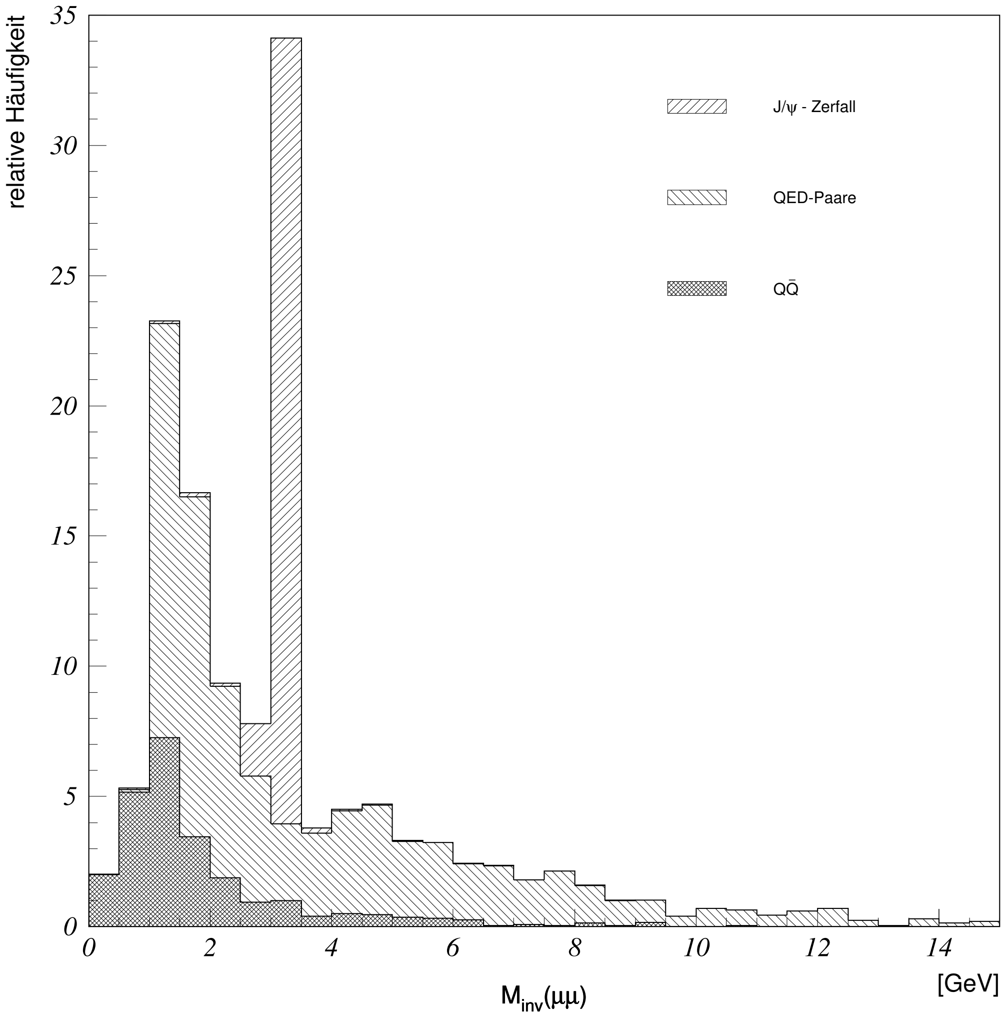

Abb. 2.24.: Invariante $\mu^+\mu^-$-Masse: die unterschiedlichen physikalischen Anteile wurden addiert

In Abbildung 2.24 werden die invarianten Massen $M_{\mu^+\mu^-}$ von Myonpaaren von der Monte-Carlo Vorhersage der drei oben beschriebenen physikalischen Prozessen aufgetragen. Untergrundereignisse, wie sie im letzten Abschnitt erwähnt worden sind, werden hier nicht berücksichtigt.
Die Myonen müssen nur sehr weiche Schnitte erfüllen und im Wesentlichen eine gut rekonstruierbare Spur im Detektor hinterlassen. Man sieht, daß der Detektor erst ab $\approx 1\,\mathrm{GeV}$ invarianter Masse sensitiv ist. Myonen aus offenen Quarkpaaren und aus

$\gamma\gamma$ Kollisionen ergeben ab $M_{\mu^+\mu^-} > 1\,\mathrm{GeV}$ eine stetig abfallende Verteilung – der kleine Anstieg zwischen 4–5 GeV ist auf Detektoreffekte zurückzuführen und taucht bei generierten Daten nicht auf. Deutlich ist bei $M_{\mu^+\mu^-} \approx 3.1\,\mathrm{GeV}$ die J/ψ Resonanz zu sehen.
20% der Ereignisse stammen aus offener Q$\bar{\mathrm{Q}}$ Produktion, 25% aus Zerfällen gebundener Zustände und 55% aus QED-Paarbildung.

Zur Betrachtung des Untergrundes kann man die Ladungen der Myonpaare heranziehen. Während im Untergrund aus Punch-Through und Zerfall sowohl gleichladige als auch ungleichladige Myonpaare vorhanden sind, gibt es bei Myonpaaren aus QED-Prozessen und J/ψ-Zerfall nur Paare mit entgegengesetzter Ladung. Bei den Myonen aus B$\bar{\mathrm{B}}$ Zerfällen können auch gleichnamige Paare entstehen.
Eine Abschätzung Untergrundes ergibt eine Rate von etwa 1000 Ereignissen mit Myonpaaren, bei denen eines aus Zerfall oder Punchthrough stammt und im Akzeptanzbereich des Detektors liegt [Fee91].

3. Das Experiment

Der Speicher-Ring HERA (**H**adron **E**lektron **R**ing**a**nlage) ist der weltweit erste, in dem 30 GeV Elektronen (oder Positronen) mit 820 GeV Protonen frontal zur Kollision gebracht werden. Dadurch wird eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV erzielt – einige Größenordnungen mehr als bei herkömmlichen Fixed-Target-Experimenten. Dort müßte man dafür einen 50 TeV Elektronenstrahl auf ein ruhendes Wasserstoff-Target lenken, um die gleiche Schwerpunktsenergie zu erreichen.

Nach Baubeginn im April 1984 und Fertigstellung im November 1990 gelangen die ersten Kollisionen im Oktober 1991. Die beiden Experimente, H1 und ZEUS, konnten ab 31. Mai 1991 Ereignisse aufzeichnen.

3.1. Der HERA Speicherring

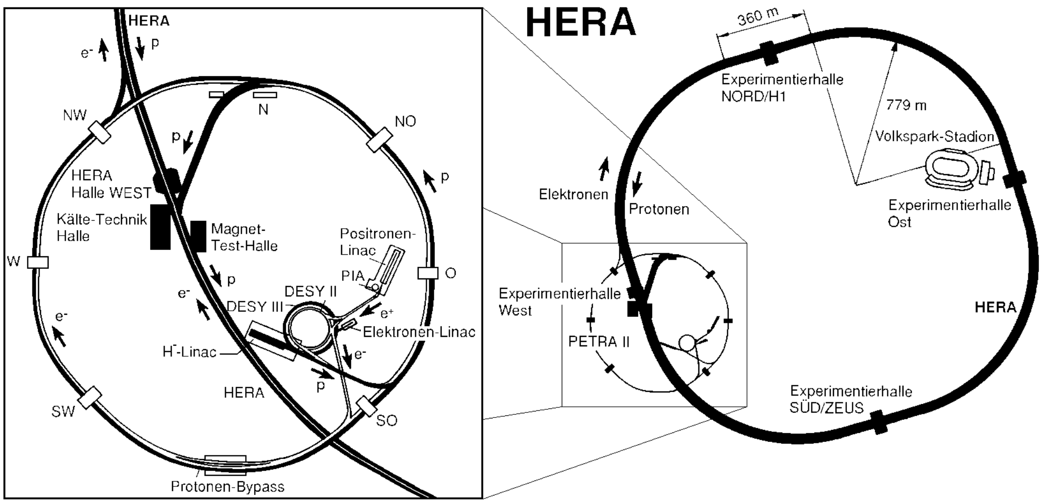

Abb. 3.1.: Der HERA Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern.

	p-Ring		e-Ring	Einheiten
Nominalenergie	820		30	GeV
Energiebereich	300-820		10-33	GeV
Schwerpunktsenergie		314		GeV
$Q^2_{\max}$		98.400		GeV^2
Luminosität		$1.5{\cdot}10^{31}$		cm^{2}s^{-1}
Wechselwirkungspunkte		4		
Umfang		6336		m
Magnetfeld	4.65		0.165	T
Injektionsenergie	40		14	GeV
Teilchenstrom	163		58	mA
Teilchengesamtanzahl	$2.1{\cdot}10^{13}$		$0.8{\cdot}10^{13}$	
Bunchanzahl		210		
Zeit zw. Wechselwirkungen		96		nsec
Strahlgröße σ_x	0.29		0.26	mm
Strahlgröße σ_y	0.07		0.07	mm
Strahlgröße σ_z	11		0.8	mm
Energieverlust/Umlauf	$1.4{\cdot}10^{-10}$		127	MeV
Gesamt RF Energie	1		13.2	MW
RF Frequenz	52.033/208.13		499.667	MHz

Tab. 3.1.: Designparameter von HERA (vgl [Wol86])

Aufgrund der unterschiedlichen Massen von Elektronen und Protonen wurden für HERA zwei völlig voneinander unabhängige Ringe zum Beschleunigen und Speichern der jeweiligen Teilchen gebaut.

Bei gegebenem Ringdurchmesser wird die maximal erreichbare Elektronenergie durch den Energieverlust aufgrund von Synchrotronstrahlung und bei den Protonen durch das maximale Magnetfeld der Ablenkungsmagneten definiert. Dies führt im Fall von HERA zu einer Asymmetrie der Energien beider Maschinen.

Seit 1994 werden anstelle der Elektronen Positronen benutzt, die weniger mit dem Restgas im Strahlrohr wechselwirken. Die daraus resultierende bessere Strahlqualität führt zu einer höheren Strahllebensdauer und größerer spezifischer Luminosität.

In Tabelle 3.1 werden einige Parameter von HERA zusammengefaßt. Neben dem HERA-Speicherring gibt es ein System von 8 Vorbeschleunigern (Abbildung 3.1):
H^- Ionen werden in einem speziellen Linearbeschleuniger (LINAC) auf 50 MeV beschleunigt und dann im Synchrotron DESYIII zu Teilchenpaketen (Bunche) zusammengefaßt, die danach wiederum auf 7.5 GeV beschleunigt werden. In PETRA, einem umgebauten Speicherring, wird die Energie der Bunche dann auf 40 GeV erhöht, bevor sie in HERA injiziert werden.
Die Positronen werden in einem anderen LINAC mit 400 MeV erzeugt und im Akku-

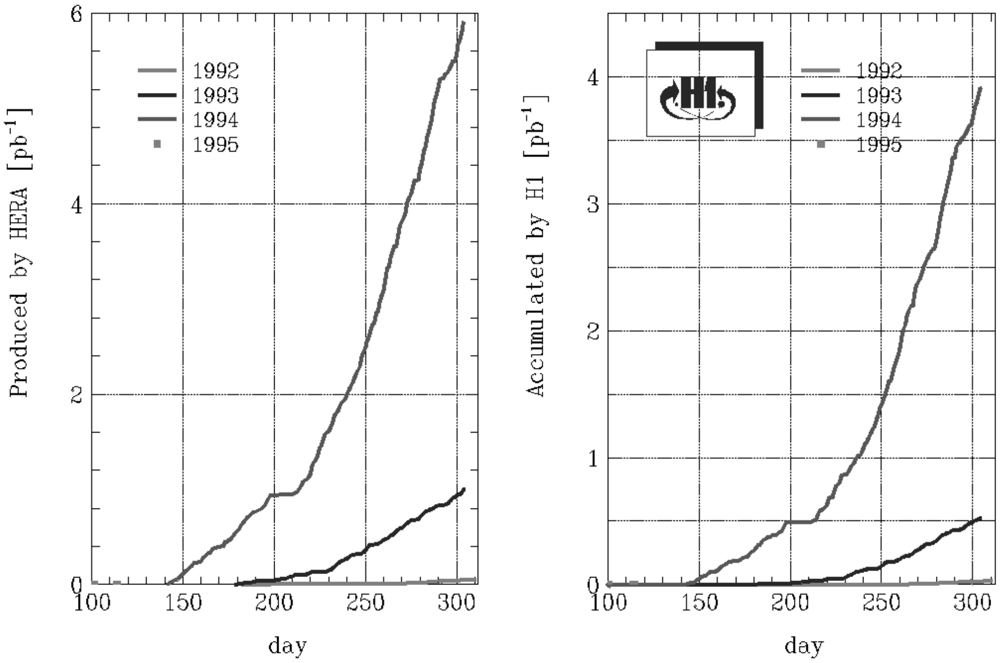

Abb. 3.2.: Integrierte Luminosität von HERA und H1 während der Runperioden 1992, 1993 und 1994 [Lev95a]

mulatorring PIA zu Bunchen zusammengefaßt. Sie gelangen dann in DESYII, wo sie eine Energie von 9 GeV erhalten. In PETRA werden sie auf 14 GeV beschleunigt und von dort in HERA weitergeleitet. Idealerweise soll das Füllen jeweils 15–20 Minuten dauern.

Die Teilchenpakete in den beiden Ringen haben einen Abstand von 96 nsec. Sie sind so plaziert, daß nicht alle miteineinander kollidieren, d.h: von den 170 Proton und 168 Positron Bunchen, die 1994 in den jeweiligen Ringen waren, sind nur 153 zur Kollision gebracht worden und haben zur Luminosität beigetragen. Die übrigen 17-p und 15-e Bunche haben beim Durchqueren der Experimente keine Kollisionen mit anderen Bunchen gehabt und können deshalb benutzt werden, den Untergrund aus Wechselwirkungen mit dem Restgas im Strahlrohr abzuschätzen. Sie werden als Pilotbunche bezeichnet (siehe auch Abschnitt 2.5).

Um die Positronen bei 30 GeV auf der vorgesehenen Bahn zu halten, braucht man ein Magnetfeld von 0.165 T. Das läßt sich mit konventionellen Magneten realisieren. Durch die einfach gewickelten Dipol-Magnete fließt dabei ein Strom von 6767 A. Die Feldstärke der Magneten zur Ablenkung der Protonen hingegen beträgt 4.65 T. Dies wird mit supraleitenden Magneten realisiert.

3.2. Der H1-Detektor

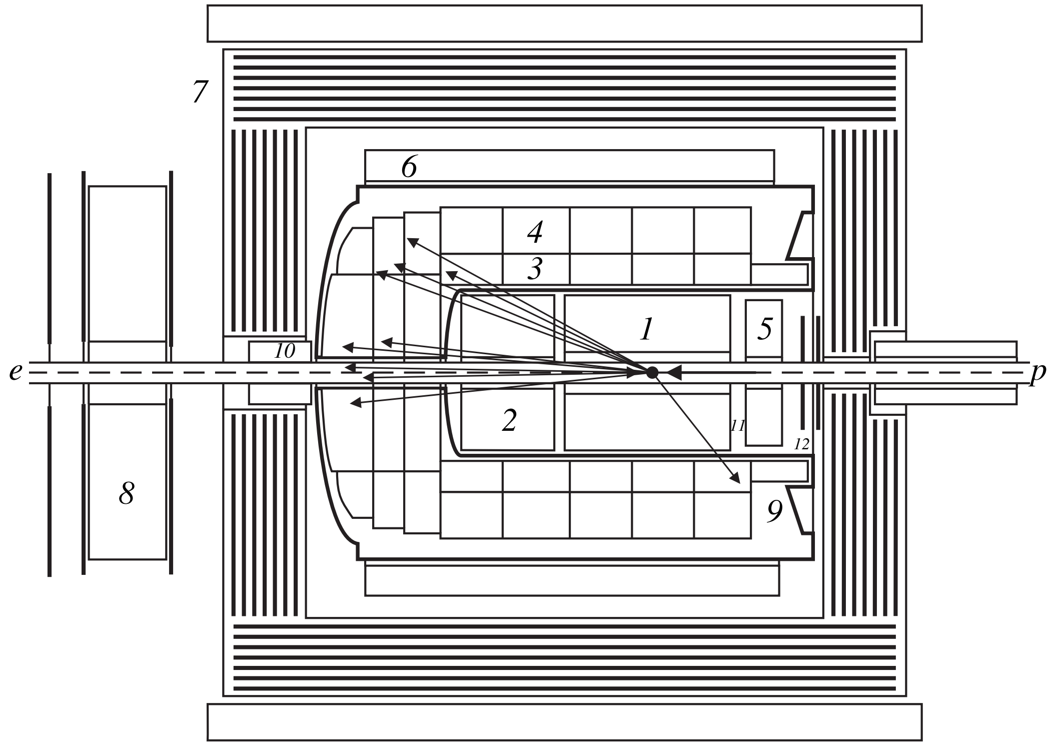

Abb. 3.3.: Aufriß des H1-Detektors [Sch93]

Der zentrale Gesichtspunkt bei der Konzeption der beiden HERA Detektoren H1 und ZEUS war es, die kinematischen Größen der Streuprozesse möglichst genau zu messen.

Bei tiefinelastischer Wechselwirkung mit neutralem Strom sind das die folgenden vier Größen: Energie und Winkel des gestreuten Elektrons sowie Energie und Winkel des getroffenen Quarks, also des resultierenden hadronischen Jets.

Für diese Aufgabe haben beide Detektoren die folgenden Hauptmerkmale [A$^+$96a]:

- Identifikation und Messung von Leptonen, insbesondere Messung der Energie und Richtung des Strahlelektrons; Trennung von Elektronen und Hadronen. Identifikation von Myonen.
- Messung des hadronischen Energieflusses: Um Jets gut auflösen zu können, muß das Kalorimeter fein genug unterteilt sein, den Wechselwirkungspunkt möglichst gut umschließen (Hermetizität) und gut zu kalibrieren sein.

- Eine gute Spurrekonstruktion in einem Magnetfeld ist wichtig zur Ladungsbestimmung der Elektronen, zur Impulsbestimmung und für topologische Jetanalysen.

Abbildung 3.3 zeigt den H1-Detektor als Längsschnitt. Die zentrale Spurkammer (Nr.1 in Abb. 3.3) und der Vorwärts-Spurendetektor (2) sind am dichtesten am Wechselwirkungspunkt gelegen. Die Teilchen sollen möglichst wenig Materie durchquert haben, um ihre Nachweis-Wahrscheinlichkeit zu erhöhen und ihre Impulse besser bestimmen zu können. Die Impuls-Bestimmung wird durch eine supraleitende Magnetspule mit 6 m Durchmesser ermöglicht, die mit einem Magnetfeld von 1.2 T die geladenen Teilchen in der xy-Ebene ablenkt (vgl. Abbildung 3.4).

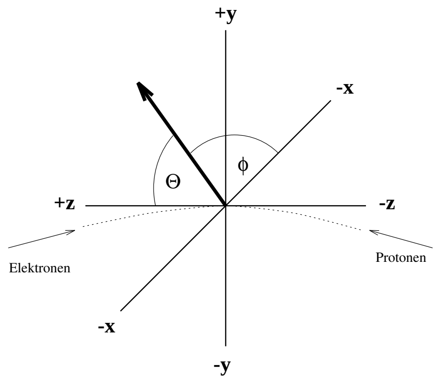

Abb. 3.4.: Das H1 Koordinatensystem: z zeigt in Richtung des Protonstrahls, x zum Ringmittelpunkt und y nach oben. θ ist der Polar- und ϕ der Azimutwinkel

Zwischen der Spule und den Spur-Detektoren liegt noch das fein segmentierte Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter, das aus einem elektromagnetischen Teil (3) mit Blei als Absorber und einer hadronischen Komponente (4) mit Stahlabsorber besteht. Die Dicke des elektromagnetischen Teils liegt zwischen 20 und 30 Strahlungslängen – die Gesamtdicke beider Teile beträgt 4.5–8 Wechselwirkungslängen.
Das gestreute Elektron soll bei tiefinelastischen Prozessen mit $Q^2 \geq 4\,\mathrm{GeV}^2$ im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (5) nachgewiesen werden. Für Elektronen aus Ereignissen mit kleinem $Q^2 < 0.02\,\mathrm{GeV}^2$ gibt es den Luminositätsdetektor, der sich 33.4 m weiter in -z-Richtung befindet. Als weiteres Kalorimeter befindet sich im Vorwärts-Bereich das PLUG (10), das einen Azimutwinkel von $0.7^0 < \theta < 3.3^0$ überdeckt.
Außerhalb des Kalorimeters liegt das instrumentierte Eisen (7), das zum einen zur Rückführung des Magnetfeldes der H1-Spule dient. Zum anderen sind in den Eisen-Schlitzen Streamerrohrkammern zur Myon-Identifikation untergebracht. Außerdem können durch aufgesetzte Pads hadronische Schauer, die den Magneten passiert haben, erfaßt werden.
Myonen, die den Detektor unter kleinem Winkel ($3^0 < \theta < 17^0$) in Vorwärtsrichtung verlassen, werden im Vorwärts-Myonen Detektor (8) registriert.

3.2.1. Das Spurkammersystem

Die H1-Spurkammern dienen gleichzeitig als Trigger, zur Rekonstruktion von Jets mit hoher Teilchendichte sowie zur Rekonstruktion von Impuls und Winkel einzelner

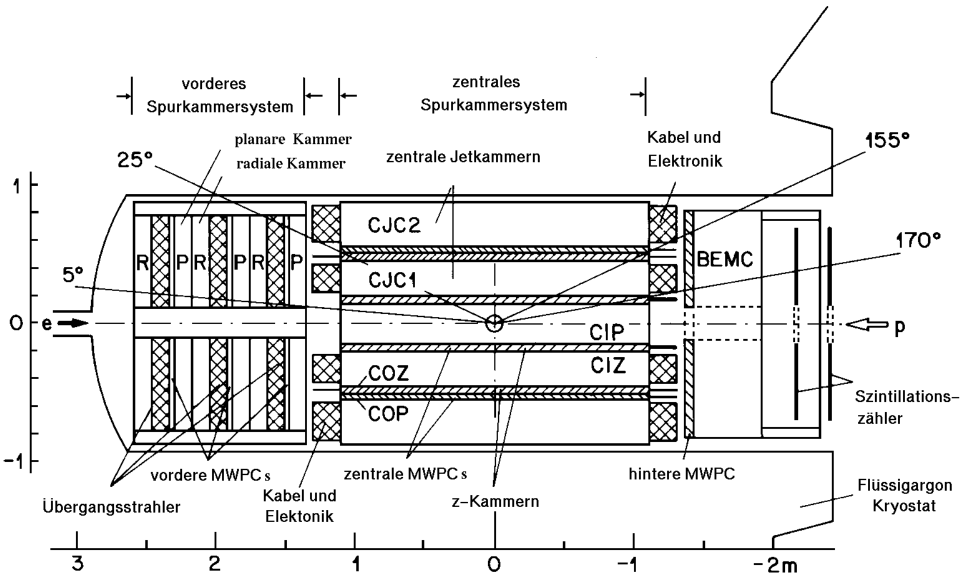

Abb. 3.5.: Seitlicher Aufriß des Spurkammersystems [A+96a]

geladener Spuren. Für diese wird eine Auflösung von $\sigma_p/p^2 \approx 3 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{GeV}^{-1}$ und $\sigma_\theta \approx 1\,\mathrm{mrad}$ erreicht.
Aufgrund der unterschiedlichen Energie des Elektron- und des Protonstrahls gibt es sehr viele Spuren unter kleinem Winkel θ in Proton-Richtung. Um trotzdem eine genügende Genauigkeit über den gesamten Polarwinkelbereich zu erreichen, wurde das Spurkammersystem in einen Zentral- und einen Vorwärts-Bereich aufgeteilt, die getrennt voneinander betrieben werden und sich im Aufbau wesentlich voneinander unterscheiden (Abb. 3.5).
Im Zentralbereich basiert die Spurrekonstruktion auf Daten zweier konzentrischer Driftkammern *CJC1* und *CJC2*. Die Drähte verlaufen hier parallel zur Strahlachse. Mit diesen Kammern wird in der $r\phi$-Ebene eine Auflösung von $170\,\mu$m erreicht. In z-Richtung hingegen erhält man durch zeitlichen Vergleich der Signale an beiden Drahtenden lediglich eine Auflösung von $\pm 2\,$cm. Aus den Signalen dieser Kammern wird der Transversalimpuls P_T der Spuren sowie ihr Energieverlust dE/dx bestimmt. Um die z-Koordinate der Spur besser bestimmen zu können, gibt es zwei weitere dünne Driftkammern, die zentrale innere und die zentrale äußere z-Kammer (*CIZ* und *COZ*). Die CIZ-Kammer befindet sich zwischen CJC1 und Strahlrohr, die COZ-Kammer zwischen den beiden Spurkammern CJC1 und CJC2. Die Drähte sind hier radial zur Strahlachse gespannt, die Driftrichtung verläuft parallel zu ihr. Es wird eine Auflösung von $300\,\mu$m in z und $\approx 5^0$ in ϕ erreicht.
Spuren, die einen Polarwinkel von $\theta < 30^0$ besitzen, können nicht mehr die gesamte $r\phi$-Ebene des Magnetfeldes durchfliegen. Um dennoch eine möglichst große Rekonstruktionsgenauigkeit zu erreichen, wurde das vorwärtige Spurkammersystem

aus drei nahezu identischen Supermodulen mit folgenden Komponenten aufgebaut: Jedes Modul hat drei planare Draht-Driftkammern zur genauen θ-Messung, eine Proportionalkammer für den Trigger und eine radiale Draht-Driftkammer für die $r\phi$-Koordinate.
Der Trigger wird über den gesamten Winkelbereich mit Vieldraht Proportionalkammern (*MWPC*) realisiert. Durch Koinzidenzen der Signal dieser Kammern möchte man Spuren selektieren, die vom nominalen Vertex stammen (vgl. 3.2.6). Im zentralen- und Vorwärtsbereich erfolgt die Auslese über Pads. Das sind Halbleiterplatten, die über den Drähten der Proportionalkammern angebracht sind. Sie liefern ein Signal, wenn durch ein Teilchen in den Kammern unter ihnen ein elektrisches Feld aufgebaut wird.

3.2.2. Das Kalorimeter

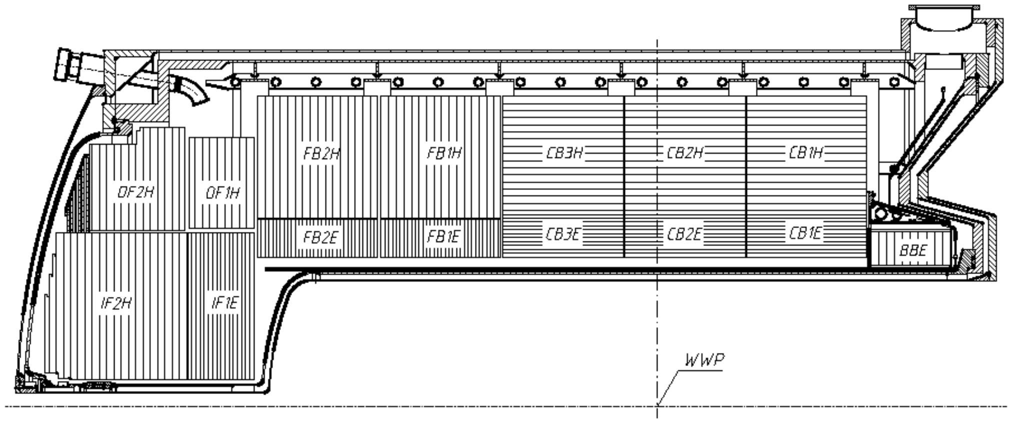

Abb. 3.6.: Seitlicher Aufriß des Flüssig-Argon Kalorimeters [A+96a]

Das Kalorimeter [B+95, BW94, A+93] wird in einer seitlichen Ansicht in Bild 3.6 dargestellt. Es befindet sich innerhalb des H1-Magneten und ist aus Flüssig-Argon (LAr) mit dazwischenliegendem Absorbermaterial aufgebaut. Das LAr Kalorimeter besteht aus einer hadronischen und in Strahlnähe aus einer elektromagnetischen Komponente.

Letztere hat Bleiplatten als Absorber. Bei einer Dicke von 20–30 Strahlungslängen X_0 werden elektromagnetische Kaskaden vollständig eingeschlossen. Die Energieauflösung beträgt $\frac{\sigma_E}{E} = 12\%\sqrt{E}^{-1}$ bei einer Stabilität von 1%.

Der hadronische Teil hat zur Absorption Stahlplatten mit einer Gesamtdicke von 5–7 hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Die Auflösung beträgt hier $\frac{\sigma_E}{E} = 55\%\sqrt{E}^{-1}$ mit einer Stabilität von 2%.

Das H1-Kalorimeter ist nicht-kompensierend, Elektronen und Hadronen haben also ein unterschiedliches Ansprechverhalten. Man unterscheidet hadronische und elektromagnetische Schauer anhand ihrer longitudinalen und transversalen Entwicklung und wichtet die Kalorimeter-Zellen nachträglich.

Das LAr Kalorimeter ist auf einen Winkelbereich von $4^0 < \theta < 154^0$ beschränkt. Deshalb gibt es zusätzlich das Vorwärts-Kalorimeter PLUG, das Hadronen messen kann, die unter kleinem Winkel $\theta \leq 0.6^0$ den Strahl verlassen. Das Rückwärts-Kalorimeter BEMC soll hingegen das gestreute Elektron bei Prozessen der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung nachweisen. Es überdeckt eine Bereich von $151^0 < \theta < 177^0$ und ist aus 22.5 Strahlungslängen (bzw. 0.97λ) Blei mit dazwischenliegenden Szintillatoren aufgebaut.

3.2.3. Das instrumentierte Eisen und Myon-System

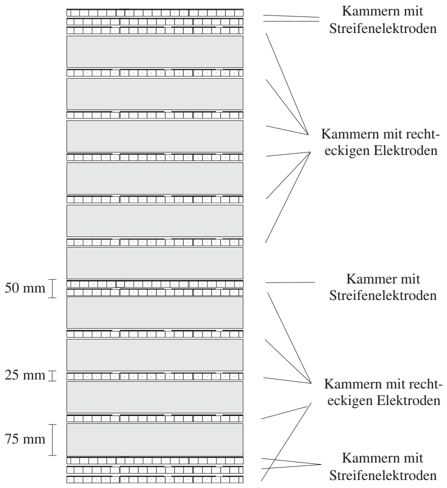

Abb. 3.7.: Schnitt durch das instrumentierte Eisen mit den Streamer-Kammern

Das instrumentierte Eisen, das die Magnetspule umgibt, hat im wesentlichen drei Funktionen: Es dient zunächst der Rückführung des durch die Spule erzeugten Magnetfeldes. Weiterhin soll es in seiner Funktion als *Tailcatcher* hadronische Schauer, die aus dem inneren Kalorimeter und der Spule herauslecken, messen und schließlich der Identifikation von Myonen dienen, die als minimalionisierende Teilchen aus dem H1-Detektor herausfliegen können. Beim semileptonischen Zerfall schwerer C- und B-Quarks liegen diese in oder in der Nähe eines hadronischen Jets, von dem sie durch das Myon-System unterschieden werden sollen. Der Schauer wird größtenteils vom Kalorimeter und der Spule absorbiert, so daß das durchdringende Myon im Eisen registriert werden kann.

Abbildung 3.7 zeigt einen Schnitt durchs Eisen. Es hat 9 Schlitze, in denen sich Streamer Kammern (LST) befinden. Zusätzlich sind innen und außen drei weitere Lagen von LST Kammern installiert. Eine solche Lage ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Sie bestehen aus rechteckigen Kunststoffprofilen mit 1 cm Kantenlänge, die innen mit Graphit beschichtet sind. In der Mitte verläuft ein Kupfer-Beryllium Draht. Jeweils 16 Drähte werden von der Auslesehardware zusammengefaßt. Oben auf den Drähten befinden sich kupferne Influenzelektroden. Bei fünf Lagen pro Modul sind dies 5 cm breite Streifen senkrecht zu den Drähten, die der Ortsbestimmung beim Teilchendurchgang dienen. Die anderen Lagen besitzen Kupferplatten von 28-50 cm Kantenlänge, die als Kalorimeter Hadronschauer messen sollen.

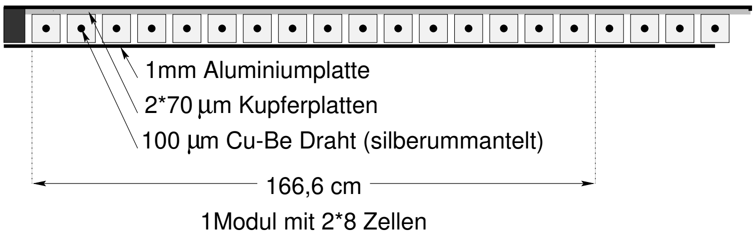

Abb. 3.8.: Aufbau eines LST Profils im Eisen

3.2.4. Das Luminositätssystem und der Elektron Detektor

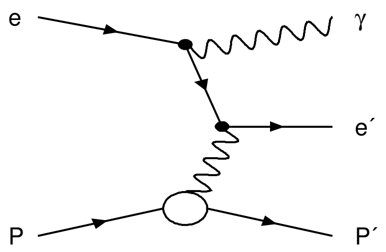

Abb. 3.9.: Der Bethe-Heitler Bremsstrahlungs Prozeß

Die Luminosität $\mathcal{L}$ wird mittels der Bethe-Heitler Bremsstrahlung gemessen: ep $\rightarrow$ eγp. Dies ist ein QED-Prozeß, von dem der Wirkungsquerschnitt genau bekannt ist. Bild 3.9 zeigt den entsprechenden Feynman-Graphen.

Den hauptsächlichen Untergrund bilden Restgasereignisse. Er kann mit Hilfe der Elektron Pilotpakete abgeschätzt werden und beträgt etwa 10% der Rate aus der ep-Streuung. Die Luminosität ist dann mit einer Genauigkeit von etwa 2%:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\text{tot}} - (I_{\text{tot}}/I_0)R_0}{\sigma_{\text{vis}}}$$

mit

$$\begin{aligned} R_{\text{tot}}, I_{\text{tot}} &: \text{Rate und Strom aller Bremsstrahlungsereignisse;} \\ R_0, I_0 &: \text{Rate und Strom der Elektron-Pilotpakete;} \\ \sigma_{\text{vis}} &: \text{„sichtbarer“ Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt} \\ & \text{ mit Akzeptanzen und Effizienzen.} \end{aligned}$$

Das System besteht aus einem Elektron- und einem Photon-Detektor (*ET* und *PD*), die das gestreute Elektron und das erzeugte Photon nachweisen sollen. Diese verlassen den zentralen H1-Detektor unter einem sehr kleinen Winkel ($\theta \cong \mathcal{O}(m/E) \approx 17\,\mu$rad) in Richtung des Elektronstrahls. Um diese kleinen Winkel abzudecken, wurden die beiden Detektoren dicht am Strahlrohr möglichst weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt installiert: Der ET bei $z = -33.4$ m, der PD bei $z = -102.9$ m. Es

handelt sich um Hodoskope aus kristallinen Čerenkov Zählern, die die Teilchen völlig absorbieren.
Neben der Luminositätsmessung dienen diese Detektoren zur Strahlkontrolle von HERA, zur Energiemessung von Elektronen und Photonen, die unter kleinem Winkel den Detektor verlassen und auch zum Erkennen von Photoproduktionsereignissen (vgl. Kapitel 2). Bei letzteren können Ereignisse mit $Q^2 < 0.02\,\mathrm{GeV}^2$ vom ET in einem Energieintervall von $0.2 < E_{e'}/E_e < 0.8$ erkannt werden. PD und Vetowand (Abs. 3.2.5) werden dabei als Veto benutzt.
Weiterhin liefert dieses System auch L1 Triggerelemente (Abs. 3.2.6). Man kann eigene Schwellenwerte für die jeweiligen Transversalenergien in den Detektoren setzen und erhält so die Triggerelemente: $E_{\mathrm{ET}} > E_{\mathrm{ET}}^{\mathrm{thr}}$ und $E_{\mathrm{PD+VC}} > E_{\mathrm{PD+VC}}^{\mathrm{thr}}$.

3.2.5. Flugzeit-System und Veto-Wand

Bei diesen Detektorsystemen handelt es sich um Szintillatorarrays im rückwärtigen Teil des Detektors. Sie dienen hauptsächlich dazu, in der Triggerstufe L1 Untergrund zu unterdrücken, der aus dem Protonstrahl resultiert (vgl. 2.5 und 3.2.6).
Das Flugzeitsystem *TOF* besteht aus zwei 3cm dicken Szintillatorebenen, die hinter dem BEMC bei $z = -1.95\,\mathrm{m}$ bzw. $z = -2.25\,\mathrm{m}$ senkrecht um die Strahlachse herum angebracht worden sind. Hier besitzen Untergrundsignale, die aus dem Protonbunch resultieren, eine zeitliche Differenz von $\approx 13\,\mathrm{nsec}$ gegenüber Signalen aus ep-Kollisionen. Die Wahl der Zeitfenster für Untergrund und Signal trägt somit maßgeblich zur Effizienz des TOF-Zählers bei. In der Run-Periode 94 beginnt das Untergrund-Fenster 18 nsec vor dem Mittelwert der Untergrundverteilung und hat eine Dauer von 25 nsec. Das Signal-Fenster beginnt 1 nsec nach Ende des Untergrundfensters und ist 13.1 nsec lang.
Bei der Veto-Wand handelt es sich um zwei weitere doppelte Szintillatorebenen, die bei $z = -6.5\,\mathrm{m}$ und $z = -8.1\,\mathrm{m}$ installiert worden sind. Die kleinere innere Veto-Wand ist $90 \times 100\,\mathrm{cm}^2$ groß. Geladene Teilchen werden durch Koinzidenz zweier Szintillatoren dieser Ebene mit einer Zeitauflösung von $\pm 3\,\mathrm{nsec}$ erkannt. Die äußere Vetowand ist $5 \times 4\,\mathrm{m}^2$ groß und überdeckt die innere Wand sowie nahezu das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter. Die Zeitauflösung für Koinzidenzen beträgt hier $\approx 8\,\mathrm{nsec}$ und wird durch die unterschiedlichen Lichtwege innerhalb der großen Szintillatorfläche dominiert.

3.2.6. Trigger und Datenauslese

Der Trigger soll aus der Vielzahl von Detektorsignalen diejenigen herausfiltern, die von einer ep-Kollision stammen, und Untergrundsignale unterdrücken. Die wichtigsten Quellen für Untergrund sind dabei Synchrotronstrahlung des Elektron-Strahls, Restgasereignisse (vgl. 2.5) und Protonen, die das Strahlrohr berühren und so Teilchenschauer erzeugen. Weiterhin gibt es kosmische Myonen, die mit einer Rate von ≈ 700 Hz das instrumentierte Eisen treffen.

Der häufigste physikalische Prozeß, die Photoproduktion (vgl. 2) mit einer Rate von $20 - 30\,\mathrm{Hz}$[1], steht somit einer Untergrundrate von mehreren Kilohertz gegenüber.
Um diese physikalische Signal aus dem hohen Untergrund herausfiltern zu können, wurde das H1-Triggersystem vierstufig ausgelegt. Die erste Triggerstufe fällt alle 96 nsec, also bei jeder Kollision, eine Entscheidung. Dies geschieht innerhalb von $2.5\,\mu$s.
Die zweite und dritte Triggerstufe sind in der Run-Periode 1994 lediglich im Testbetrieb gewesen und werden deshalb hier nur kurz vorgestellt. Bei ihnen stehen weitere Triggersignale zur Verfügung, die logisch miteinander verknüpft werden und jeweils feinere Detektorauflösungen liefern. Die dritte Stufe wird mittels eines neuronalen Netzes von RISC-Prozessoren realisiert, während die zweite Stufe aus speziell gefertigter Elektronik besteht. Eine Triggerentscheidung wird von ihnen in 20μs bzw. 800μs gefällt.
Bei der vierten Stufe L4, der Filterfarm, handelt es sich um einen reinen asynchronen Software-Trigger, der aus MIPS R3000 Prozessoren aufgebaut ist. Hier stehen die kombinierten Rohdaten des Ereignissen zur Verfügung, so daß jetzt die volle Detektorauflösung ausgenutzt werden kann. Es gibt 32 parallel arbeitende Prozessorboards, die jedes Ereignis so lange rekonstruieren, bis eine Triggerentscheidung gefällt werden kann.

Die L1 Triggerstufe

Die Funktionsweise der ersten Triggerstufe L1 ist schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt:
Die zentrale Triggerlogik CTL erhält synchron zum HERA-Taktsignal, also zu den einzelnen ep-Kollisionen, Informationen aus den Subdetektoren mit ihren jeweiligen Triggersystemen, die sie in Pipelines zwischenspeichert. Sie läuft bei 10 MHz in Phase mit der HERA-Hochfrequenz und fällt nach spätestens $24 \cdot 96$ nsec die Entscheidung, ob das Ereignis permanent abgespeichert werden soll.

Aufgrund dieser knappen Zeitspanne können für die Analyse der Triggerelemente keine Prozessoren benutzt werden, sondern es wird mit Hilfe von Look-Up-Tables[2] entschieden, ob die einzelnen Pipelines angehalten werden und das Ereignis ausgelesen wird.
Das primäre Auslesen ist nach etwa 1-2 msec beendet und Subdetektoren und Pipelines werden wieder freigegeben. Die weitere Datenauslese und -formatierung wird dann asynchron und parallel durchgeführt. Ein spezieller Prozessor, der Event Builder, sammelt die Information der Subdetektoren und konstruiert daraus das Gesamtereignis.

[1]Dieser Wert gilt bei einer Design-Luminosität von $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$.
[2]Look-Up-Tables sind Tabellen, in denen die Verknüpfungen zwischen den einzelnen Trigger Elementen festgeschrieben sind

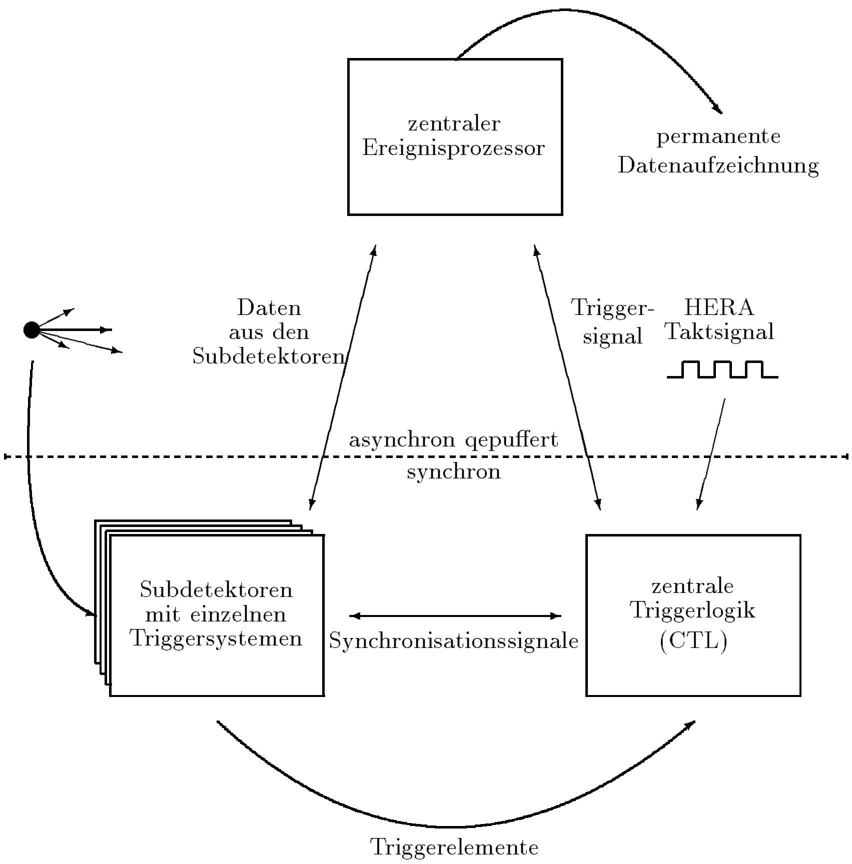

Abb. 3.10.: Schematischer Aufbau der H1-Datenauslese mit dem L1-Trigger.

Insgesamt gibt es neun unterschiedliche Triggersysteme, die jeweils auf den Informationen der Subdetektoren basieren [A+96a]. Für diese Arbeit relevant sind die folgenden:

Rückwärtiges Flugzeitsystem TOF: Dieses Signal wird aus den beiden rückwärtigen Szintillatorwänden (Abschnitt 3.2.5) hinter dem BEMC gewonnen. Restgasereignisse und Reaktionen der Protonen mit dem Strahlrohr erzeugen Teilchenschauer, die diese beiden Ebenen durchfliegen. Es gibt ein Zeitfenster für Untergrund (ToF_BG) und für ep-Wechselwirkungen (ToF_IA). Bei dem ToF_BG handelt es sich um das einfachste und effektivste Verfahren zur Untergrunderkennung. Dieses Element wird deshalb für die meisten physikalischen Trigger als Veto eingesetzt.

z-Vertex Trigger: Aus der zentralen und der ersten vorwärtigen Proportionalkammer (vgl. 3.2.1) wird die z-Position des Ereignisvertex entlang der Strahlrichtung abgeschätzt. Ein Partikel aus der Wechselwirkungszone durchdringt vier Kammerlagen: entweder die CIP und COP Doppellagen oder CIP und die erste Vorwärts-Proportionalkammer. Mit Hilfe des *Rayfinders* werden diejenigen vier Padsignale, die auf einer geraden Linie liegen, zu einem *Ray* zusammengefaßt. Insgesamt werden pro Wechselwirkung 34400 verschiedene Rays untersucht. Danach werden die z-Koordinaten der jeweiligen Rays über einen z-Bereich von 86 cm in 16 Bins histogrammiert. Bei einem Ereignis, das am nominalen Vertex stattgefunden hat, erhält man so signifikante Verteilungen. Aus diesen Verteilungen werden die Triggerelemente zVTX-t0, zVTX-sig1, zVTX-sig2 abgeleitet, die sich in ihren Schwellenwerten bei den Histogrammeinträgen unterscheiden.

Vorwärts Ray Trigger: Auch hier werden, wie beim z-Vertex Trigger, Rays aus den Signalen der Vorwärts- und Zentral-Proportionalkammern gesucht. Radial erfolgt die Aufteilung in 16 ϕ-Sektoren, zu denen jeweils 32 mögliche Padkombinationen gehören. Ein Triggersignal wird geliefert, wenn mindestens eine Kombination gefunden wurde (Ray_T0). Andere Triggerelemente werden bei bestimmten Topologien aktiviert.

Rückwärtige Proportionalkammer Trigger: Wenn mehr als drei Sektoren des hinteren Viertels der CIP angesprochen haben, wird ein Restgasereignis vermutet und das CIP-backward Element gesetzt, das als Veto genutzt werden kann.

Zentrale Spurkammer Trigger: Dieser Trigger sucht Spuren in der CJC, die maximal 2 cm radial von der Strahlachse entfernt sind. Um eine schnelle Triggerinformation zu gewährleisten, werden lediglich 10 Lagen unabhängig von der normalen Datennahme über einen Schwellenwert-Komparator ausgelesen. Innerhalb der 96 nsec des HERA-Taktsignals kann eine Auflösung von 5 mm erreicht werden. Durch Vergleich mit vorgegebenen Masken werden die Treffer Spuren zugeordnet. Durch verschiedene Schwellenwerte und Topologien werden aus ihnen die DCRphi Triggerelemente gebildet.

Myon Trigger des instrumentierten Eisens: Das Zentrale Myonsystem ist in 4 Subsysteme aufgeteilt, die aus jeweils 16 Modulen mit meist 16 Lagen bestehen (vgl. 3.2.3). Die Signale der Ebenen 3, 4, 5, 8 und 12 werden jeweils „verodert“. Diese 5 Triggersignale eines Moduls können für jedes Modul beliebig kombiniert werden, beispielsweise: 3 von 5 Lagen haben angesprochen.

Die L4 Triggerstufe

Eine letztendliche Entscheidung kommt von der vierten Triggerstufe L4, einer Prozessorfarm, die das Gesamtereignis analysiert und Daten mit einer Maximalrate von etwa 10 Hz permanent auf Band schreibt. Sie besteht aus 32 Prozessorboards (MIPS R3000), die asynchron jeweils ein Ereignis bearbeiten. Dazu stehen die Rohdaten mit

der kompletten Detektorauflösung zur Verfügung.
Um möglichst schnell eine Entscheidung treffen zu können, ist der L4-Algorithmus in verschiedene Module aufgeteilt, die zur Verifikation der jeweiligen L1 Trigger dienen. Dazu wird spezieller L4-Code benutzt oder Module aus der Standard Offline Rekonstruktion, die nicht so schnell sind. 1994 wurden so 30% aller physikalischen L1-Trigger akzeptiert [Pro95]. Von denjenigen Ereignissen, die durch ein L1-Myontriggerelement ausgelesen wurden, verwarf die Filterfarm 4% als kosmische Myonen, 3% als Restgasereignisse und 4% aufgrund mangelhafter Spurqualität im Eisen (vgl. Abschnitt 5.1).

3.2.7. Die Datenspeicherung

Zur Speicherung sämtlicher Daten wird beim H1-Experiment das BOS-System benutzt, ein intern entwickeltes Software-Paket, das eine dynamische Speicherverwaltung ermöglicht [Blo90]. Im Zusammenspiel mit dem Ein- und Ausgabepaket FPACK [Blo92] wird ein System zur Verfügung gestellt, mit dem alle Daten von der H1-Datenauslese bis zur endgültigen Offline-Datenanalyse einheitlich auf allen am Experiment benutzten Rechnertypen bearbeitet werden können.
Die Daten, die direkt vom zentralen Ereignisprozessor geliefert werden, bezeichnet man als Rohdaten. Sie werden nahezu online von einem SGI-Challenge Rechner mit 18 Prozessoren rekonstruiert. Dazu benötigt ein Prozessor etwa 1.5 Sekunden pro Ereignis, so daß mit der Rate der Datennahme von 10 Hz Schritt gehalten werden kann.
Während der 1994er Datennahme wurden so $7 \cdot 10^7$ Ereignisse aufgezeichnet und rekonstruiert. Durch Einteilung in physikalische Klassen und durch Anwendung von Untergrundfiltern erreicht man eine Reduktion auf 20-35% der ursprünglichen Ereignisanzahl.

4. Die Datennahme

4.1. Runbedingungen 1994

1994 wurde bei HERA mit $6\,\mathrm{pb}^{-1}$ die integrierte Luminosität gegenüber dem Vorjahr versechsfacht. Zum einen gelang das durch etwa dreifach höhere Strahlströme und weniger technische Ausfälle beim Betrieb. Zum anderen war die Umstellung des Elektronringes auf den Betrieb mit Positronen sehr erfolgreich. Der Elektronenstrahl hatte, vermutlich durch Wechselwirkung mit positiv geladenen Teilchen im Strahlrohr, eine sehr viel kürzere Lebensdauer als ursprünglich konzipiert. Die Problematiken traten nach der Umstellung nicht mehr auf und die Strahllebensdauer der Positronen entsprach mit durchschnittlich 10 Stunden den Erwartungen aufgrund des Vakuumdrucks.
Auch aufgrund einer effizienteren Datennahme konnte H1 so gegenüber 1993 eine etwa 10fach höhere nutzbare Luminosität aufzeichen.

Eine genaue Aufstellung der erreichten Strahlwerte findet sich in Tabelle 4.1. Dort ist mit *Lumi.(HERA gesamt)* die von HERA produzierte Luminosität gemeint, bei der die Strahlen ihre Maximalenergie besitzen. Haben Proton- und Lepton-Strahl diese Energie erreicht, werden sie noch etwas optimiert, und danach können die Detektoren eingeschaltet werden. *HERA phys.* bezeichnet die Phase, in der ein stabiler Strahl vorliegt, der von den Experimenten genutzt werden kann, und *H1-Runs* ist der Anteil, bei dem der Detektor eingeschaltet worden ist. Weitere Verluste treten durch Totzeit-Korrekturen (*H1-gated*) auf. Für physikalische Untersuchungen tatsächlich genutzt wird letztendlich nur noch der Anteil *H1-phys.*

Dieser Anteil der von HERA gelieferten Luminosität wird permanent auf Magnetbändern gespeichert. Man unterscheidet hier noch gute, mittlere und schlechte Runs, die durch die Strahlqualität und eingeschaltete Detektorkomponenten definiert werden. Für diese Arbeit wurden alle guten und mittleren Runs benutzt, bei denen die für den Trigger notwendigen Detektoren[1] eingeschaltet waren (*HV-corr*).

[1] Im Einzelnen sind das die folgenden Detektorkomponenten: Zentrale- und Vorwärtsspurkammern, Zentrale Proportionalkammern, Argon-Kalorimeter, Rückwärtiges elm. Kalorimeter, Veto-Zähler, Myon-Detektor.

	e^-p Runs 22.05.-17.07.	e^+p Runs 28.07.-01.11.	gesamt
HERA Füllungen	116	169	285
aufgezeichnete H1-Runs	1141	1816	2957
mittlere Rundauer [sec]	1115	1620	
Lumi. (HERA gesamt) [nb^{-1}]	938.21	4977.43	5915.64
Lumi. (HERA physik.) [nb^{-1}]	846.21	4664.58	5510.79
Lumi. (H1-Runs) [nb^{-1}]	714.23	4111.74	1125.97
Lumi. (H1-gated) [nb^{-1}]	532.03	3509.62	4041.65
Lumi. (H1-physik.) [nb^{-1}]	492.51	3424.00	3916.51
Gute H1-Runs [nb^{-1}]	420.05	2873.43	3293.48
Mittlere H1-Runs [nb^{-1}]	72.45	550.57	623.02
Gute+mittl. H1-Runs [nb^{-1}]	492.50	3424.50	3917.00
Gute H1-Runs, HV-corr. [nb^{-1}]	370.29	2463.12	2833.41
Mittlere H1-Runs, HV-corr. [nb^{-1}]	18.34	380.25	398.59
Gute+mittl. H1-Runs HV-corr. [nb^{-1}]	388.63	2843.37	3232.00
Gute H1-Runs, HV+Sat-corr. [nb^{-1}]	353.66	2331.86	2685.52
Mittl. H1-Runs, HV+Sat-corr. [nb^{-1}]	17.51	361.73	379.24
Gute+mittl. H1-Runs, HV+Sat-corr. [nb^{-1}]	371.17	2693.59	3064.76
Maximale Lumi. [$cm^{-2}s^{-1}$]	$2.40\cdot10^{30}$	$4.30\cdot10^{30}$	
Mittlere Lumi. [$cm^{-2}s^{-1}$]	$0.57\cdot10^{30}$	$1.40\cdot10^{30}$	
Maximale spez. Lumi. [$cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}$]	$6.01\cdot10^{29}$	$5.20\cdot10^{29}$	
Mittlere spez. Lumi. [$cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}$]	$3.37\cdot10^{29}$	$3.62\cdot10^{29}$	
Maximaler Protonstrom [mA]	47.0	53.8	
Mittlerer Protonstrom [mA]	28.55	41.02	
Maximaler Leptonstrom [mA]	29.4	30.9	
Mittlerer Leptonstrom [mA]	10.49	17.00	
Teilchenpakete	$153 * 153$	$153 * 153$	
Proton Pilotbunche	17	17	
Lepton Pilotbunche	15	15	

Tab. 4.1.: Luminosität während der Runperiode 1994. Weitere Erläuterungen zu den verwandten Abkürzungen im Text auf Seite 54.

Zusätzlich wurden Effekte durch die Satelliten-Bunche korrigiert (*HV+Sat-corr*). Die Proton Bunche werden in ihrer Länge auf den Sollwert von $\sigma_z = 11\,\mathrm{cm}$ komprimiert. Ein Bruchteil der Protonen liegt jetzt nicht mehr innerhalb dieser Hauptbunche, sondern bildet Satellitenbunche, die in einem Abstand von 19.2 nsec oder 4.8 nsec zu den Hauptbunchen liegen. Die integrierte Luminosität muß diesbezüglich korrigiert werden [Lev95b]. Man erhält so letztendlich eine Datenmenge von

$$\mathcal{L} = 3065 \pm 147\,\mathrm{nb}^{-1}, \tag{4.1}$$

die für diese Analyse zur Verfügung steht.

4.2. Selektion der Di-Myon-Ereignisse

Von den permanent auf Festplatte gespeicherten *CDST6-Daten* (siehe Abschnitt 3.2.7) wurden Ereignisse mit mindestens zwei Myonen nach sowohl technischen als auch physikalischen Kriterien selektiert.

1. Es gibt mindestens zwei Spuren im Eisen, die mit einer Spur eines der inneren Detektoren verbunden (gelinkt) werden konnten. Die Links und die dazugehörigen Spuren müssen die folgenden Kriterien erfüllen, um als Myonkandidaten zu gelten.
   - Die Link-Probability P_{χ^2} beschreibt die Qualität des Links zwischen den Spuren. Sie muß einen Mindestwert von $P_{\chi^2} > 10\%$ haben (vgl. [Fal93]); die gelinkten Spuren dürfen im Azimutwinkel nicht mehr als $\Delta\phi < 180°$ abweichen.
   - Es werden nur Spuren der inneren Spurkammern berücksichtigt, die durch den Vertex führen (Vertex-assoziiert). Außerdem soll jede Spur entweder 10 Hits in der zentralen Spurkammer CJC haben, oder es müssen mindestens zwei Radialmodule der vorderen Spurkammer angesprochen haben.
   - Die Eisen-Spur muß Treffer in mindestens drei inneren Eisen-Lagen haben. Ihre Extrapolation in der y,z-Ebene darf nicht mehr als $\rho \leq 100\,\mathrm{cm}$ am Vertex vorbeiführen.
2. Das Ereignis erfüllt folgende Bedingungen (siehe auch Abbildung 4.1):
   - Der z-Vertex liegt einem Bereich von $|z_{\mathrm{run}} - z_{\mathrm{event}}| < 20\,\mathrm{cm}$. Dadurch sollen Restgasereignisse und Ereignisse von kosmischen Myonen ausgeschlossen werden.
   - $y_{\mathrm{JB}} > 0.2$ oder $z > 0.2$: Ein weiterer Schnitt gegen Restgasereignisse[2].

[2] $y_{\mathrm{JB}} = \frac{\sum_{Hadronen}(E-P_z)}{2\cdot E_{Strahllepton}}$; $Z = \frac{\sum_{\mu}(E-P_z)}{\sum_{Hadronen}(E-P_z)}$

- Kosmische Myonen werden zusätzlich durch Test einer besonderen Spuranpassung (siehe Abschnitt 2.5) sowie durch ein Zeitfenster unterdrückt: Der Ereignis-Zeitpunkt muß in einem Intervall $475 < T_0 < 525$ liegen. Die Einheit ist $n/1000 \cdot 96$ nsec.
- Einer der Myontrigger hat angesprochen. Die für den Trigger erforderlichen Detektor-Komponenten sind eingeschaltet.

3. Das Ereignis muß die folgenden physikalischen Schnitte erfüllen:

   - Der höchste Anteil von Untergrundmyonen liegt bei kleinen Impulsen und im rückwärtigen Detektorbereich (siehe Bild 4.6). Deshalb wird verlangt, daß beide Myonen einen Mindestimpuls von $P \geq 1.0$ GeV und einen Mindesttransversalimpuls von $P_T \geq 0.5$ GeV haben, und in einem Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 155°$ liegen.
   - Es liegt Photoproduktion vor: Der BEMC-Trigger, der das gestreute Elektron für $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ registriert, hat nicht angesprochen. Außerdem ist das rekonstruierte $Q^2_{\mathrm{rek.}} < 4\,\mathrm{GeV}^2$.

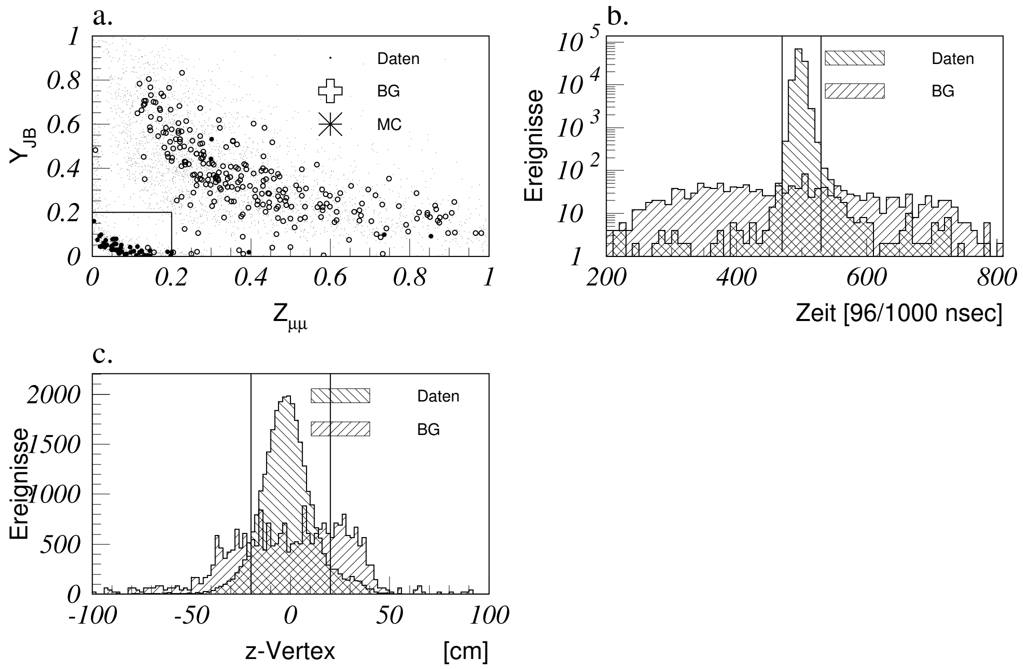

Abb. 4.1.: Ereignisschnitte: Die Verteilungen sind nicht normiert, und der Untergrund wurde anhand des Bunchtyps identifiziert. a.) Unterdrückung der Restgasereignisse durch $y_{\mathrm{JB}} > 0.2$ oder $z > 0.2$. b.) Kosmische Ereignisse werden durch ein Zeitfenster $475 < T_0 < 525$ reduziert. c.) Begrenzung des Z-Vertex auf $|Z_{run} - Z_{Ereignis}| < 20$ cm reduziert Restgas- und Kosmischen Untergrund

In Abbildung 4.1 sieht man einige Verteilung, die die Unterdrückung des technischen Untergrundes zeigen.
In Figur (a) ist in einer zweidimensionalen Grafik das rekonstruierte y versus z aufgetragen. Der Untergrund aus Restgasereignissen wird mittels der Pilot-Teilchenpakete ermittelt. Man sieht, daß er sich in der linken unteren Ecke der Grafik bei $y < 0.2$ und $z < 0.2$ konzentriert.
In Figur (b) sieht man die zeitliche Verteilung des Signals. Der Untergrund aus kosmischen Myonen fällt zeitlich gleichverteilt in den Detektor. Das gewünschte Signal hingegen befindet sich in der Mitte bei $T_0 = 500/1000 \cdot 96\,\text{nsec}$.
Bild (c) zeigt die Verteilung der Ereignisvertices entlang der Strahlachse. Durch Einschränkung des Vertex auf $\pm 20\,\text{cm}$ Abweichung vom Sollwert werden sowohl Restgasereignisse als auch kosmische Myonen unterdrückt.

Nach allen oben aufgeführten Schnitten bleiben von der ursprünglichen Datenmenge noch 381 Ereignisse zurück. Unter diesen Ereignissen gibt es keine aus Reaktionen von Proton- oder Elektron-Pilotpaketen. Ein Ereignis kommt aus der Wechselwirkung eines leeren Bunches und ist wahrscheinlich ein kosmisches Myon.

4.3. Rekonstruktion der physikalischen Größen

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sieht sieht man den Vergleich von rekonstruierten zu generierten Größen für die Impulse und Winkel der Myonen. Hierzu wurden simulierte $C\bar{C}$-Paare benutzt, bei denen die Myonen aus dem Zerfall einen Mindestimpuls von 1 GeV besitzen und in einem Winkelbereich von $20^0 < \theta < 155^0$ liegen.
Die Auflösung ist für Impuls und Transversalimpuls nahezu identisch und beträgt $\Delta P_T = \Delta P = 3\%$. Bei den Winkelauflösungen sieht man, daß die Abweichungen beim Azimutwinkel höher als bei der der Rapidität sind. Man erhält hier $\Delta\phi = 3\%$ und $\Delta\eta = 3.4\%$.

Methoden zur Bestimmung von y

Bei den meisten Photoproduktionsereignissen wird das gestreute Elektron nicht im E-Tagger nachgewiesen, so daß y nicht direkt berechnet werden kann. Man benutzt für diese Ereignisklasse deshalb zur Berechnung von y und Q^2 die Methode von *Jacquet-Blondel* [JB79], die zur Abschätzung die Hadroninformation des Kalorimeters benutzt:

$$\begin{aligned} y_{\text{JB}} &= \frac{\sum_h (E_i - p_{z,i})}{2E_{\text{e}}} \\ Q^2_{\text{JB}} &= \frac{(\sum_h \overrightarrow{P_{T,i}})^2}{1 - y_{\text{JB}}} \end{aligned} \tag{4.2}$$

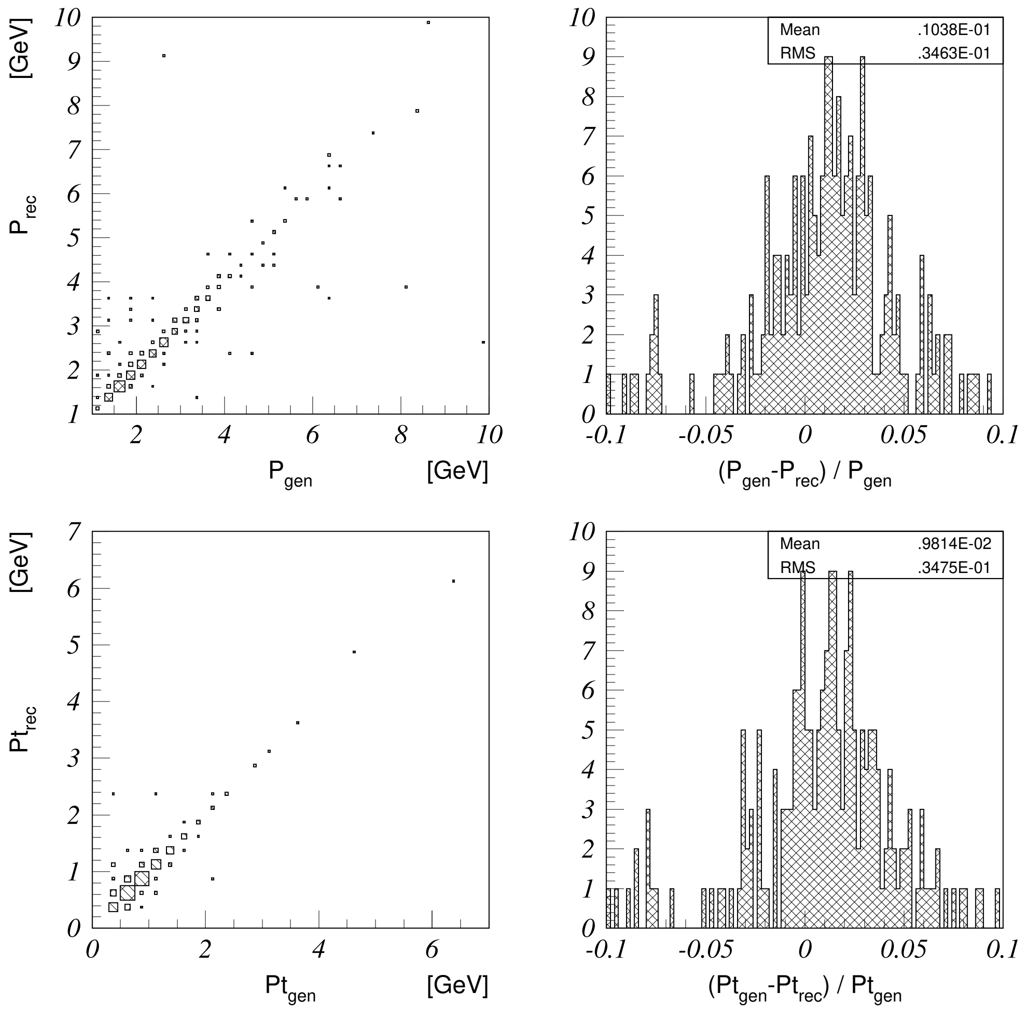

Abb. 4.2.: Rekonstruktionsgenauigkeit bei der Impulsbestimmung. In den linken Abbildungen wurde der generierte Impuls über dem rekonstruierten Werte aufgetragen. Die rechten Abbildungen zeigen die relativen Abweichungen

Myonen als minimalionisierende Teilchen deponieren ihre Energie jedoch nicht komplett im Kalorimeter, sondern geben durchschnittlich 2 GeV ab. Um diese bei der Berechnung von y zu berücksichtigen, wurde die fehlende Kalorimeterinformation des Myons durch Spurinformationen ergänzt und für Ereignisse mit hoher Multiplizität und Produktion von offenen Quarkpaaren optimiert [Böt96]. Dadurch allerdings verschlechtert sich die Rekonstruktion von y bei den elastischen Prozessen, bei denen neben den Myonpaaren keine Hadronen produziert werden.

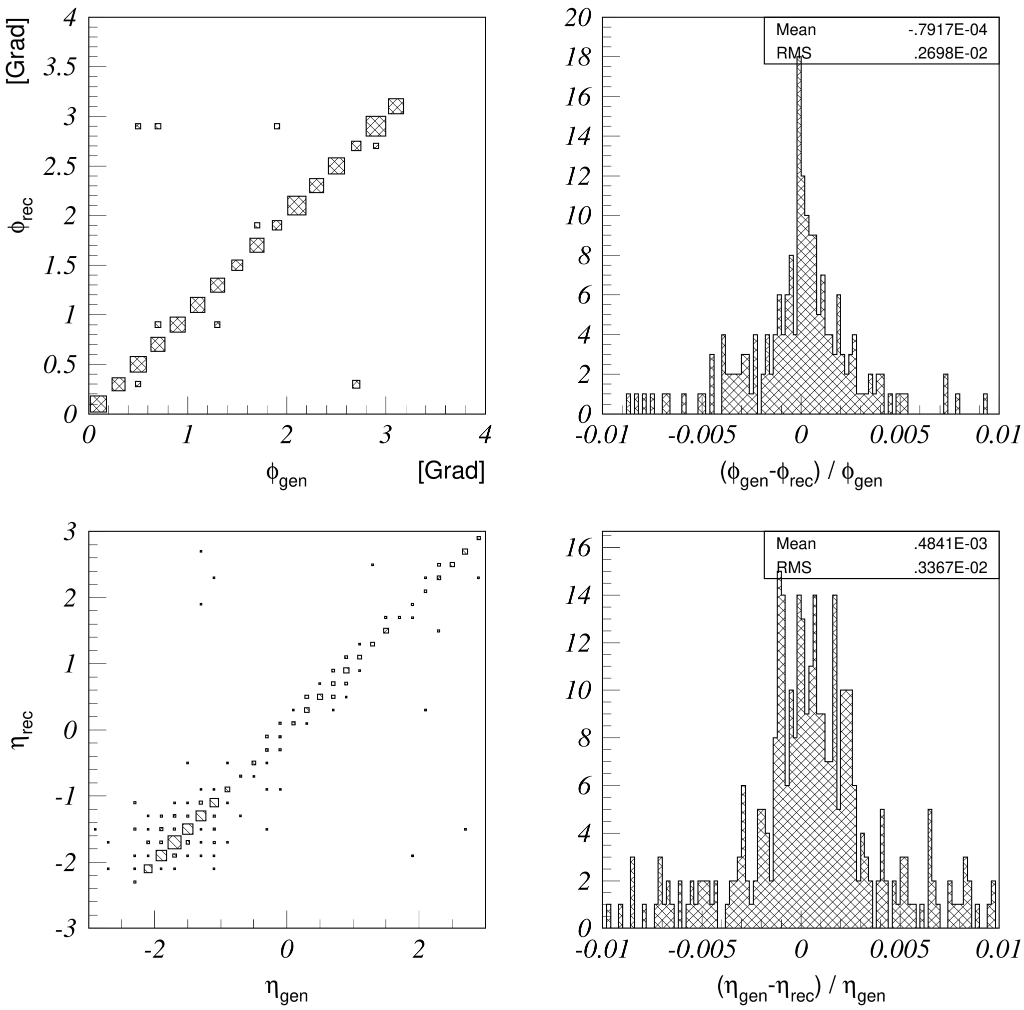

Abb. 4.3.: Rekonstruktionsgenauigkeit bei der Winkelbestimmung. In den linken Abbildungen wurde der generierte Winkel über dem rekonstruierten Werte aufgetragen. Die rechten Abbildungen zeigen die relativen Abweichungen

Zusätzlich zu y_{JB} wurde bei 45 Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron im E-Tagger nachgewiesen werden konnte, das genauere y_{e} aufgetragen:

$$\begin{aligned} y_{\mathrm{e}} &= 1 - \frac{E'_{\mathrm{e}}}{E_{\mathrm{e}}} \sin^2(\theta_{\mathrm{e}}/2) \\ Q^2_{\mathrm{e}} &= 4 E_{\mathrm{e}} E'_{\mathrm{e}} \cos^2(\theta_{\mathrm{e}}/2) \end{aligned} \tag{4.3}$$

In Abbildung 4.4 sieht man einen Vergleich der unterschiedlichen Methoden zur Berechnung von y: Die genauesten werte liefert die Rekonstruktion mit Hilfe des gestreuten Elektrons im E-Tagger. Die Methode von Jacquet-Blondel wird in den

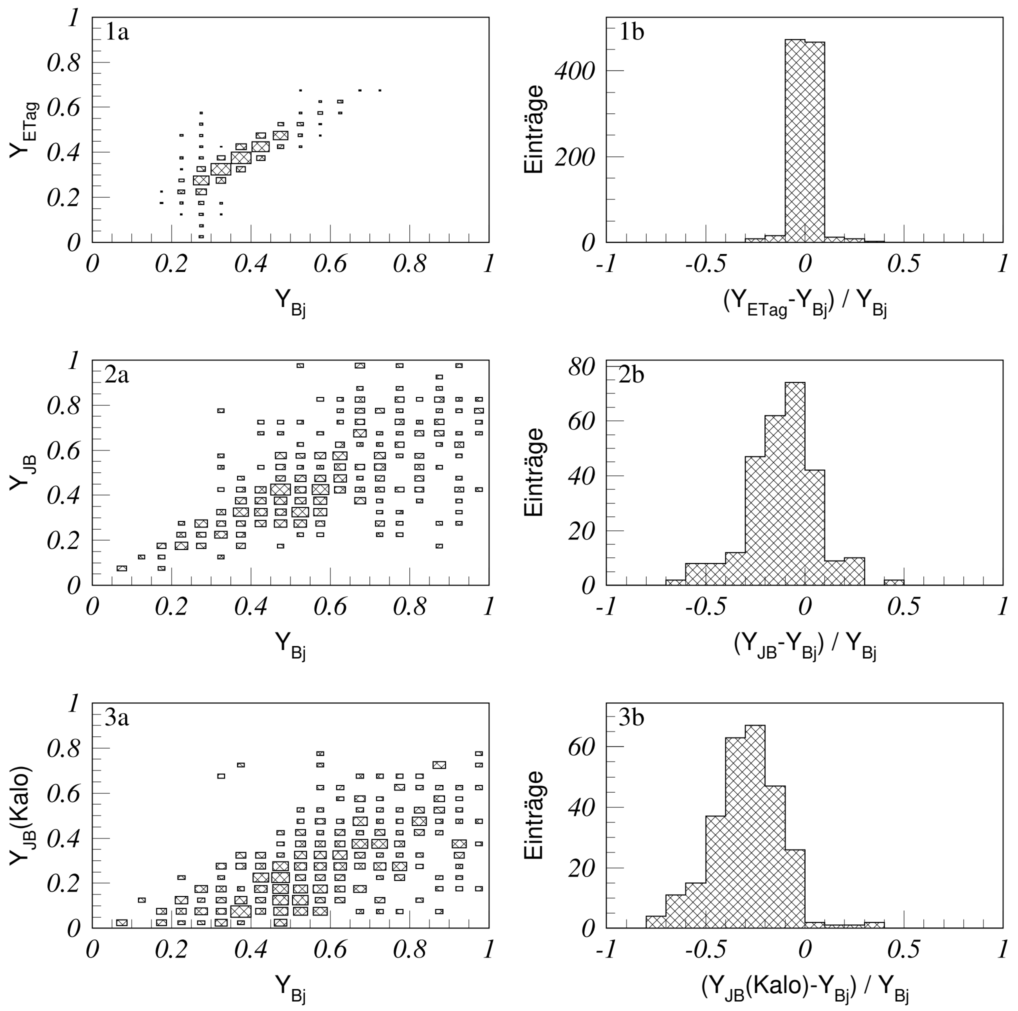

Abb. 4.4.: Vergleich der unterschiedlichen Rekonstruktionen von y mit dem generierten Wert: Berechnung aus dem E-Tagger Signal (1a,b), mit einer Kombination aus Spur- und Kalorimeter-Informationen (2a,b) und nur aus der Kalorimeterinformation (3a,b)

unteren Grafiken (3) dargestellt. Ihre Genauigkeit kann mit durch Hinzunahme der Spurinformationen verbessert werden (Bild 2a,2b).

In Bild 4.5 wird die Auflösung der abgeleiteten Größe z gezeigt. Sie wird nach der Formel

$$z = \frac{\sum_{\mu} P(\mu_i) - P_z(\mu_i)}{y_{\mathrm{JB}}}$$

aus y_{JB} berechnet.
Im gleichen Bild ist auch die Genauigkeit von y_{JB} bei den inelastischen J/ψ Paaren

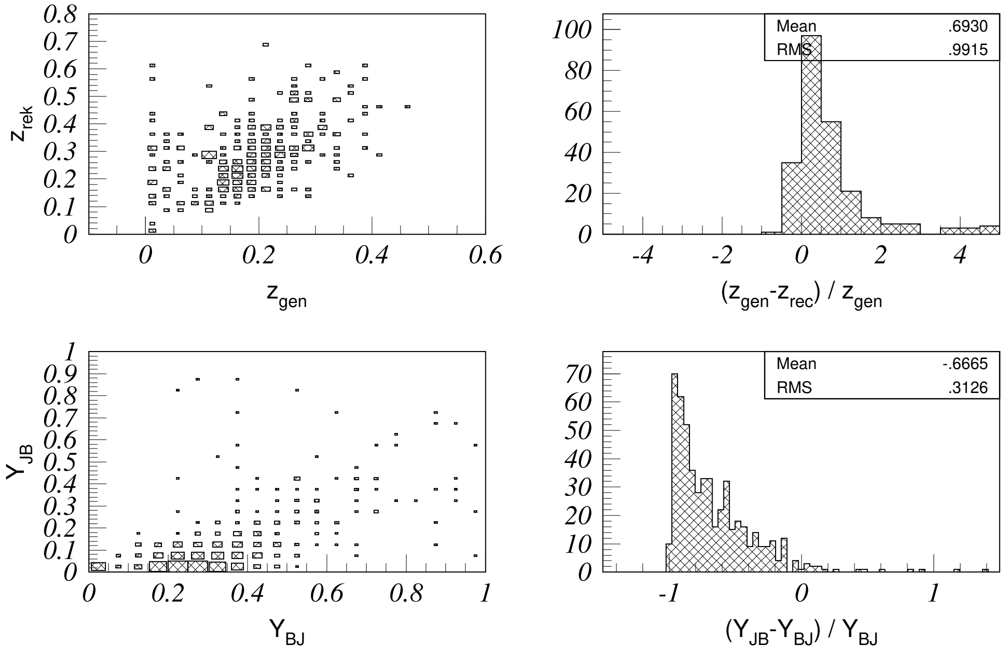

Abb. 4.5.: Die oberen Bilder zeigen die Rekonstruktionsgenauigkeit für z in simulierten $C\bar{C}$ Zerfällen. In den unteren Graphen wird die Auflösung von y bei simulierten inelastischen J/ψ Zerfällen gezeigt

dargestellt. Sie ist im Gegensatz zu den offenen Quarkpaaren leider sehr schlecht und kann nur bedingt zur Analyse der Ereignisse herangezogen werden.

4.4. Simulation der Ereignisse

Für die Ereignissimulation wurden für die unterschiedlichen Prozeßtypen die folgenden Generatoren benutzt:

offene schwere Quarkpaare: Hier wurde Pythia mit Jetset und IJRay [Sjö94] benutzt. Es gibt folgende kinematische Grenzen:

$$3.0\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma\mathrm{p}} < 296.932\,\mathrm{GeV} \tag{4.4}$$

$$0.001 < y < 1.0 \tag{4.5}$$

$$0.0\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 90200.0\,\mathrm{GeV}^2 \tag{4.6}$$

Die Generation erfolgte separat für C- und B-Quarks sowie für direkte und aufgelöste Prozesse.

physik. Prozeß	Generator	$\mathcal{L}_{gen}$ [pb^{-1}]	$\mu^+\mu^-$ Paare
el. QED-Paare	LPair200 JetSet7.33	19.9 ± 0.1	38399
inel. QED-Paare	LPair200 JetSet7.33	19.9 ± 0.2	13599
dir. C$\bar{\text{C}}$-Paare	Pythia 5.7 JetSet 7.4 IJRay 1.5	8.769 ± 0.006	13166
aufg. C$\bar{\text{C}}$-Paare	Pythia 5.7 JetSet 7.4 IJRay 1.5	23.86 ± 0.2	635
dir. B$\bar{\text{B}}$-Paare	Pythia 5.7 JetSet 7.4 IJRay 1.5	21.39 ± 0.07	983
aufg. B$\bar{\text{B}}$-Paare	Pythia 5.7 JetSet 7.4 IJRay 1.5	24.8 ± 0.1	142
J/ψ			
BGF direkt	EPJPsi 3.30 JetSet 7.3	20	3428
BGF aufg.	EPJPsi 3.30 JetSet 7.3	20	5285
diff. elast.	diffVM 1.05	20	6068
diff. Pr.Diss.	diffVM 1.05 JetSet 7.4	20	8080

Tab. 4.2.: Übersicht der Monte-Carlo Generatoren und der damit erzeugten Datenmengen

QED Paarbildung: LPair wurde von Olaf Dünger zur Simulation von Myonpaaren aus $\gamma\gamma$ Kollisionen entwickelt [Dün94]. Es handelt sich um eine Weiterentwicklung des AXO Programms von J. A. M. Vermaseren und beschreibt die multipheren Prozesse.
Elastische und inelastische Paarbildung wird dabei getrennt generiert.

J/ψ Produktion: Die BGF Prozesse sind mit EPJPSI für Prozesse mit $Q^2 < 4\,\text{GeV}^2$ simuliert worden. Für die diffraktiven Prozesse wurde diffVM mit den folgenden kinematischen Grenzen benutzt:

$$W_{\gamma\text{p}} > 5.4\,\text{GeV} \tag{4.7}$$

$$4.0\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 90364.883\,\text{GeV}^2 \tag{4.8}$$

$$\tag{4.9}$$

Nach der Erzeugung des Ereignisses mit dem Generator wird die Detektorantwort mit dem Programmpaket H1Sim [Mey91] simuliert. Es enthält das Programm GEANT [G$^+$95], das die verschiedenen Wechselwirkungen der Teilchen beim Durchgang durch Materie, wie Energieverlust, Vielfachstreuung, Paarerzeugung, simuliert. Bei allen Prozessen wurde H1Sim in der Version 3.0609 benutzt.

Danach sind die Ereignisse mit H1Rec 6.0021, dem gleichen Rekonstruktionsprogramm wie für die Daten, rekonstruiert worden.

4.4.1. Untergrund aus Punch-Through und Zerfall

Der in Abschnitt 2.4 erwähnte Untergrund aus Zerfall und Punch-Through von Pionen und Kaonen hängt stark von der Multiplizität der Ereignisse ab. Er kann daher für die elastischen Prozesse mit nur zwei Spuren im Detektor vernachlässigt werden und kommt am meisten beim Zerfall offener Quark-Paare zum Tragen.

Die Untergrundabschätzung für den Zerfall offener Quark-Paare erfolgte mit Hilfe von Zerfallstabellen [Hun95]. Dazu generiert man einzelne Pionen und Kaonen, simuliert ihren Weg durch den Detektor und kontrolliert, ob sie nach anschließender Rekonstruktion die Anforderungen aus Abschnitt 4.2 erfüllen, die an ein Myon gestellt werden. So erzeugt man eine Tabelle, die für ein Hadron mit Impuls P_h und Winkel θ_h die Wahrscheinlichkeit angibt, fälschlich als Myon mit Impuls P_μ und Winkel θ_μ erkannt zu werden.

Um den Untergrund aus Zerfall und Punchthrough für einen Zwei-Myon-Datensatz zu erhalten, wurde ein experimenteller Ein-Myon-Datensatz benutzt, der unter den gleichen Bedingungen gewonnen worden ist. Durch Anwendung obiger Zerfallstabelle auf alle Hadronspuren erhält man das Untergrundspektrum des Zwei-Myon-Datensatzes.
Für die genaue Abschätzung des Untergrundanteils sind noch Korrekturfaktoren für die Impulsrekonstruktion, die Triggereffizienz und das Verhältnis von Pionen zu Kaonen nötig.

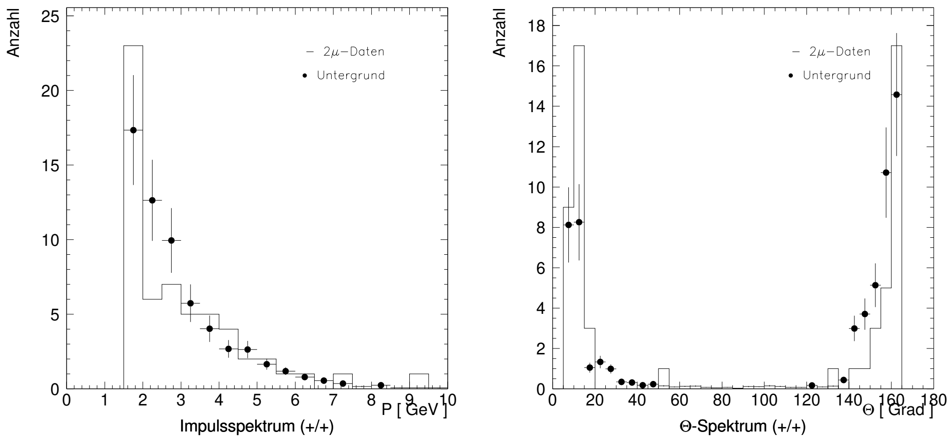

Abb. 4.6.: Untergrundabschätzung für die Dimyon-Daten. Der Untergrund (Kreuze) wird für gleichgeladene Myonpaare (durchgezogenen Linie) berechnet und sollte diesen entsprechen [Hun95]

5. Effizienzen

5.1. Triggereffizienzen

Die ausgewählten Ereignisse müssen alle einen Myontrigger erfüllen. Das heißt, eine der Streamerkammern im Eisen hat ein Triggersignal in Koinzidenz mit einem Triggersignal des Zentraldetektors geliefert.
Im Detail handelt es sich bei den Myontriggern um die Subtrigger Bits S14 bis S31 (siehe dazu auch Anhang A.2, Seite v). Diese überdecken unterschiedliche Detektorbereiche.
In Abbildung 5.1 sieht man die Anteile der einzelnen aufgeführten Triggerbits. Auf-

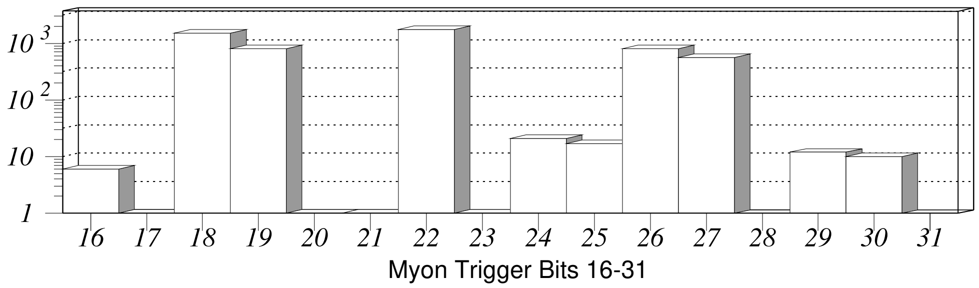

Abb. 5.1.: Anteile der verschiedenen Eisentrigger

grund der großen Unterschiede der verschiedenen Raten wurde ein logarithmischer Maßstab gewählt.
Die Endcap Trigger (18, 22) liefern die höchsten Raten, während die Vorwärts-Myon Trigger (28, 29) aufgrund technischer Schwierigkeiten eine um 2-3 Größenordnungen zu kleine Rate liefern.
Für die vorliegende Arbeit wurden diejenigen Trigger ausgewählt, die eine möglichst große Rate und hohe Effizienz besitzen und zusammen den kompletten Myondetektor überdecken. Die Polarwinkelverteilung der einzelnen Trigger ist in der Abbildung 5.3 aufgetragen. Man kann den Detektor danach in 4 unterschiedliche Θ-Bereiche von $5^0 - 165^0$ aufteilen (Abb. 5.2). Für die weiteren Untersuchungen wurden folgende Trigger ausgewählt:

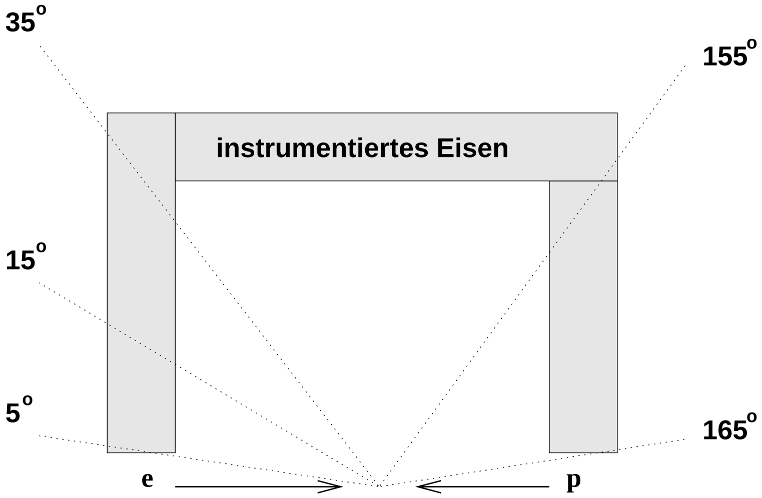

Abb. 5.2.: Aufteilung der Myontrigger auf die unterschiedlichen Θ Bereiche des Detektors.

Bit 18 MU_ECQ && DCRPH_TA
Winkelbereich: $5^0 < \theta < 35^0, \quad 155^0 < \theta < 165^0$
Irgendein Trigger der vorderen oder hinteren Endkappe in Koinzidenz mit einer Zentralspur.

Bit 19 MU_BAR && DCRPH_TA
Winkelbereich: $35^0 < \theta < 155^0$
Ein Barrel-Trigger in Koinzidenz mit einer Spur des Zentraldetektors.

Bit 22 MU_BEC
Winkelbereich: $155^0 < \theta < 165^0$
Ein Triggersignal in der hinteren Endkappe. Zusätzlich wird die hintere Vetowand berücksichtigt.

Bit 26 MU_2_FEC + MU_2_BEC + MU_FEC_BEC
Winkelbereich: $5^0 < \theta < 35^0, \quad 155^0 < \theta < 165^0$
Zwei Myonen in den Endkappen.

Bit 27 (MU_EC_BARREL + MU_2_BAR) && DCRPH_TA
Winkelbereich: $5^0 < \theta < 165^0$
Ein Myon im Barrel und eines in einer Endkappe oder zwei Myonen im Barrel. Zusätzlich eine Spur im Zentraldetektor.

Eine genauere Beschreibung der jeweiligen Triggerelemente befindet sich im Kapitel über das Experiment in Abschnitt 3.2.6 und in [A$^+$96a].

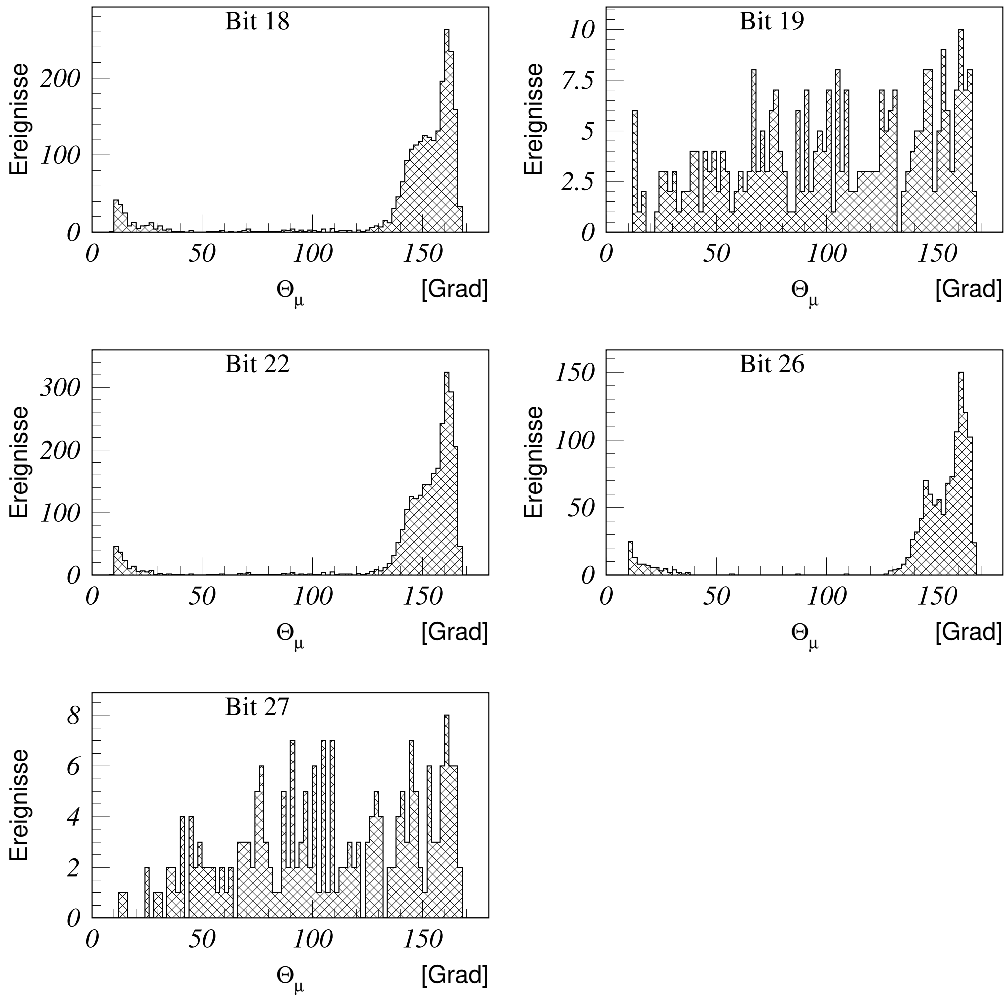

Abb. 5.3.: Polarwinkelverteilung θ der einzelnen Trigger, die in der vorliegenden Arbeit benutzt worden sind.

Zur Bestimmung der Triggereffizienz wurde ein Trigger ausgesucht, der die gleichen Ereignistopologien wie die oben beschriebenen Trigger liefert, aber unabhängig von diesen arbeitet. Dies ist der Standardtrigger für die γp-Physik:

$$\text{ETAG} = \text{ET} \;\&\&\; \overline{\text{PD}} \;\&\&\; \overline{\text{VC}}$$

Es wurden jetzt Daten mit diesem ETAG Triggersignal und den gleichen technischen und physikalischen Selektionskriterien wie in der Analyse selektiert. Es wurde lediglich kein Myontrigger verlangt. Für die Triggereffizienz wurde überprüft, wie viele

Ereignisse aus dieser Datenmenge auch ein Myontrigger Signal liefern.
Die Triggereffizienz $\varepsilon_{\mathrm{L1trg}}$ berechnet sich damit als:

$$\varepsilon_{\mathrm{L1trg}} = \frac{n(trg_{\mu} * trg_{\mathrm{etag}})}{n(trg_{\mathrm{etag}})} \tag{5.1}$$

mit

$$n(trg_{\mu} * trg_{\mathrm{etag}}) : \text{Anzahl der Ereignisse mit Myon- und ETag Trigger,}$$
$$n(trg_{\mathrm{etag}}) : \text{Anzahl der Ereignisse nur mit ETag Trigger.}$$

Für die L1 Triggeranalyse wurde neben dem in Abschnitt 4.1 beschriebenem Datensatz mit Myontrigger zusätzlich ein Datensatz mit der ETAG-Triggerbedingung selektiert. Aus ihm erhält man die in Tabelle 5.1 angegebenen Effizienzen.
Als systematischer Fehler für die Triggereffizienzen wird die Abweichung der Triggereffizienz zwischen simulierten und gemessenen Daten angenommen. Die Abweichung beträgt 6%.

Triggerbit	ε	ε [%]	θ [Grad]
Bit 18	231/266	87 ± 8	$5-35, 155-165$
Bit 19	23/27	85 ± 24	$35-155$
Bit 22	224/282	79 ± 13	$155-165$
Bit 26	93/120	78 ± 11	$5-35, 155-165$
Bit 27	20/21	95 ± 30	$5-165$
zusammen	367/463	79 ± 6	$5-165$

Tab. 5.1.: L1-Triggereffizienzen der selektierten 2-Myon Ereignisse

In der Filterfarm, dem L4-Trigger (vgl Abs. 3.2.6 und [Pro95]), werden für alle Ereignisse mit einem Myontrigger die Spuren im instrumentierten Eisen rekonstruiert. Mindestens eine Spur muß die folgenden Kriterien erfüllen:

- $|DCA| \leq 100\,\mathrm{cm}$ (Endkappe); $|DCA| \leq 250\,\mathrm{cm}$ (Barrel). Mit DCA ist in der horizontalen Projektion der Mindestabstand der extrapolierten Spur vom Ereignisvertex gemeint.
- Es haben mindestens zwei Lagen im Eisen, also zwei der Lagen 3-12, angesprochen.
- Liegt die Spur in einem der Module der vorderen Endkappe, die direkt an das Strahlrohr angrenzen, müssen drei Eisenlagen angesprochen haben. Außerdem müssen mindestens 50% der angesprochenen Drähte dieses Moduls zu einer rekonstruierten Spur gehören.

- Eine Spur des inneren Detektors muß grob zur Eisenspur passen, d.h.:$\delta(\phi) \leq 1.0\,\mathrm{rad}$ (Endkappe); $\delta(\phi) \leq 0.5\,\mathrm{rad}$ (Barrel); $\delta(\theta) \leq 0.2\,\mathrm{rad}$. Diese Spur soll einen Mindestimpuls von $P \geq 1.0\,\mathrm{GeV}$ und transversal $P_T \geq 0.2\,\mathrm{GeV}$ besitzen.

Dieser Filter benutzt weichere Selektionskriterien als in dieser Analyse später verwendet werden. Deshalb werden alle Myonkandidaten erkannt. Die Effizienz beträgt somit:

$$\varepsilon_{\mathrm{L4trig}} = (100 - 1.8)\% \tag{5.2}$$

5.2. Detektoreffizienzen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die jeweiligen Prozesse ergibt sich aus der Detektor- und der Rekonstruktionseffizienz. Beide werden anhand von simulierten Daten ermittelt. Für die Detektoreffizienz $\varepsilon_{\mathrm{det}}$ wird bei den generierten Teilchen nachgesehen, wie viele Teilchen die jeweiligen Schnitte auf Vierervektorebene erfüllen und dann theoretisch in einem 100%ig effizienten Detektor nachgewiesen werden könnten. Die Rekonstruktionseffizienz $\varepsilon_{\mathrm{rec}}$ zeigt dann den tatsächlichen Anteil dieser Ereignisse.

Für alle Ereignisklassen gelten bei der Detektoreffizienz die folgenden Anforderungen:

- Beide Myonen haben einen Mindestimpuls von $P \geq 1.0\,\mathrm{GeV}$ und liegen in einem Winkelbereich von $20^0 \leq \theta \leq 155^0$.
- Im Ereignis ist $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2$.

Bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz gelten zusätzlich die Kriterien aus Abschnitt 4.2 zur Reduktion von Untergrundereignissen.

5.2.1. Effizienzen für offene Quarkpaare

Myonen aus offenem Zerfall von B- und C-Quarkpaaren werden erkannt, wenn die Kriterien aus dem vorherigen Abschnitt erfüllt sind, die gesamte Transversalenergiesumme im Ereignis $\sum E_T \geq 6\,\mathrm{GeV}$ ist und vier geladene Teilchen in einem Winkelbereich von $10^0 \leq \theta \leq 170^0$ entstehen, die in einer der Spurkammern nachgewiesen werden können.

Bei den direkt produzierten Quarkpaaren gibt es bei 50000 generierten $C\bar{C}$-Paaren 454 Paare mit 2 Myonen und $Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2$. Von diesen erfüllen 6 Ereignisse die geforderten Kriterien für die Detektoreffizienz. Bei den rekonstruierten Ereignissen

sind es 125 von 735.
Für die B-Quarkpaare erhält man eine Detektoreffizienz von 666 von 6090 Ereignissen bei 50000 generierten Zerfällen.

Die prozentualen Verhältnisse für die Effizienzen sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Die Verzweigungsverhältnisse sind:

$$\mathrm{Br}(\mathrm{C\bar{C}} \to \mu\mu) = 0.0091 \pm 0.0005 \tag{5.3a}$$

$$\mathrm{Br}(\mathrm{B\bar{B}} \to \mu\mu) = 0.06 \pm 0.02 \tag{5.3b}$$

Die Rekonstruktionseffizienz hängt stark von den jeweiligen Schnitten ab, mit denen die verschiedenen Ereignisklassen selektiert werden.
Die Schnitte zur Separation von $\mathrm{C\bar{C}}$ und $\mathrm{B\bar{B}}$ Ereignissen werden später in Abschnitt 6.1 aufgeführt und erläutert.
Bei $\mathrm{C\bar{C}}$ Ereignissen werden auf diese Weise 86 von 1391 Ereignissen und bei $\mathrm{B\bar{B}}$ 76 von 422 Ereignissen rekonstruiert. Bei einer allgemeineren Selektion von offenen $\mathrm{Q\bar{Q}}$ Ereignissen sind es 282 der 1117 Ereignisse. Hier wurden die simulierten Anteile entsprechend gewichtet.

5.2.2. Effizienzen für $\gamma\gamma$ Myonpaare

Zusätzlich zu den oben in 5.2 erwähnten Schnitten müssen die Ereignisse die folgenden Anforderungen erfüllen:

1. Die gesamte Transversalenergie im Ereignis ist maximal $\Sigma E_T \leq 6\,\mathrm{GeV}$.
2. Die invariante Masse des Myonpaares ist mindestens $M_{\mu^+\mu^-} \geq 2\,\mathrm{GeV}$ und liegt nicht im Bereich der J/ψ-Masse von 2.8–3.2 GeV.
3. Es gibt maximal 2 zusätzliche Spuren.

Für die elastisch produzierten Myonpaare wurde eine Detektoreffizienz von $\varepsilon_{\mathrm{det}} = 0.16\%$ und eine Rekonstruktionseffizienz von $\varepsilon_{\mathrm{rec}} = 9.5\%$ ermittelt. Für inelastisch erzeugte Paare ergeben sich mit $\varepsilon_{\mathrm{det}} = 1.2\%$ und $\varepsilon_{\mathrm{rec}} = 20\%$ deutlich höhere Effizienzen. Die generierten Myonen haben im Mittel einen höheren Transversalimpuls von $\langle P_T \rangle = 0.4\,\mathrm{GeV}$ als die elastischen mit $\langle P_T \rangle = 0.15\,\mathrm{GeV}$ und können somit leichter im Detektor nachgewiesen werden.

5.2.3. Effizienzen für inelastische J/ψ Zerfälle

Hier wurde zusätzlich zu den Schnitten in 5.2 folgendes verlangt:

- Eine invariantes Massenfenster des Myonpaares um die J/ψ-Masse: 2.8 GeV < $M_{\mu^+\mu^-}$ < 3.2 GeV.
- Eine Transversalenergie im Ereignis von mindestens $\sum E_T \geq 3$ GeV.
- Mindestens eine weitere Spur neben den beiden Myonen.

Somit ergibt sich für die inelastisch produzierten J/ψ Paare eine Rekonstruktionseffizienz von ε_{rec} =10.2% und eine Detektoreffizienz von ε_{det} =14.7%.
Das Verzweigungsverhältnis von einer C-Quarkpaar in ein J/ψ-Meson beträgt [B+96]:

$$Br(\mathrm{J}/\psi \to \mu^+\mu^-) = 0.0601 \pm 0.0019$$

	Detektoreffizienz ε_{det} in %	Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} in %
offene Q$\bar{\text{Q}}$-Paaren:		
C$\bar{\text{C}}$ direkt	0.013 ± 0.005	0.06 ± 0.01
B$\bar{\text{B}}$ direkt	0.109 ± 0.006	0.18 ± 0.02
Q$\bar{\text{Q}}$ direkt		0.25 ± 0.02
$\gamma\gamma$ Myonen:		
elastisch	0.16 ± 0.03	9.5 ± 0.9
inelastisch	1.2 ± 0.4	20.2 ± 2.4
inelastische J/ψ-Mesonen:	14.7 ± 0.004	10.25 ± 0.009

Tab. 5.2.: Detektor- und Rekonstruktionseffizienzen: Für die jeweiligen physikalischen Prozesse wurden unterschiedliche Ereignisschnitte gewählt, die im Text erläutert werden. Die Fehler sind die statistischen Ungenauigkeiten.

5.3. Systematische Fehler

BGF Prozesse

Der größte systematische Fehler tritt bei der Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnittes σ_{tot} auf. Für Proton und Photon gibt es eine Vielzahl von Strukturfunktionen, die zum Teil stark voneinander variieren [PB96] und für σ_{tot} extrapoliert werden müssen. Eine Auswahl ist in Abbildung 5.4 aufgetragen.
Die Abschätzung der Fehler erfolgte mit dem PYTHIA-Generator für direkte und aufgelöste Produktion von C- und B-Quarkpaaren. Es wurden Fehler für die Verwendung stark unterschiedlicher Strukturfunktionen (MRS, LAC), als auch die Abweichung bei Funktionen höherer Ordnung untersucht.

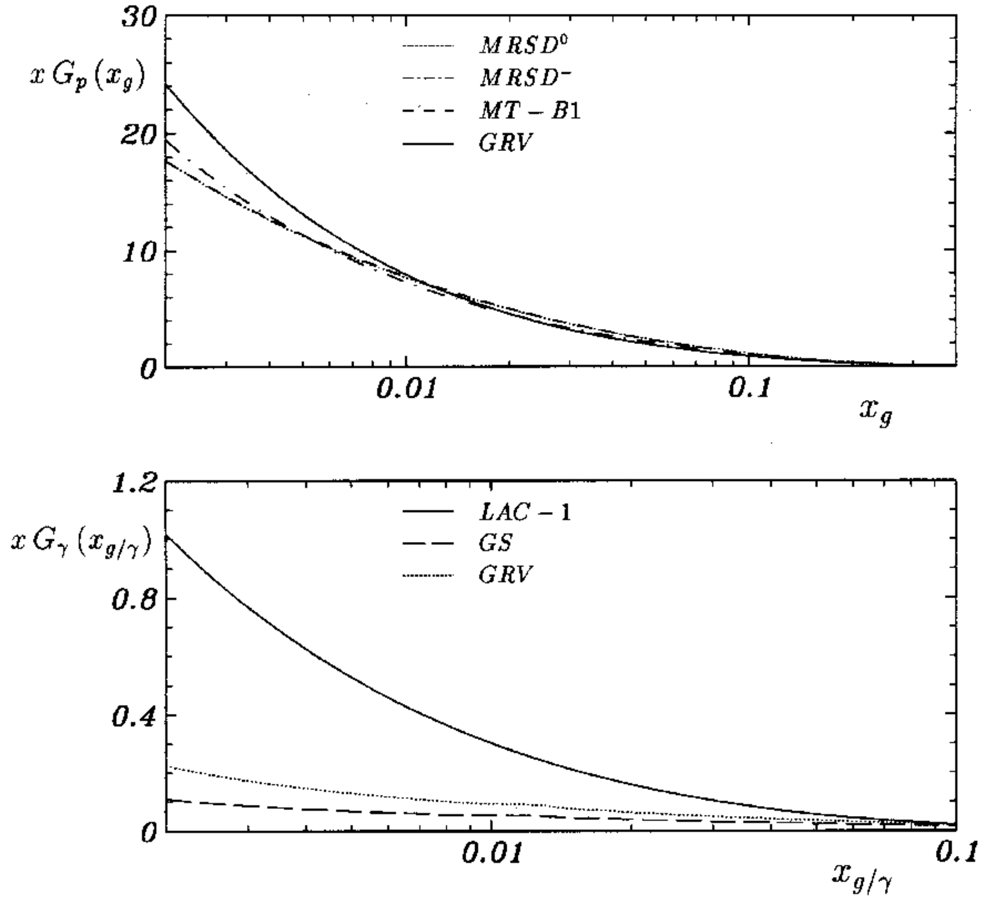

Abb. 5.4.: Verschiedene Parametrisierungen für die Gluonstruktur des Protons (obere Grafik) und des Photons (untere Grafik). Es wurden die GRV-Funktionen benutzt.

Für die unterschiedlichen Prozesse, die zur BGF beitragen, wird die Anzahl der generierten Myonen im Akzeptanzbereich ($20^0 < \theta < 155^0$, $P > 1.0\,\mathrm{GeV}$) ermittelt. Für die direkt erzeugten schwereren B-Quark ist der Fehler mit $\pm 12\%$ geringer als bei den C-Quarks mit $\pm 26\%$. Bei den aufgelösten Prozessen fällt die Photonstruktur stark ins Gewicht. Beim C-Quark treten so Schwankungen um bis zu einer Größenordnung auf. Bei den B-Quarks beträgt die Abweichung $\pm 60\%$.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Ungenauigkeit der Quarkmassen. Für die C-Quarks liegt sie zwischen 1.0–1.6 GeV [B+96], der resultierende Fehler beträgt hier $\pm 24\%$. Der Fehler für die B-Quarks mit einer Masse von 4.1–4.5 GeV beträgt $\pm 8\%$.

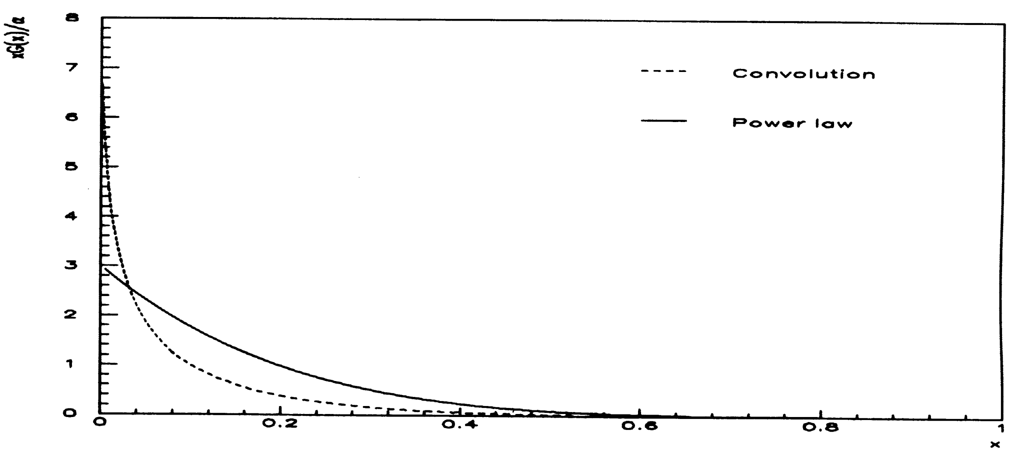

Abb. 5.5.: Photondichte im Proton. Vergleich des Faltungsansatzes *Convolution* mit einer Potenzreihenentwicklung *Powerlaw* [Lev91]

QED - Paarbildung

Der systematische Fehler bei den QED Prozessen resultiert aus Unsicherheiten der Photon Dichte im Proton, bei der die Quarkdichte im Proton $q(x, Q^2)$ mit der entsprechenden Photon Dichte im Quark gefaltet wird:

$$G_{\gamma/p}(x) = \frac{\alpha}{2\pi} \ln\left(\frac{Q_0^2}{\Lambda}\right) \int_x^0 \frac{1+(1-z)^2}{z^2} \sum_f e_f^2 q_f\left(\frac{x}{z}, Q_0^2\right) dz$$

Durch Vergleich der Entwicklung für kleine x mit einer Potenzreihe erhält man eine Unsicherheit von $\delta(\sigma_{\mathrm{tot}}) = 26\%$ [Lev91].

5.4. Untergrund aus Pionen und Kaonen

Der Untergrund aus Zerfall und Punchthrough wird mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Methode berechnet. Dabei werden für die Untergrundsimulation die gleichen Schnitte wie in der späteren Analyse benutzt (siehe Schnitte 6.4 in Abschnitt 6.1). Bei Ereignissen mit wenig Spuren spielt dieser Untergrund keine große Rolle. Bei den Myonen aus QED-Paarbildung sind beispielsweise alle selektierten Paare unterschiedlich geladen. Der Untergrund aus Pionen und Kaonen sollte jedoch zusätzlich auch gleich geladenen Myonpaare produzieren.
Für diese Analyse wird er Untergrund deshalb nur für die BGF Prozesse berechnet. Er beträgt bei den Schnitten zur Selektion von offenen $Q\bar{Q}$-Paaren:

$$\frac{\text{Untergrund}}{\text{Untergrund} + \text{Signal}} = \frac{32.5 \pm 8}{94} \approx 35\% \qquad (5.4)$$

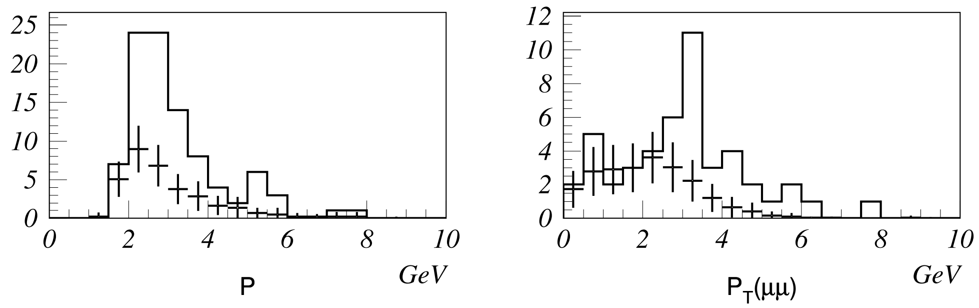

Abb. 5.6.: Untergrundabschätzung für 2-Myon-Ereignisse mit Hilfe von Zerfallstabellen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Verteilungen des Zwei-Myon-Datensatzes. In der linken Abbildung sieht man den Impuls beider Myonen, die rechte Grafik zeigt das Transversalimpuls Spektrum des $\mu^+\mu^-$-Systems

In Abbildung 5.6 sieht man die Verteilung des Untergrundes im Vergleich zu den gemessenen Daten. Sowohl beim Impuls der Myonen als auch beim Transversalimpuls des $\mu^+\mu^-$Systems erkennt man, daß der Untergrund bei größeren Werten abnimmt. Bei höherer Statistik könnte man also das Signal/Rauschen Verhältnis durch schärfere Schnitte weiter verbessern.

Eine andere Möglichkeit zur Untergrundabschätzung anhand des Verhältnisses von gleichladigen zu ungleichladigen Myonpaaren wird in dieser Arbeit nicht benutzt. Eine detaillierte Erklärung folgt später im Text zu Bild 6.5.

6. Auswertung der Daten

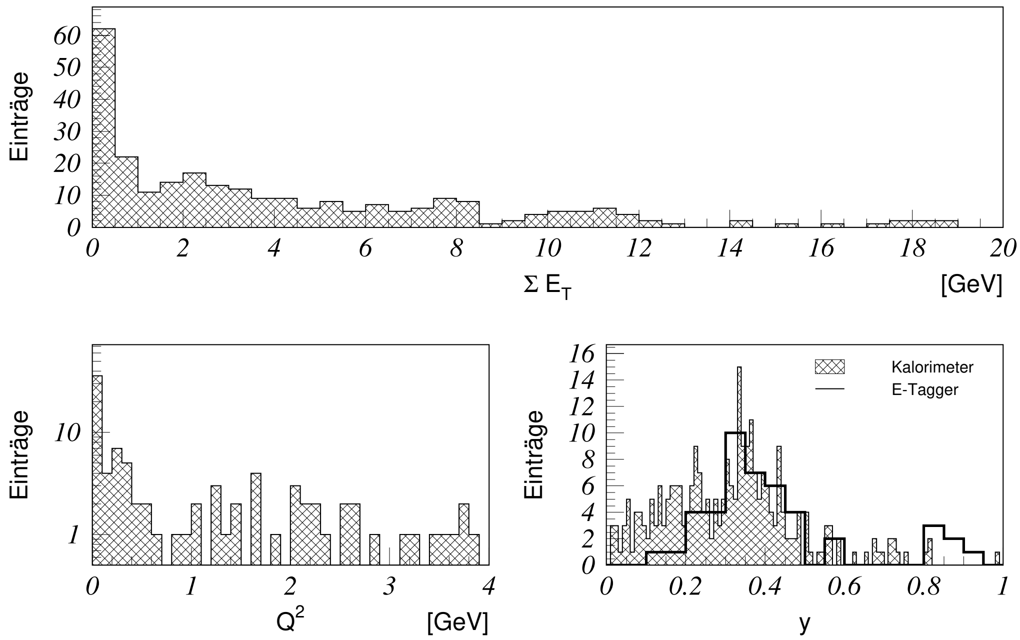

Abb. 6.1.: Q^2- und y-Spektren der selektierten 2-Myon Ereignisse. y wurde sowohl nach der Methode von Jacquet-Blondel aus der Kalorimeterenergie, Gl. (4.2), als auch aus der Energie des gestreuten Elektrons im E-Tagger, Gl. (4.3) berechnet, der bei etwa 15% der selektierten Ereignisse angesprochen hat. Das y_{ETag} Histogramm wurde entsprechend gewichtet

Nach allen Schnitten erhält man aus den Daten 271 2-Myon Ereignisse, die neben den technischen Schnitten aus Abschnitt 4.2 die folgenden Selektionskriterien erfüllen:

$$\begin{array}{rl} \text{es liegt Photoproduktion vor:} & Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2; \\ \text{es gibt zwei Myonen mit unterschiedlicher Ladung;} & \\ \text{für beide Myonen gilt:} & M_{\mu\mu} \geq 1.5\,\mathrm{GeV}; \\ & P \geq 1\,\mathrm{GeV}; \\ & P_T \geq 0.5\,\mathrm{GeV}; \\ & 20^0 < \theta < 155^0. \end{array} \tag{6.1}$$

In der oberen Graphik von Abbildung 6.1 ist $\sum E_T$ aufgetragen. Das ist die skalare Summe der Transversalenergien, die für ein Ereignis im Kalorimeter gemessen wird. Die beiden anderen Histogrammen zeigen das Q^2- und das y-Spektrum dieser Ereignisse.

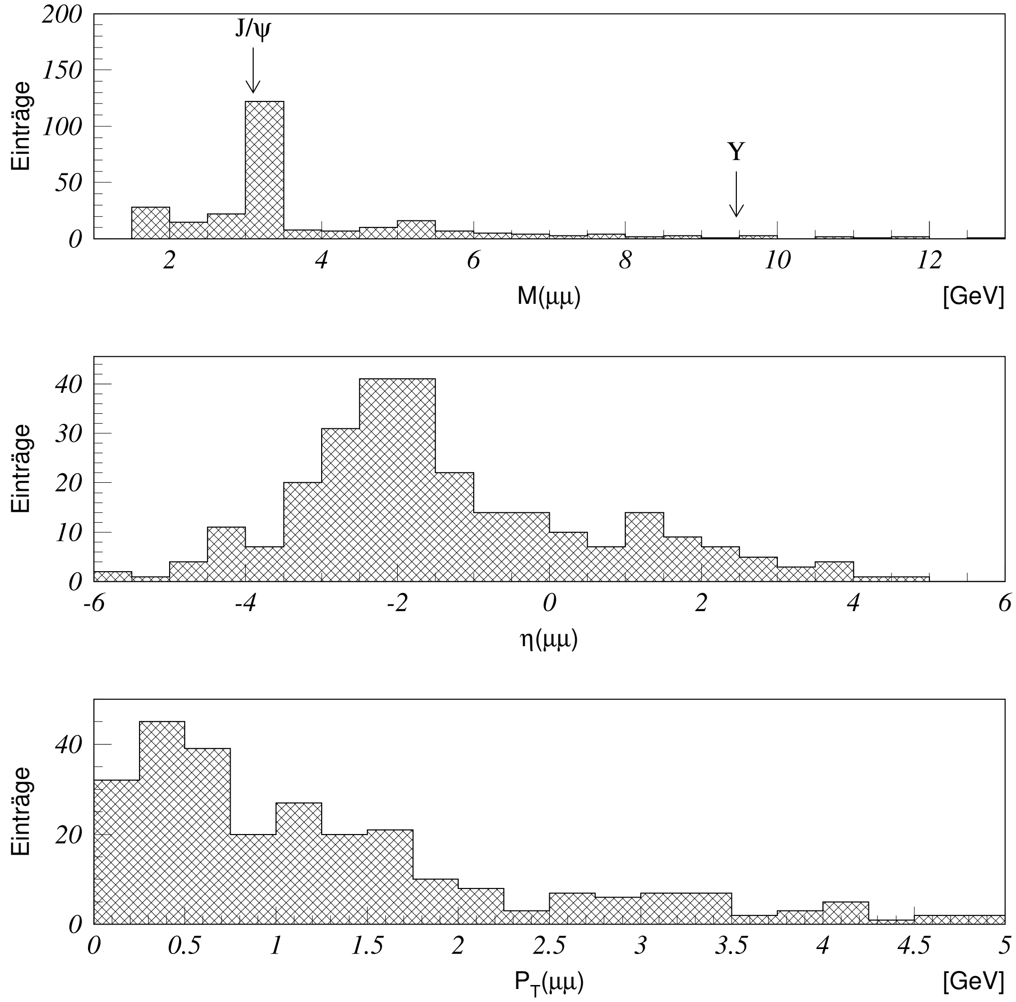

Abb. 6.2.: Signifikante Verteilungen des $\mu\mu$-Systems in den selektierten 2-Myon Daten. Bei der invarianten Masse wurde die Stelle gekennzeichnet, bei denen man die Υ und J/ψ Signale erwartet

Die nächste Abbildung 6.2 zeigt einige Verteilungen des $\mu\mu$-Systems. Bei den Prozessen mit schweren Quarks kann es als Näherung für das Quarkpaar dienen. Die erste Abbildung zeigt die invariante Masse des Myonpaares. Man erkennt deutlich das J/ψ Signal an der markierten Stelle bei 3.1 GeV. Im Bereich von $M_\Upsilon \approx 9.5\,\text{GeV}$ hingegen sieht man kein signifikantes Signal.

Die Winkelverteilung der Pseudorapidität $\eta_{\mu\mu}$ überdeckt einen Bereich von $-5 \lesssim \eta_{\mu\mu} \lesssim 5$. Dies entspricht einem Polarwinkelbereich von $0.8^0 \lesssim \theta_{\mu\mu} \lesssim 179.2^0$. Die meisten Myonpaare liegen im hinteren Detektorbereich bei $\eta \approx -2$, also $\theta \approx 165^0$. Man sieht, daß der Phasenraum im Gegensatz zu den einzelnen Myonen, die in einem Winkelbereich von $20^0 \leq \theta(\mu) \leq 155^0$ liegen, deutlich erweitert ist.
Das läßt sich auch am $P_{T\,\mu\mu}$-Spektrum erkennen, dessen Mittelwert bei $\overline{P_{T\,\mu\mu}} = 1.3\,\text{GeV}$ und Maximum bei $P_{T\,\mu\mu,\text{max}} = 0.5\,\text{GeV}$ liegen.

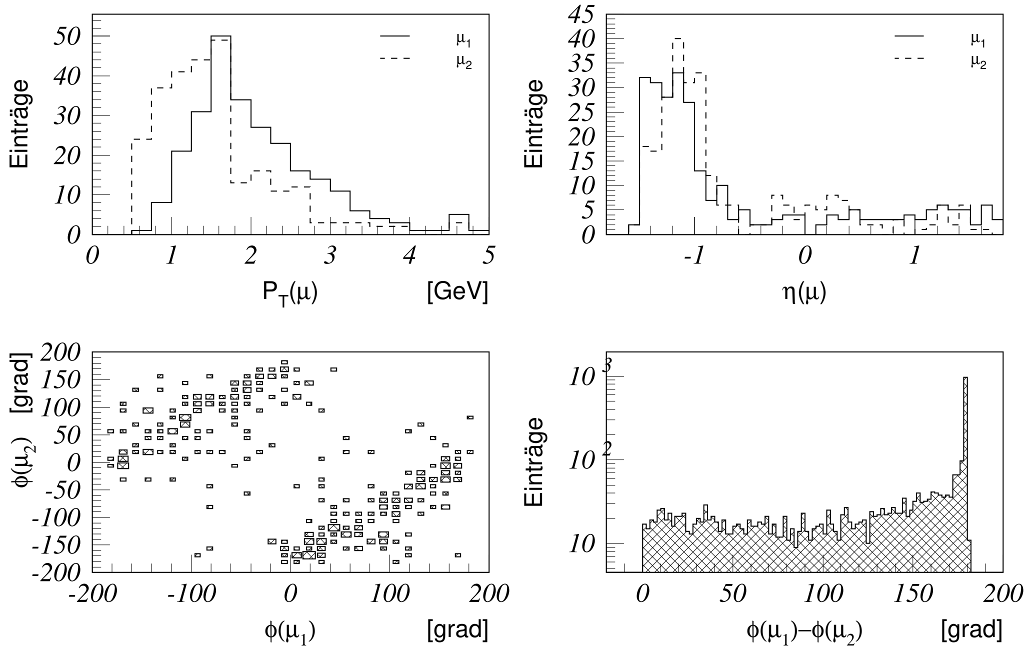

Abb. 6.3.: Kinematische Verteilungen der Myonen. μ_1 ist das Myon mit dem größeren Impuls

Bild 6.3 schließlich zeigt die Kinematik der beiden Myonen. Sie wurden nach ihrem Impuls sortiert. Die P_T- und η- Spektren sind durch die gewählten Schnitte begrenzt. Man sieht, daß die einzelnen Myonen noch stärker in Rückwärtsrichtung als das $\mu\mu$-System konzentriert sind. Die ϕ-Verteilungen zeigen, daß die meisten Myonpaare transversal balanciert, also *back to back* sind. Es gibt keinen signifikanten Überschuß bei $\phi = \pm 90^0$, was ein Anzeichen für kosmische Myonen gewesen wäre.
In der nächsten Abbildung 6.4 wird der Transversalimpuls P_T der beiden Myonen detailierter dargestellt. Im Graphik (1) wurde P_T versus dem Azimutwinkel ϕ aufgetragen. Hier erkennt man deutlich die Schnitte in P und θ, unter denen die Daten selektiert worden sind.

Einen Hinweis auf den Anteil von Untergrundereignissen gibt das Verhältnis von gleich geladenen $(\mu^+\mu^+), (\mu^-\mu^-)$ zu ungleich geladenen $(\mu^+\mu^-)$ Paaren. In Abbil-

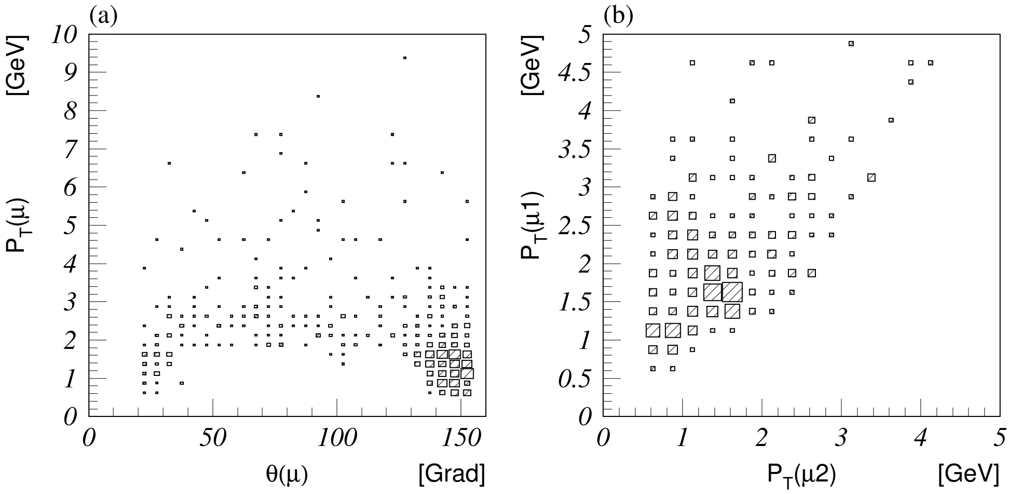

Abb. 6.4.: In Bild (a) sieht man P_T versus θ für beide Myonen aus den selektierten Daten. Graphik (b) zeigt die Transversalimpulse beider Myonen. μ_1 ist das Myon mit dem größeren Impuls

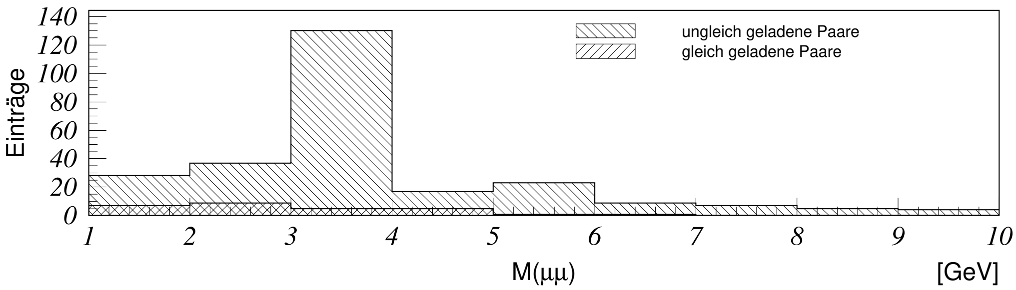

Abb. 6.5.: Invariante Masse von gleich und ungleich geladenen Myonpaaren. Dadurch kann der Untergrund aus Zerfall und Punchthrough grob abgeschätzt werden

dung 6.5 sieht man die invariante Masse für diese beiden Anteile. Wie erwartet, taucht das J/ψ-Signal nur bei den 271 ungleich geladenen μ-Paaren auf. Die Form der Verteilung der 28 gleich geladenen Paare entspricht etwa der der Myonen aus Zerfall offener Quarkpaare.
Diese Form der Untergrundabschätzung ist allerdings für offene Quarkpaare sehr ungenau und wird in der weiteren Arbeit nicht benutzt! Die Rekonstruktion positiv geladener Teilchen ist effizienter als von Negativen Teilchen: Im Datensatz mit einem registrierten Myon befinden sich 54% positiv geladene Myon. Auch beim simulierten Untergrund aus Punch-Through und Zerfall gibt es einen Anteil von 60% ungleich geladener Myonpaare. In diesen beiden Fälle erwartet man eigentlich nur einen Anteil von 50%. Dies liegt an der Rekonstruktionseffizienz der Spurkammer, die für die

Ladungen unterschiedlich ist [A+96a].
Ein weiterer Grund für den Überschuß ungleichladiger Paare liegt in der Kombinatorik: Vereinfachend kann man sagen, daß bei ungerader Anzahl von Spuren ein überschüssige Ladung existieren muß und bei gerader Teilchenzahl die Gesamtladung Null ist.

Jetzt sollen die verschiedenen physikalischen Prozesse, die in Kapitel 2 vorgestellt worden sind, aus den Daten extrahiert werden. Die Ereignisschnitte, die für die jeweiligen Prozeßklasse geeignet sind, werden am Anfang jedes Unterabschnittes kurz vorgestellt.
Danach werden jeweils der *sichtbare Wirkungquerschnitt* σ_{vis} und der *totale Wirkungsquerschnitt* σ_{tot} angegeben. Mit σ_{vis} ist die Anzahl der Ereignisse gemeint, die bei den gewählten Schnitten im Detektor gemessen werden. σ_{tot} gibt dann die Ereignismenge an, die man bei Extrapolation auf den gesamten Phasenraum erwartet. Während bei σ_{vis} der statistische Fehler dominiert, hängt σ_{tot} stark von der gewählten Strukturfunktion ab, mit der die Extrapolation durchgeführt wird. Hier dominiert jetzt der systematische Fehler.

6.1. μ-Paare aus offenen Quarks

Zunächst soll auf Größen eingegangen werden, die geeignet sind, die Produktion offener Quarkpaare zu charakterisieren, und Ereignisse mit B- und C-Quarks voneinander zu trennen.

6.1.1. Aktivität um das Myon

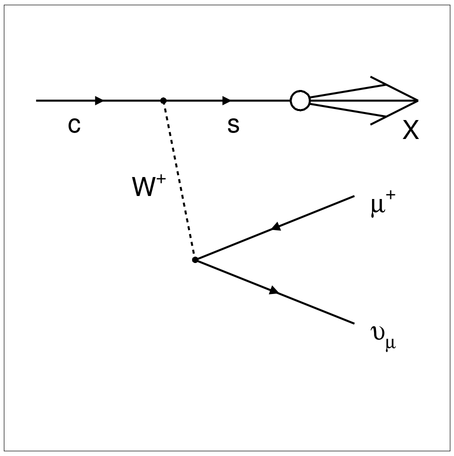

Abb. 6.6.: Semileptonischer Quarkzerfall mit anschließender Hadronisation des leichten Quarks

Die Aktivität um das Myon ist ein Parameter, der aussagt, ob ein Teilchen – in diesem Fall das Myon – isoliert ist, oder ob sich in seinem Umfeld weitere Spuren oder Energie befinden. Man möchte damit Quarkzerfälle charakterisieren und B- und C-Quarks voneinander unterscheiden.

Im nebenstehenden Bild 6.6 wird der semileptonische Zerfall schwerer Quarks schematisch dargestellt. Man erkennt, daß neben Myon und Neutrino ein hadronischer Jet entsteht, der im Kalorimeter nachgewiesen werden kann. In Abbildung 6.7 wird deutlich, wie sich dabei die ursprüngliche Energie des C-Quarks auf die einzelnen Zerfallsprodukte verteilt. Das Myonspektrum beginnt hier im ersten Diagramm erst bei 0.7 GeV, da schon während der Ereignisgeneration ein minimaler Myonimpuls gefordert worden ist. Die Quark-Energie verteilt sich nicht gleichmäßig auf alle drei Anteile, sondern das Myon erhält etwa 1/3, das Neutrino ein knappes Viertel – die restlichen 44% entfallen auf das s-Quark, das anschließend einen Jet bildet.
Um die Energie dieses Jets zu ermitteln, legt man einen Kegel in η und ϕ um die Myonspur und addiert die transversale Energie aus den Kalorimeterzellen in diesem Kegel. Als Aktivität wird als Summe dieser Energien ums Myon μ_i bezeichnet:

$$Aktivit\ddot{a}t(\mu_i) = \sum_{j<\Delta R^2} E_{T_j}^{\mathrm{Kalo}}, \tag{6.2}$$

wobei

$$\Delta R^2 = \Delta\phi^2 + \Delta\eta^2$$

den Abstand von der Myonachse zur Zelle definiert.

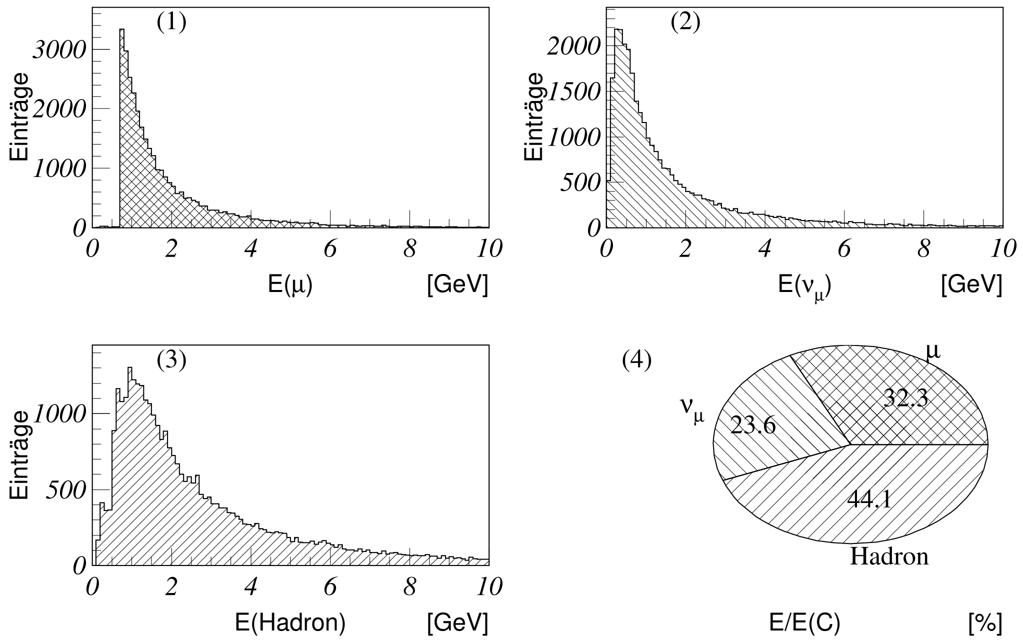

Abb. 6.7.: Energie der C-Quark Zerfallsprodukte in den generierten Monte-Carlo Daten: (1) Myon; (2) Neutrino; (3)s-Quark. In (4) sind die relativen Anteile an der C-Quark Energie aufgetragen

Dies ist in den Histogrammen in Abbildung 6.8 dargestellt. In der linken Spalte sieht man die Aktivität um ein Myon, das aus direkt produzierten Bottom-Quarks entstanden ist, in der rechten Spalte zum Vergleich Myonen aus C-Quark Zerfällen. Aus jedem Ereignis wurde das Myon mit dem höchsten Transversalimpuls ermittelt. Von jeder Zelle des Argon-Kalorimeters wurde dann der Winkel zur Myonachse gebildet und ihre Transversalenergie E_T in Abhängigkeit von diesem Winkel aufgetragen. Damit das Myon durch das zentrale LAr-Kalorimeter fliegt, wurde ein Polarwinkel von $20^0 < \theta < 140^0$ verlangt.

Ein solches Ereignis ist in der Abbildung B.5 auf Seite xiv zu sehen. Aufgrund der höheren Masse des B-Quarks haben die Myonen hier einen größeren Impuls transversal zu den Hadronen. Das resultiert in einen etwas größeren hadronischen Kegel. Man sieht auch, daß zur Bestimmung der hadronischen Aktivität um das Myon eine Kegelgröße von

$$\Delta R^2 = \Delta\phi^2 + \Delta\eta^2 \leq 1.0 \tag{6.3}$$

ausreichend ist[1].

[1] vgl. auch Energiefluß um Jetachse in [A+95a]

Integriert man E_T über den Kegelradius ΔR^2 (Abb. 6.9), besitzt das Myon aus dem C Zerfall bei kleinem ΔR^2 aufgrund seines geringeren Transversalimpulses relativ zum Hadronsystem eine höhere Transversalenergie in seinem Kegel als ein Myon, das aus einem B-Zerfall entstanden ist. Erst ab einem genügend großen Kegel mit $R^2 \gtrsim 1.5$ findet man um das B-Myon herum mehr Transversalenergie.

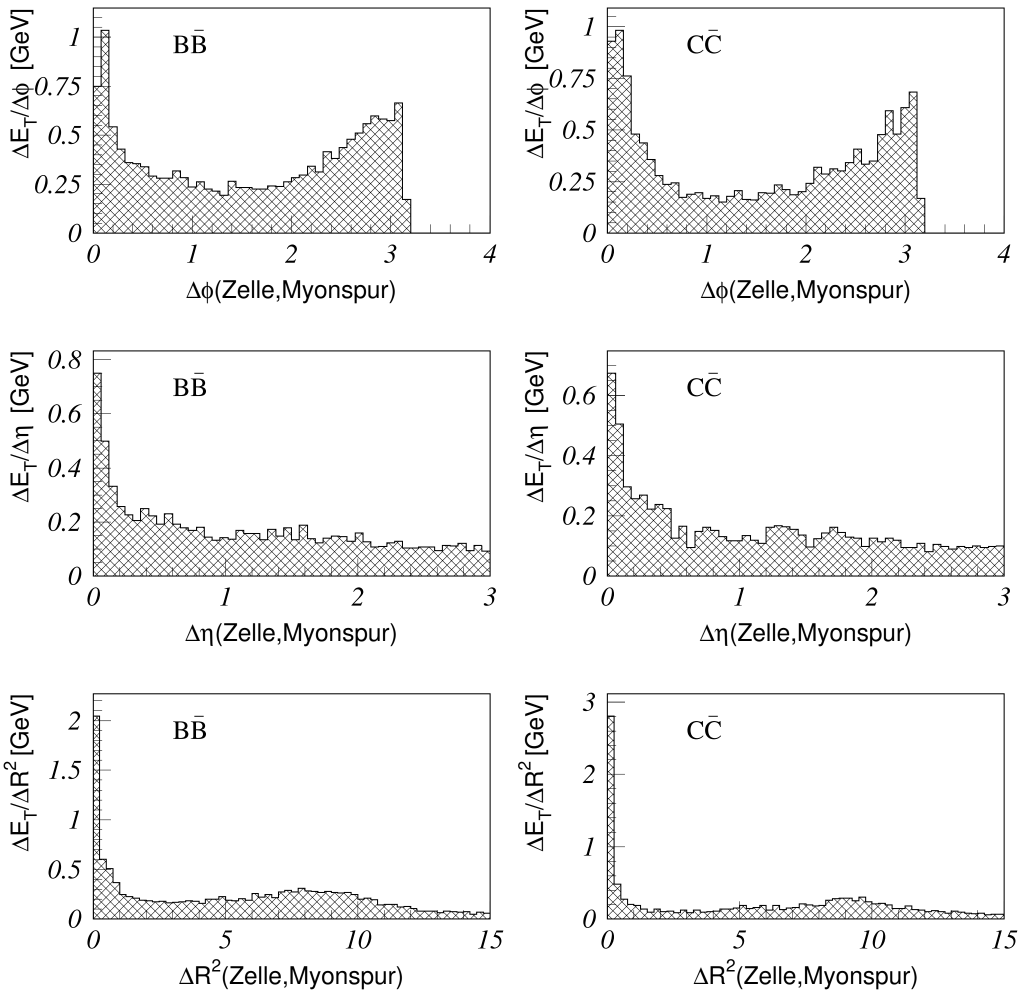

Abb. 6.8.: Vergleich der Aktivität um das Myon von C- und B-Zerfällen anhand von Monte-Carlo Daten. Dabei ist $R^2 = \phi^2 + \eta^2$

Abbildung 6.10 zeigt einen Vergleich der Aktivität um die Myonen bei simulierten C- und B-Quarks. Die Kegelgröße beträgt $\Delta R^2 \leq 1.0$. Im Gegensatz zu den vorherigen Graphiken, bei denen die Ereignisse nur schwache Selektionskriterien erfüllen mußten, wurden hier die endgültigen Schnitte aus Kapitel 4.2 angewandt.

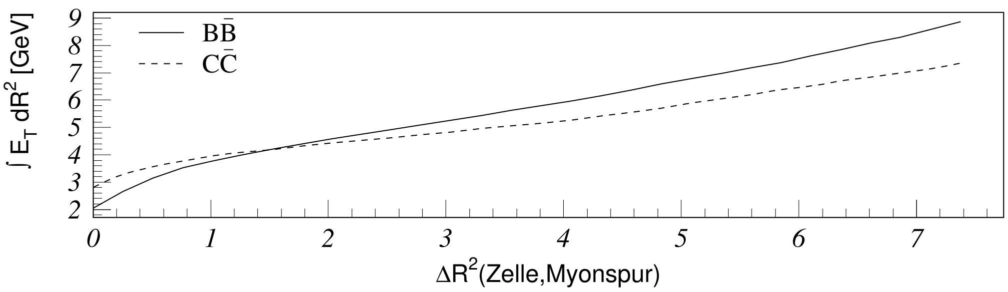

Abb. 6.9.: Integrierte Transversalenergie um das Myon.

Viele dieser C-Quark Myonen haben eine Aktivität von maximal $\approx 3\,\mathrm{GeV}$. Anhand von kosmischen Myonen ohne weitere Spuren im Detektor kann man sehen, daß Myonen als minimalionisierende Teilchen bis zu 2.5 GeV Energie im Kalorimeter abgeben. Das bedeutet, daß die meisten C-Quark Myonen kaum andere Teilchen in ihrer Nähe haben. Bei den B-Quark Zerfällen hingegen ist im Mittel eine deutlich höhere Aktivität um das Myon zu sehen.
Die bis jetzt gezeigten Graphiken zeigen nur die Aktivität um das höherenergetische Myon. Anhand der simulierten Daten läßt sich erkennen, daß die Unterschiede zwischen den Quarks bei diesen stärker hervortreten.

Abbildung 6.11 zeigt das zweidimensionale Aktivitätsspektrum aus den gemessenen Daten. Durch die gestrichelten Linien wird sie in vier Bereiche aufgeteilt. In Bereich (1) ist bei beiden Myonen $\sum E_T(\mu) < 2.5\,\mathrm{GeV}$. Man mißt lediglich die Energie, die das Myon selbst im Kalorimeter deponiert und spricht in diesem Fall von zwei isolierten Myonen. In Bereich (2) hingegen sind beide Myonen nicht isoliert und in den Bereichen (3) und (4) findet sich Aktivität um jeweils eines der beiden Myonen. Aus den Monte-Carlo Vorhersagen erwartet man, daß sich die Myonen aus J/ψ-Zerfällen und aus QED-Paarbildung überwiegend in Bereich (1) befinden. Diejenigen aus dem semileptonischen Zerfall tauchen hingegen in allen Bereichen auf, wobei die B-Zerfälle stärker in den Bereichen (2)-(4) vertreten sind.

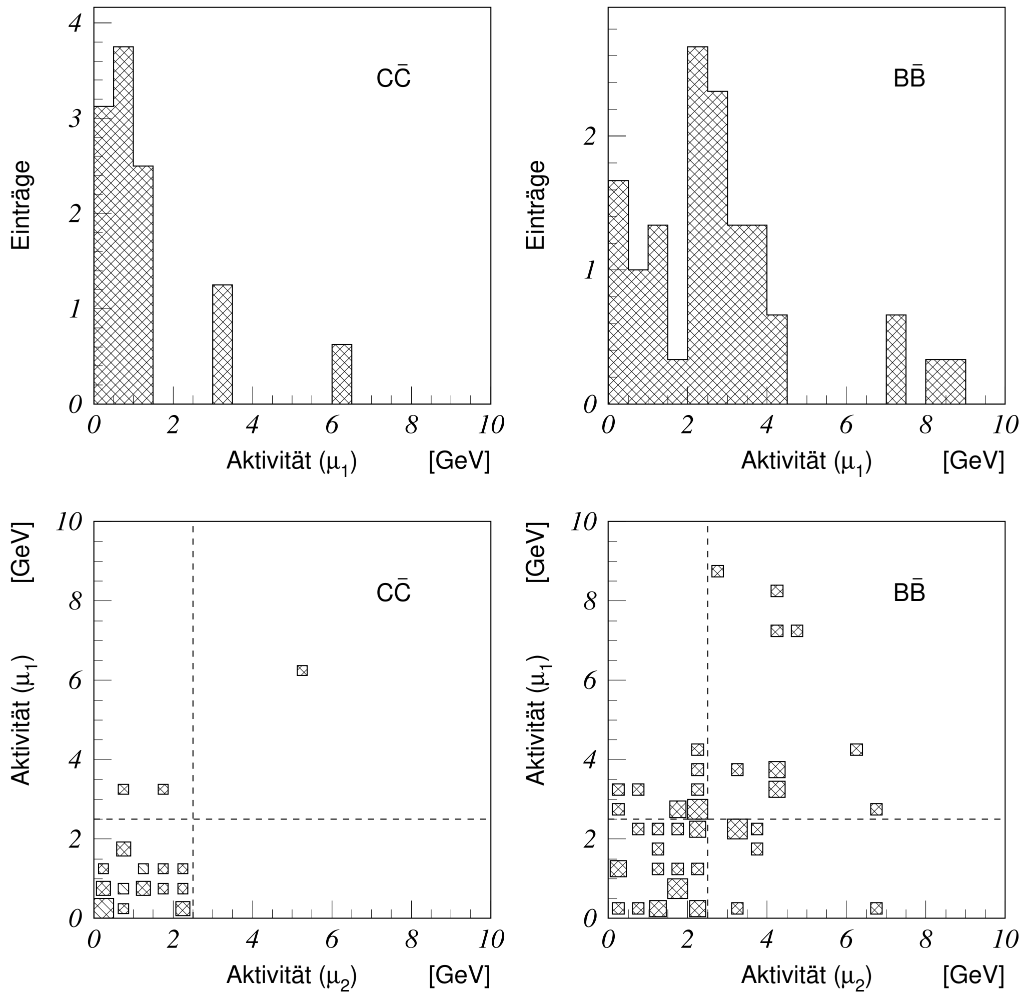

Abb. 6.10.: Die beiden oberen Bilder zeigen die Aktivität um das höherenergetische Myon bei simulierten Daten. Die Ereignisse wurden nach den 2-Myon Kriterien selektiert und zum besseren Vergleich zueinander normiert. Die unteren Bilder zeigen die Aktivität um beide Myonen für die gleichen Ereignisse

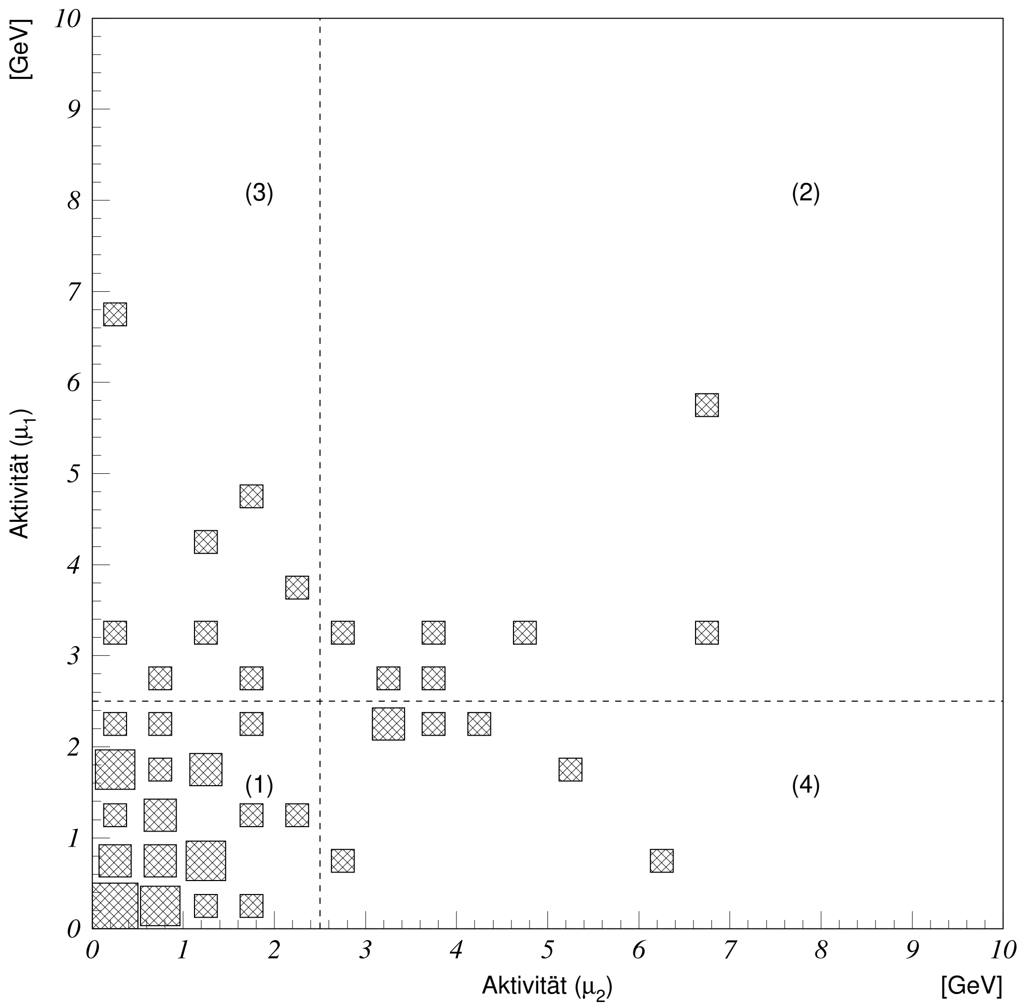

Abb. 6.11.: Aktivität um die beiden Myonen in den gemessenen Daten. Die Ereignisse erfüllen die 2-Myon Kriterien. Die gestrichelten Linien bei 2.5 GeV verdeutlichen die Energieabgabe des Myons

6.1.2. Relativimpuls des Myons zum Quark

Ein weiteres Kriterium, um Zerfälle von B- und C-Quarks voneinander zu separieren, ist der Relativimpuls des Myons zur Quark-Flugrichtung. Je schwerer ein Quark ist, desto mehr Transversalimpuls relativ zur Quark-Flugrichtung erhält das Myon.
Um die ursprüngliche Richtung des Quarks zu ermitteln, gibt es bei semileptonischen Zerfällen drei Möglichkeiten:

1. Nur die um das Myon liegenden Spuren werden zusammengefaßt.
2. Das Myonen und die umliegenden Spuren werden zusammengefaßt. Dadurch, daß man jetzt zwei der drei Zerfallsprodukte des Quarks berücksichtigt, sollte seine Kinematik besser rekonstruiert werden können.
3. Man betrachtet die Kalorimeterenergie um das Myon herum. Die Zellen des Kalorimeters haben eine schlechtere Auflösung als die Spuren in den beiden vorherigen Verfahren. Allerdings werden hier zusätzlich neutrale Teilchen berücksichtigt. Das Myon trägt mit einer mittleren Energieabgabe von $\approx 2\,\mathrm{GeV}$ zur Kalorimeterenergie bei.

Bei allen Verfahren wird ein Kegel mit $\Delta R^2 = \Delta\phi^2 + \Delta\eta^2 \leq 1$ um das Myon gelegt. Die Objekte – Spuren oder Kalorimeterzellen –, die sich in diesem Kegel befinden, werden vektoriell addiert. $P_{T\mathrm{rel}}$ ist dann der Transversalimpuls des Myons bezüglich der Summe dieser Objekte. Bei den Spuren wird zusätzlich verlangt, daß im Kegel um das Myon mindestens zwei weitere Spuren gefunden werden.

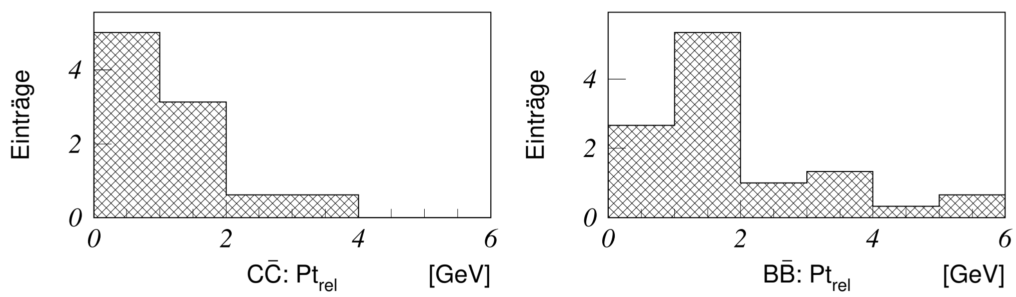

Abb. 6.12.: Transversalimpuls des höherenergetischen Myons relativ zur Summe der Spuren mit $\Delta R^2 \leq 1$. Die Verteilungen wurden zueinander normiert

In den Abbildungen 6.12 bis 6.14 werden die Relativimpulse für die unterschiedlichen Verfahren gezeigt.
Beim ersten Verfahren ist der Relativimpuls $P_{T\mathrm{rel}}$ größer als bei den anderen beiden Verfahren. Auch die Unterschiede zwischen C- und B-Quark sind hier deutlicher zu sehen.

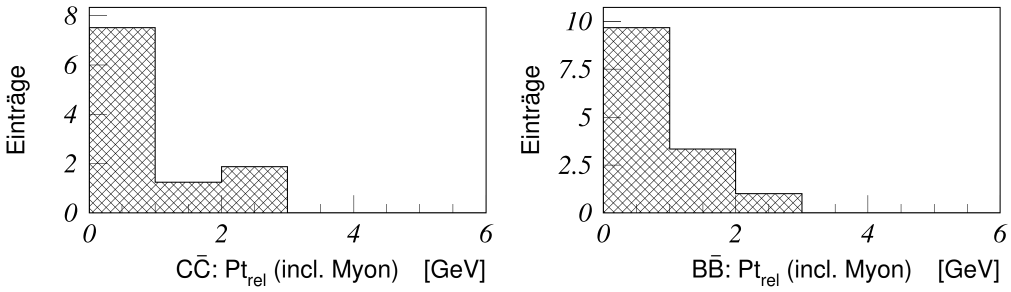

Abb. 6.13.: Transversalimpuls des höherenergetischen Myons relativ zur Summe der Spuren mit $\Delta R^2 \leq 1$. Das Myon selbst wird auch zu den Spuren gezählt. Die Verteilungen wurden zueinander normiert

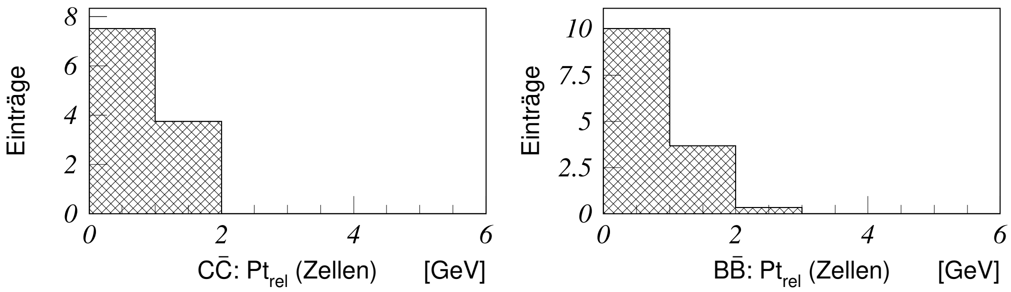

Abb. 6.14.: Transversalimpuls des höherenergetischen Myons relativ zur Summe der Kalorimeterzellen mit $\Delta R^2 \leq 1$. Die Verteilungen wurden zueinander normiert

Das entspricht den Erwartungen: Die ursprüngliche Flugrichtung des Quarks wird nicht so gut rekonstruiert wie bei den anderen Verfahren. Da sich Myon, Neutrino und Hadronen aus dem Zerfall transversal zur Quarkrichtung balancieren müssen, wird $P_{T\mathrm{rel}}$ zu hoch abgeschätzt.

In Abbildung 6.15 ist in den Abbildungen (2) in einer zweidimensionalen Graphik $P_{T\mathrm{rel}}$ gegen die Aktivität um das Myon aufgetragen. Man kann erkennen, daß die Myonen aus C-Quarks eine kleine Aktivität und ein kleines $P_{T\mathrm{rel}}$ besitzen. Bei den schwereren B-Quarks hingegen ist eine der beiden Variablen im Mittel $> 2\,\mathrm{GeV}$. Noch deutlicher tritt der Unterschied zwischen den beiden Quarktypen hervor, wenn man die Summe von Aktivität und $P_{T\mathrm{rel}}$ beider Myonen miteinander vergleicht.

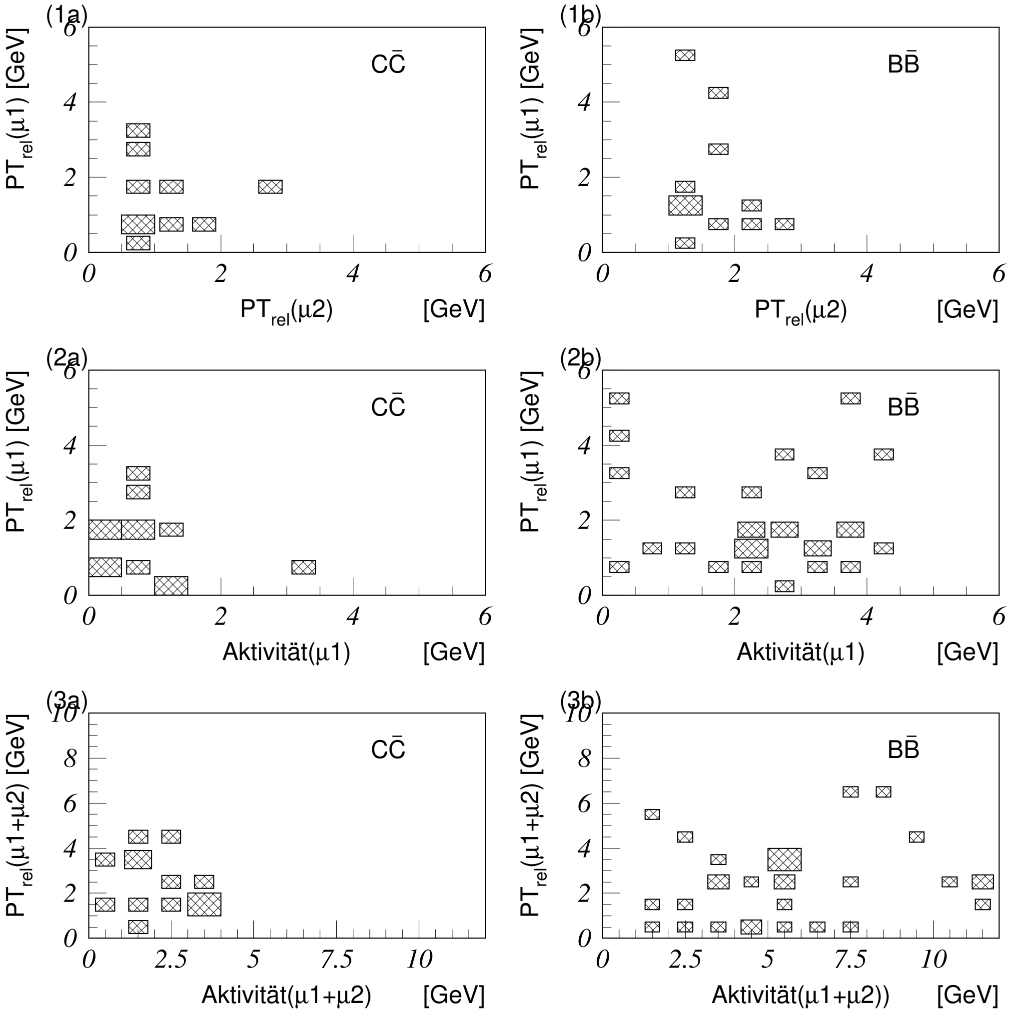

Abb. 6.15.: 2-dimensionale Verteilungen von *Aktivität* und $P_{T\,\mathrm{rel}}$ in den Monte-Carlo Daten. In der linken Spalte (a) sind die Verteilungen für C-Quarks aufgetragen, die rechte Spalte (b) zeigt analog die B-Quarks. Graphik (3) zeigt die Summe $P_{T\,\mathrm{rel}}(\mu_1) + P_{T\,\mathrm{rel}}(\mu_2)$ versus der Summe der Aktivität der beiden Myonen

6.1.3. Schnitte zur Selektion der Myonpaare aus Zerfällen schweren Quarks

In die Klasse der *offenen Quarkpaare* fällt jedes Ereignis, das die am Anfang dieses Kapitels in den Gleichungen (6.1) erwähnten Schnitte erfüllt, zusätzlich mindestens 5 Zentralspuren und eine minimale skalare Transversalenergiesumme hat:

$$\begin{aligned} N_{\mathrm{Spuren}} &\geq 5 \\ \sum E_T &\geq 6\,\mathrm{GeV} \end{aligned} \tag{6.4}$$

Mit diesen Anforderungen erhält man aus den Daten 94 Ereignisse. Davon sind 34.9 Untergrundereignisse aus Zerfall und Punchthrough. Kosmische Myonen und Restgasereignisse können dem gegenüber vernachlässigt werden. Ihr Anteil liegt unter 10%, da in den selektierten Daten keine leeren oder Pilot-Teilchenpakete sind.
Die selektierten Daten sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Hier sieht man das Rapiditäts- und das Transversalimpuls-Spektrum. Die Daten sind als Punkte mit statistischen Fehler dargestellt. Untergrund und simulierte Ereignisse wurden addiert und schraffiert aufgetragen. Man sieht, daß das P_T-Spektrum den Erwartungen entspricht. Bei der η-Verteilung jedoch erhält man einen Überschuß an Daten bei $\eta = 1.5$ und bei $\eta = -1.5$.

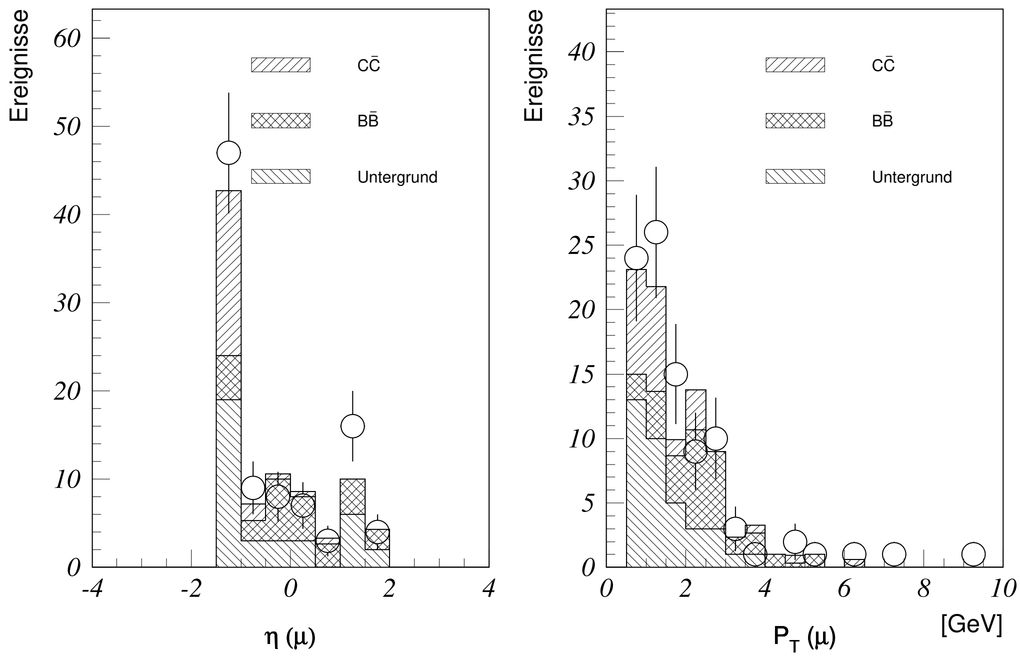

Abb. 6.16.: Rapiditäts- und Transversalimpuls-Spektren der Myonen aus Zerfall offener Quarkpaare. Der Untergrund besteht aus Zerfall und Punchthrough. Die simulierten Ereignisse wurden auf die Daten normiert

Aus diesem Datensatz läßt sich der sichtbare Wirkungsquerschnitt σ_{vis} ableiten. Er sagt aus, wie viele Ereignisse im gewählten Phasenraum zu erwarten sind. Er berechnet sich als

$$\sigma_{\text{vis}} = \frac{N - N_{BGR}}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon_{\text{trg}} \cdot \varepsilon_{\text{rec}}} \tag{6.5}$$

mit

$$
\begin{aligned}
N &= \text{Gesamtanzahl der Ereignisse;}\\
N_{BGR} &= \text{Anzahl der Untergrundereignisse in } N;\\
\mathcal{L} &= \text{integrierte Luminosität, aus der die Ereignisse stammen;}\\
\varepsilon_{\text{trg}} &= \text{Triggereffizienz (siehe Abschnitt 5.1);}\\
\varepsilon_{\text{rec}} &= \text{Rekonstruktionseffizienz (siehe Abschnitt 5.2).}
\end{aligned}
$$

Dieser Wirkungsquerschnitt gilt jeweils für den gewählten Phasenraum und hängt somit von allen angewandten Schnitten ab. Für die allgemein selektierten Myonpaare aus offenem $\mathrm{Q\bar{Q}}$-Zerfall ist also mit

$$
\begin{aligned}
N &= 94 \pm 9.7,\\
N_{\text{BGR}} &= 35 \pm 3,\\
\mathcal{L} &= (3065 \pm 147)\,\text{nb}^{-1},\\
\varepsilon_{\text{trg}} &= 0.79 \pm 0.06,\\
\varepsilon_{\text{rec}} &= 0.25 \pm 0.02,
\end{aligned}
$$

$$
\sigma_{\text{vis}}(ep \xrightarrow[\mathrm{Q\bar{Q}_{offen}}]{} \mu\mu) = (0.097 \pm 0.018)\,\text{nb} \tag{6.6}
$$

für die Selektionsschnitte

$$
\text{Cuts}(\mathrm{Q\bar{Q}_{offen}}): \qquad
\begin{aligned}
P(\mu) &> 1\,\text{GeV},\\
P_T(\mu) &> 0.5\,\text{GeV},\\
20^0 < \theta(\mu) &< 155^0,\\
\sum E_T &> 6\,\text{GeV},\\
Q^2 &< 4\,\text{GeV}^2,\\
N_{\text{Spuren}} &\geq 5.
\end{aligned}
$$

Beitrag aus $\mathrm{C\bar{C}}$ Zerfällen

Für C-Quark Zerfälle wird verlangt, daß das höherenergetische Myon eine Aktivität von $Akt \leq 3\,\text{GeV}$ und $P_{T\text{rel}} \leq 3\,\text{GeV}$ hat. Für das Myon aus B-Quarks gilt komplementär: $Akt > 3\,\text{GeV}$ oder $P_{T\text{rel}} > 3\,\text{GeV}$.
Man erhält jetzt analog wie im vorherigen Abschnitt einen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von C-Quarks. Der Anteil von B-Quarks zählt hier mit zum Untergrund:

$$
\begin{aligned}
N &= 62 \pm 7.9,\\
N_{\text{BGR}} &= 36 \pm 9.1,\\
\varepsilon_{\text{rec}} &= 0.06 \pm 0.01
\end{aligned}
$$

$$\sigma_{\text{vis}}(ep \xrightarrow[\mathrm{C\bar{C}_{offen}}]{} \mu\mu) = (0.18 \pm 0.06)\,\text{nb} \tag{6.7}$$

mit den zusätzlichen Schnitten

$$\text{Cuts}(\mathrm{C\bar{C}_{offen}}): \qquad \text{Cuts}(\mathrm{Q\bar{Q}_{offen}}) \quad \text{und} \quad Akt < 2\,\text{GeV}, \quad P_{T\text{rel}} < 2\,\text{GeV}.$$

Die resultierenden Verteilungen für η und P_T sieht man in Abbildung 6.17. Hier werden jetzt die simulierten $\mathrm{B\bar{B}}$ Ereignisse mit zum Untergrund gezählt.
Für den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(ep \to \mathrm{Q\bar{Q}})$ muß man aus den visuellen

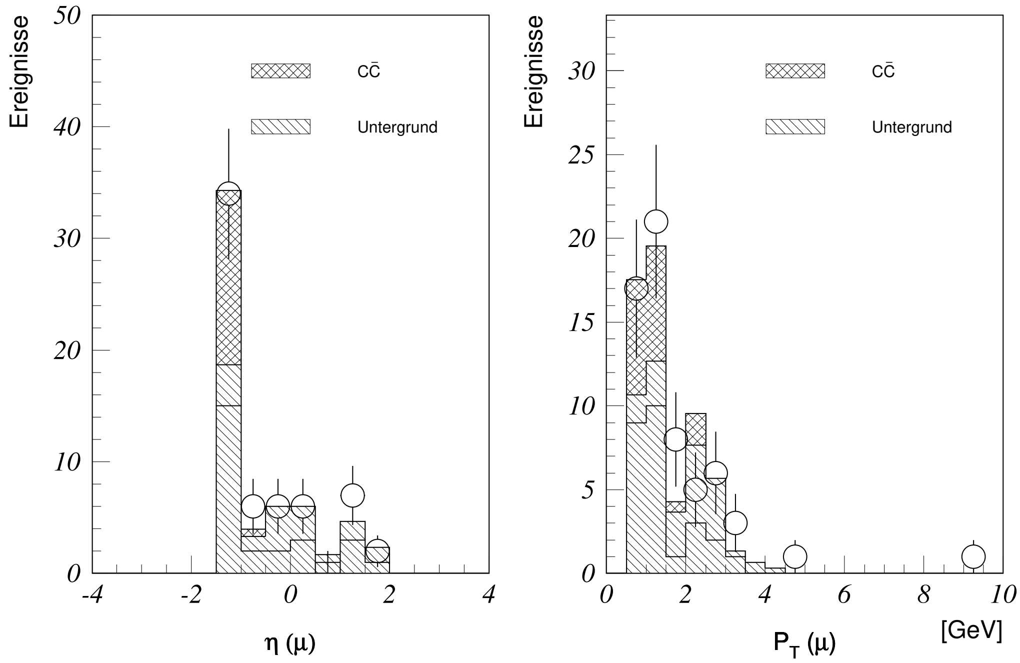

Abb. 6.17.: Rapiditäts- und Transversalimpuls-Spektren der Myonen aus $\mathrm{C\bar{C}}$-Zerfall. Der Untergrund besteht aus B-Quark Zerfall und Punchthrough.

Wirkungsquerschnitten die Detektorakzeptanz ε_{det} und das Verzweigungsverhältnis $Br(\mathrm{Q\bar{Q}} \to \mu\mu)$ herausfalten (siehe Abschnitt 5.2). Mit

$$Br(\mathrm{C\bar{C}} \to \mu\mu) = 0.0091 \pm 0.0004,$$
$$\varepsilon_{\text{det}}(\mathrm{C\bar{C}}) = 0.013 \pm 0.006$$

erhält man jetzt die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer C-Quarks durch Boson-Gluon-Fusion:

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{ep} \to \mathrm{C\bar{C}}) = (1150 \pm 570 \pm 580)\,\text{nb}. \tag{6.8}$$

Der systematische Fehler resultiert aus der Ungenauigkeit der gewählten Strukturfunktion bei der Extrapolation auf den gesamten Phasenraum (siehe Abschnitt 5.3). Von diesem Wirkungsquerschnitt für die ep-Kollision kann man auf den γp Wirkungsquerschnitt schließen:
Der ep Wirkungsquerschnitt ist das Integral von γp-Wirkungsquerschnitt und Photonfluß im Elektron $f_{\gamma e}$ über Q^2 und y (siehe auch Gleichung (2.7) auf Seite 11):

$$\sigma_{\rm tot}(\mathrm{ep} \to \mathrm{Q\bar{Q}}) = \sigma_{\rm tot}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{Q\bar{Q}}) \cdot \int\limits_{y_{\rm min}}^{y_{\rm max}} dy \int\limits_{Q^2_{\rm min}}^{Q^2_{\rm max}} dQ^2 \cdot f_{\gamma\mathrm{e}}(y, Q^2) \tag{6.9}$$

$$= \sigma_{\rm tot}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{Q\bar{Q}}) \cdot \Phi_{\gamma\mathrm{e.}} \tag{6.10}$$

$f_{\gamma\mathrm{e}}(y, Q^2)$ ist der *Photonfluß*, der die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein Photon mit dem Energieanteil y und der Virtualität Q^2 vom Elektron abgestrahlt wird.
Bei einem Bereich von $0.02 < y < 1.0$ liefert das Integral über den Photonfluß $f_{\gamma\mathrm{e}}(y, Q^2)$ einen Wert von

$$\Phi = 0.145 \pm 0.006. \tag{6.11}$$

Die mittlere Schwerpunktsenergie $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle$ wird anhand simulierter Daten ermittelt. Sie beträgt:

$$\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = (130.0 \pm 84)\,\mathrm{GeV}. \tag{6.12}$$

Damit erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $\mathrm{C\bar{C}}$-Quarkpaaren aus γp Wechselwirkungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle =$ 130.0 GeV:

$$\sigma_{\rm tot}(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{C\bar{C}},\ \langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 130.0\,\mathrm{GeV}) \quad = \quad (7.9 \pm 3.9 \pm 4.0)\,\mu\mathrm{b} \tag{6.13}$$

Beitrag aus $\mathrm{B\bar{B}}$ Zerfällen

Die Zerfälle aus B-Quarks werden komplementär zu den $\mathrm{C\bar{C}}$-Paaren mit den folgenden Schnitten selektiert:

$$\begin{array}{lrl} \mathrm{Cuts(B\bar{B}_{offen})}: \qquad & \mathrm{Cuts(Q\bar{Q}_{offen})} \ \ \text{und} & Akt \geq 2\,\mathrm{GeV} \\ & \text{oder} & P_{T\mathrm{rel}} \geq 2\,\mathrm{GeV} \end{array}$$

Die Myonen aus C-Quark Zerfall zählen hier mit zum Untergrund und man erhält analog zum vorherigen Abschnitt die folgenden Ereigniszahlen und Effizienzen:

$$\begin{aligned} N &= 32 \pm 5.7, \\ N_{\rm BGR} &= 17.7 \pm 2.7, \\ \varepsilon_{\rm rec} &= 0.18 \pm 0.02, \\ Br(\mathrm{B\bar{B}} \to \mu\mu) &= 0.06 \pm 0.02, \\ \varepsilon_{\rm det}(\mathrm{B\bar{B}}) &= 0.109 \pm 0.006. \end{aligned} \tag{6.14}$$

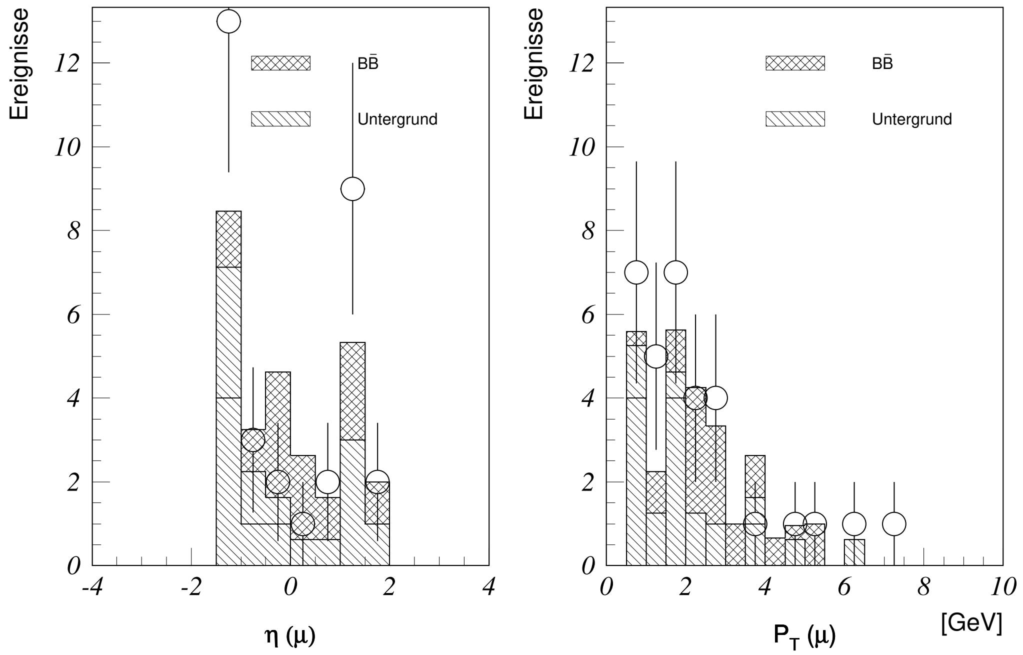

Abb. 6.18.: Rapiditäts- und Transversalimpuls-Spektren der Myonen aus B$\bar{\mathrm{B}}$-Zerfall. Der Untergrund besteht aus C-Quark Zerfall und Punchthrough.

Daraus berechnen sich die Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{\mathrm{vis}}(\mathrm{ep} \xrightarrow[\mathrm{B\bar{B}_{offen}}]{} \mu\mu) = (0.033 \pm 0.009)\,\mathrm{nb} \tag{6.15}$$

$$\sigma_{\mathrm{tot}}(\mathrm{ep} \xrightarrow[\mathrm{B\bar{B}_{offen}}]{} \mathrm{B\bar{B}}) = (5.0 \pm 2.2 \pm 1.0)\,\mathrm{nb} \tag{6.16}$$

$$\sigma_{\mathrm{tot}}(\gamma\mathrm{p} \xrightarrow[\mathrm{B\bar{B}_{offen}}]{} \mathrm{B\bar{B}}, \langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 179\,\mathrm{GeV}) = (34 \pm 15 \pm 7)\,\mathrm{nb} \tag{6.17}$$

6.1.4. Diskussion

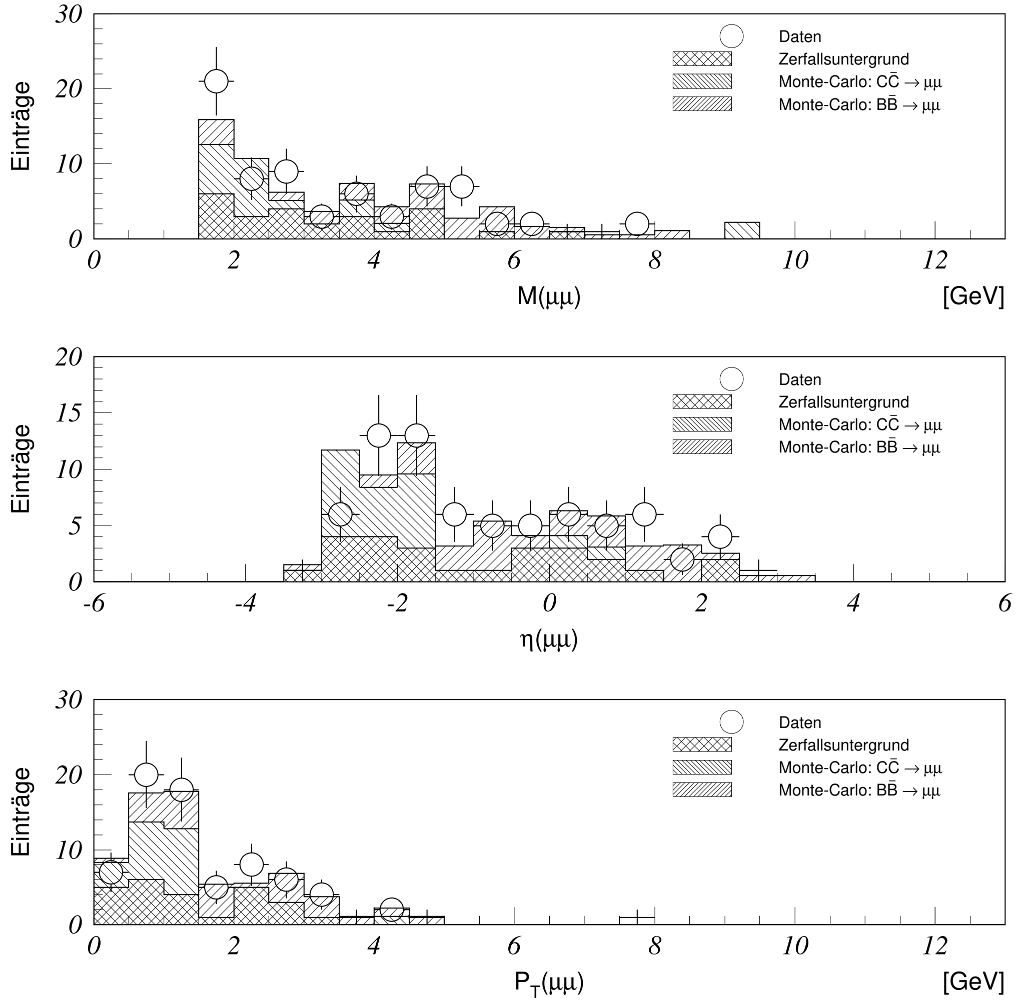

Abb. 6.19.: Kinematische Variablen der $\mu\mu$-Systems

In Abbildung 6.19 wird die Kinematik des $\mu\mu$-Systems dargestellt.
Man sieht, daß die Verteilungen der gemessenen Ereignisse durch die simulierten Daten im Rahmen der Fehlergrenzen wiedergegeben werden.

Durch starke Schnitte ist es gelungen, das Signal aus Zerfällen offener Quarkpaare aus dem Zerfalls- und Punchthrough-Untergrund hervorzuheben. Dadurch wurde auch das Verhältnis von C- zu B-Quarkpaaren stark zu Gunsten der schwereren B-Quarks verändert, so daß jetzt nahezu gleiche Anteile beider Quarksorten vorliegen.

Abbildung 6.20 zeigt den Verlauf von x_g. Dabei wurde das Rekonstruktionsverfahren nach Formel 2.19 benutzt. Die Punkte stellen die gemessenen Daten dar. Der Verlauf

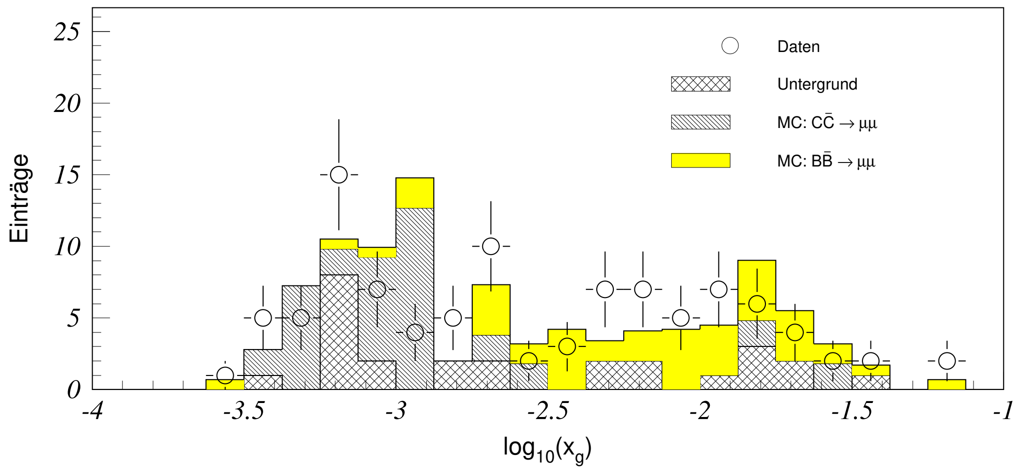

Abb. 6.20.: Rekonstruierte Gluonstruktur. Es wurde die Formel 2.19 benutzt.

ist unterschiedlich zu der in Abschnitt 2.1 auf Seite 17 gezeigten Verteilung. Dort wurden nur C-Quark Zerfälle untersucht. Hier hingegen sieht man eine Mischung aus beiden Quarkanteilen und Zerfallsuntergrund.
Der Anteil aus $C\bar{C}$-Paaren hat das Maximum bei $\log_{10}(x_\mathrm{g}) \approx -2.9$, während die B-Quarks in einer breiteren Verteilung um $\log_{10}(x_\mathrm{g}) \approx -2.2$ herum liegen.
Dies entspricht den Erwartungen: Die kleinere Masse der C-Quarks führt zu mehr Ereignissen bei kleinem x_g, da die Schwelle zur Erzeugung des $Q\bar{Q}$ Paares hier niedriger ist.

Im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten von anderen Analysen ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit anderen Experimenten und den theoretischen Erwartungen. In Bild 6.21 sieht man den Charm-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{C}\bar{\mathrm{C}}X)$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma\mathrm{p}}$. Neben den ZEUS und H1 Meßpunkten sieht man weitere Meßwerte von älteren Fixed-Target Experimenten.

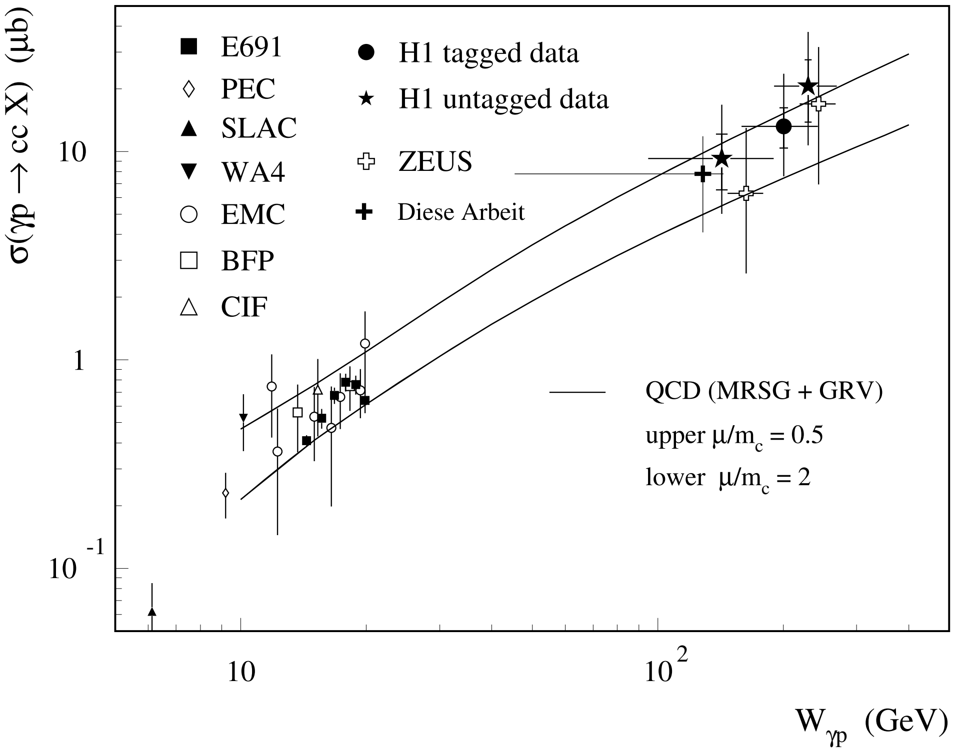

Abb. 6.21.: Totaler Wirkungsquerschnitt zur Produktion von Charm-Quarks als Funktion von $W_{\gamma p}$. Die Linien stellen eine NLO QCD Rechnung mit den Parametrisierungen MRSG und GRV-G HO für die Proton- und Photon-Teilchendichten dar. Die Grenzen ergeben sich aus Variation zwischen $0.5 < \mu/m_c < 2$ [A+96c]

6.2. Myonpaare aus $\gamma\gamma$ Produktion

Für die Selektion der Myonpaare aus QED-Produktion werden zu den Schnitten am Anfang dieses Kapitels (6.1) die folgenden Kriterien verlangt:

$$\begin{aligned} \sum E_T &< 6\,\text{GeV}, \\ N_{\text{Spuren}} &< 3, \\ M_{\mu\mu} &> 1.5\,\text{GeV}, \\ M_{\mu\mu} &< 2.8\,\text{GeV} \quad \text{oder} \quad M_{\mu\mu} > 3.5\,\text{GeV}, \end{aligned} \tag{6.18}$$

So erhält man 77 Ereignisse mit einer Mischung von elastisch und inelastisch produzierten QED Myonpaaren (Feynman Graph in Abbildung 2.17 auf Seite 27), die man noch voneinander trennen möchte.

6.2.1. Trennung von elastischen und inelastischen Prozessen

Ein Versuch zur Separation der beiden Anteile bei der multipheren Produktion bietet die Suche nach den Protonfragmenten bei den inelastischen Prozessen. Es stellt sich

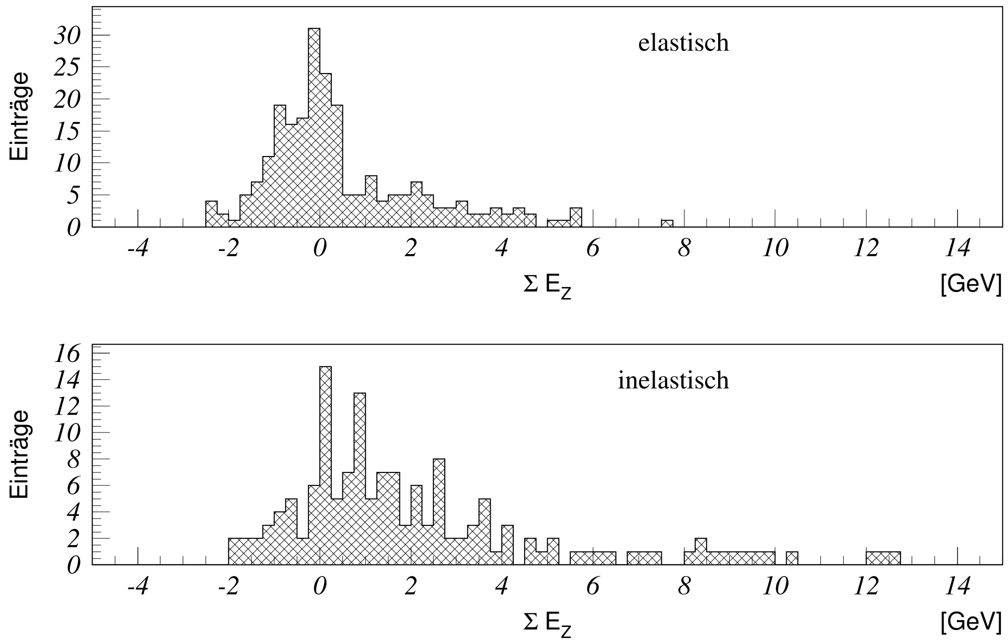

Abb. 6.22.: Skalare Longitudinalenergie $\sum E_z$ im Ereignis

allerdings heraus, daß auch im inelastischen Fall keine Protonreste im Kalorimeter nachgewiesen werden. In Abbildung 6.22 wird die longitudinale Energie, kombiniert aus Kalorimeterzellen und Spuren, für die beiden simulierten Prozesse gezeigt. Hier zeigt sich kein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Prozeßtypen. Auch im inelastischen Fall verschwinden die Proton-Fragmente im Strahlrohr zu verschwinden und können nicht im Detektor nachgewiesen werden (vergleiche auch [Dün94]).

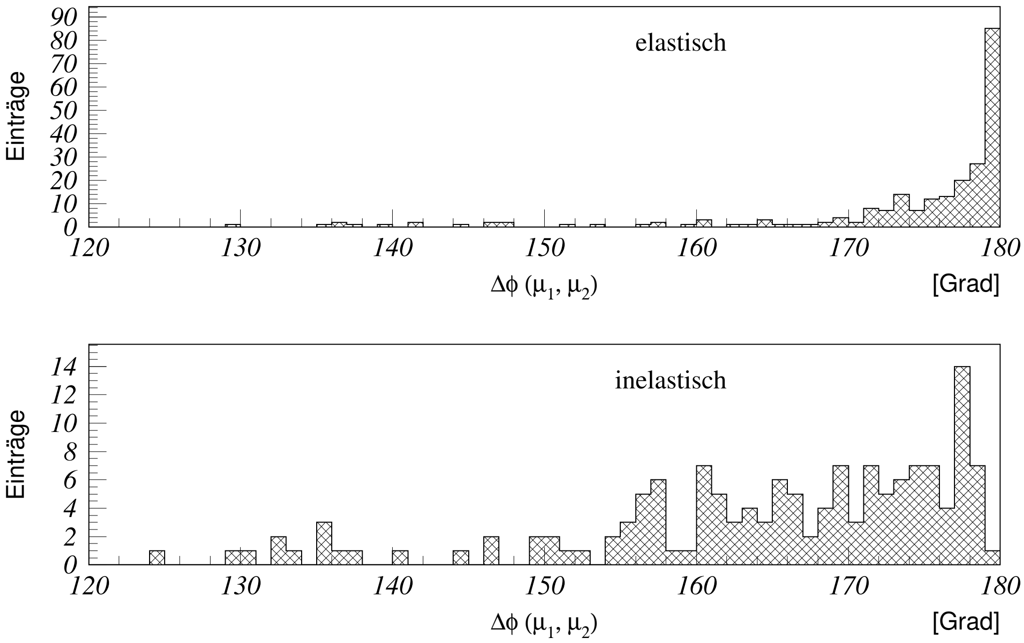

Abb. 6.23.: Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi$ zwischen den beiden Myonen

Man kann aber auch aus der Kinematik des Myonpaares indirekt auf das Proton, beziehungsweise des Protonrest, schließen. Der Transversalimpuls, der auf das Proton übertragen wird, wird vom Myonpaar balanciert.
Eine Möglichkeit bietet die Azimutwinkeldifferenz der beiden Myonen. Sie ist in Abbildung 6.23 aufgetragen. Man erkennt, daß die Myonen aus elastischer Produktion meist in $\Delta(\phi) \approx 180^0$ zueinander liegen. Bei den inelastischen Paaren hingegen erhält das Myonsystem einen zusätzlichen Transversalimpuls vom Proton, so daß der Winkel zwischen den Myonen von 180^0 abweicht.
Ein weiteres Unterscheidungkriterium ist der Transversalimpuls des Myonsystems $P_T(\mu\mu)$. In den Histogrammen in Bild 6.24 sieht man diese Größe in einem zweidimensionalen Plot mit obiger Winkeldifferenz.
In dieser Arbeit wurde zur Unterscheidung der elastischen und inelastischen Anteile $P_T(\mu\mu)$ herangezogen. In Figur 6.25 sieht man den Betrag der Vektorsumme der

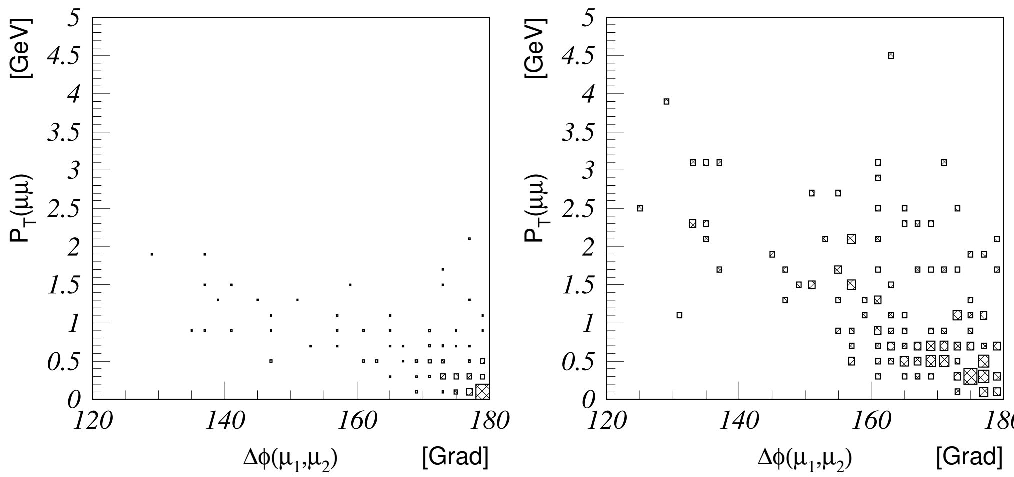

Abb. 6.24.: Transversalimpuls des Myonsystems $P_T(\mu\mu)$ versus der Azimutwinkeldifferenz der Myonen. Es sind simulierte Ereignisse dargestellt - links aus elastischer Produktion und rechts aus inelastischer ep Streuung

Transversalimpulse beider Myonen. Im inelastischen Fall erhält das Myonpaar einen wesentlich höheren Transversalimpuls als im elastischen Fall. Mit einem Schnitt bei

$$|P_T(\mu\mu)| = \left|\overrightarrow{P_T(\mu_1)} + \overrightarrow{P_T(\mu_2)}\right| < .35\,\mathrm{GeV} \tag{6.19}$$

kann man so etwa 80% der elastischen Myonpaare selektieren und einen ebenso großen Anteil von inelastisch produzierten Paaren verwerfen. Durch Anpassung einer Exponentialfunktion $f(x) = k \cdot \mathrm{e}^{sx}$ an die simulierten $P_T(\mu\mu)$-Verteilungen kann man die Anteile der elastisch und inelastisch produzierten an den Daten bestimmen. Die Anpassungen der *Slope* s an die simulierten Ereignisse ergibt:

$$f_{\mathrm{el}}(x) = k_{\mathrm{el}} \cdot \mathrm{e}^{(-4.5\pm0.5)x} \tag{6.20}$$

$$f_{\mathrm{inel}}(x) = k_{\mathrm{inel}} \cdot \mathrm{e}^{(-0.67\pm0.08)x} \tag{6.21}$$

Um die jeweiligen Anteile an den Daten zu ermitteln, wird die Summe der beiden Funktionen $f_{\mathrm{daten}}(x) = f_{\mathrm{el}}(x) + f_{\mathrm{inel}}(x)$ gebildet und unter Variation der Faktoren k_i an die Daten angepaßt. Man erhält so:

$$\begin{aligned} f_{\mathrm{daten}}(x) &= f_{\mathrm{el}}(x) + f_{\mathrm{el}}(x) \\ &= (11 \pm 3) \cdot \mathrm{e}^{-0.67x} + (76 \pm 17) \cdot \mathrm{e}^{-4.5x} \end{aligned} \tag{6.22}$$

Durch Integration über $P_T(\mu\mu)$ und unter Berücksichtigung der Bin-Breite im Histogramm von $1/0.4\,\mathrm{GeV}^{-1}$ erhält man die Anteile:

$$N_{\mathrm{el}} = 38.5^{+9.8}_{-7.9} \tag{6.23}$$

$$N_{\mathrm{inel}} = 39.5^{+7.4}_{-9.3} \tag{6.24}$$

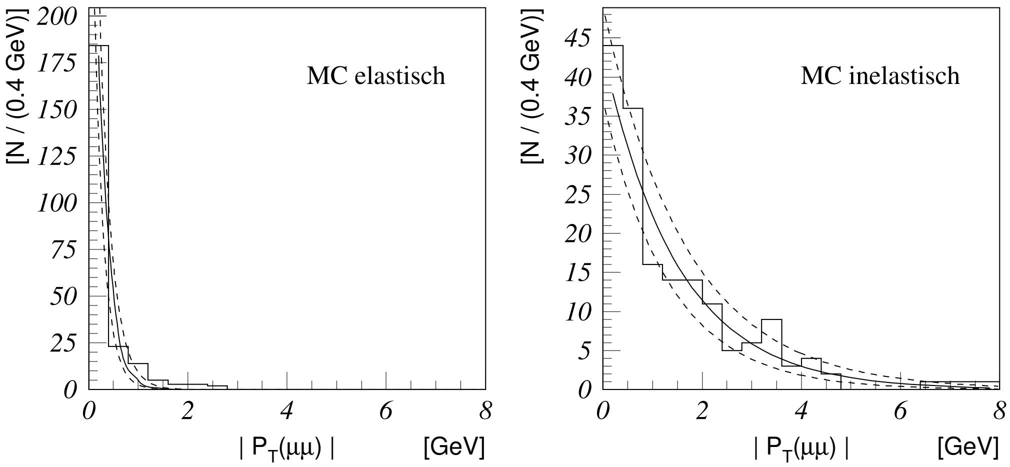

Abb. 6.25.: Ermittlung der elastischen und inelastischen Anteile durch Anpassung einer Exponentialfunktion

	$\gamma\gamma$ Myonpaare			
	elastisch		inelastisch	
$\varepsilon_{\rm trg}$	0.79	± 0.1	0.79	± 0.1
$\varepsilon_{\rm rec}$	0.095	± 0.009	0.20	± 0.02
$\varepsilon_{\rm det}$	0.0016	± 0.003	0.012	± 0.004

Tab. 6.1.: Zusammenfassung der Effizienzen, die für die Berechnung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte bei der $\gamma\gamma$-Produktion von Myonpaaren benutzt werden.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\rm vis}$ ist nach Gleichung 6.5:

$$\sigma_{\rm vis}(ep \xrightarrow[\gamma\gamma_{\rm el.}]{} \mu^+\mu^-) = 0.17 \pm 0.05\,{\rm nb} \tag{6.25}$$

$$\sigma_{\rm vis}(ep \xrightarrow[\gamma\gamma_{\rm inel.}]{} \mu^+\mu^-) = 0.08 \pm 0.02\,{\rm nb} \tag{6.26}$$

mit den folgenden kinematischen Schnitten:

$$\begin{aligned} \text{Cuts(QED)}: \qquad & Q^2 < 4\,{\rm GeV}^2 \\ & P(\mu) > 1\,{\rm GeV} \\ & P_T(\mu) > 0.5\,{\rm GeV} \\ & 20^0 < \theta(\mu) < 155^0 \\ & M_{\mu\mu} > 1.5\,{\rm GeV} \\ & M_{\mu\mu} < 2.8\,{\rm GeV} \quad \text{oder} \quad M_{\mu\mu} > 3.3\,{\rm GeV} \end{aligned}$$

Mit der Detektoreffizienz $\varepsilon_{\mathrm{det}}$ und dem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Photon Dichte erhält man aus dem sichtbaren den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $\mu^+\mu^-$-Paaren bei ep-Kollisionen.

$$\sigma_{\mathrm{tot}}(ep \xrightarrow[\gamma\gamma_{\mathrm{el.}}]{} \mu^+\mu^-) = 104 \pm 36 \pm 36\,\mathrm{nb} \tag{6.27}$$

$$\sigma_{\mathrm{tot}}(ep \xrightarrow[\gamma\gamma_{\mathrm{inel.}}]{} \mu^+\mu^-) = 6.8 \pm 2.9 \pm 2.4\,\mathrm{nb} \tag{6.28}$$

Die Effizienzen, die in diese Wirkungquerschnitte eingehen, werden in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

6.2.2. Diskussion

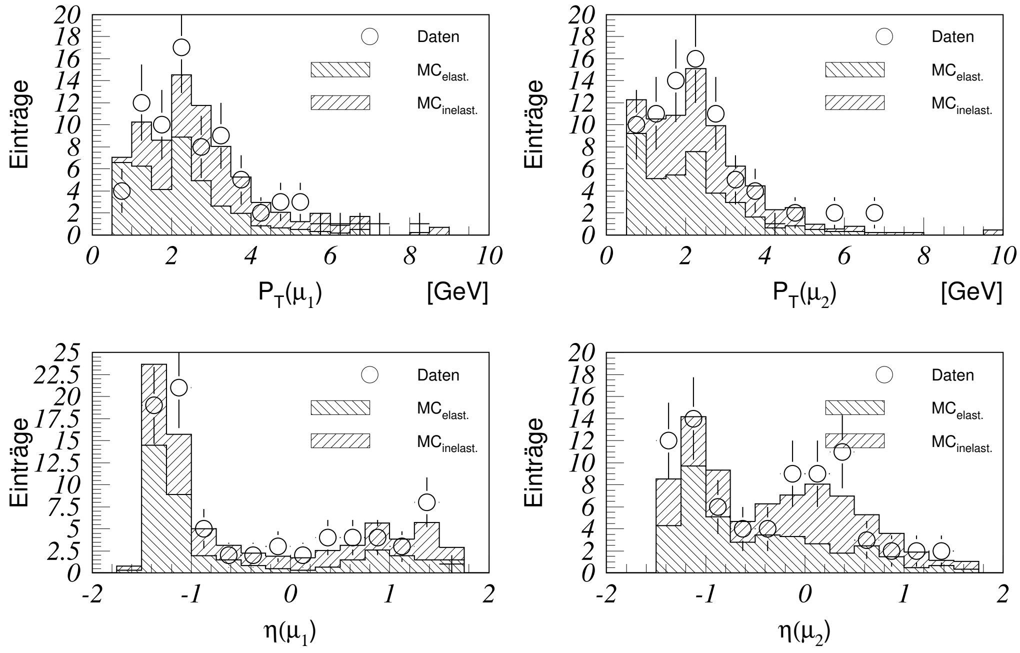

Abb. 6.26.: Transversalimpuls und Rapiditätsverteilung beider Myonen. Die simulierten Anteile wurden addiert. Das erste Myon hat den höheren Impuls

In den Abbildungen 6.26, 6.27 und 6.28 werden die wesentlichen kinematische Verteilungen der gemessenen Daten gezeigt und mit den simulierten Prozessen verglichen. Man sieht, daß die erwarteten Spektren der Monte-Carlo Vorhersage im Rahmen der statistischen Fehler mit den gemessenen Werten übereinstimmt.

Im ersten Bild 6.26 werden die Transversalimpuls- und Rapiditätsspektren beider Myonen gezeigt. Das erste Myon μ_1 hat den höheren Impuls. Das Myon mit dem

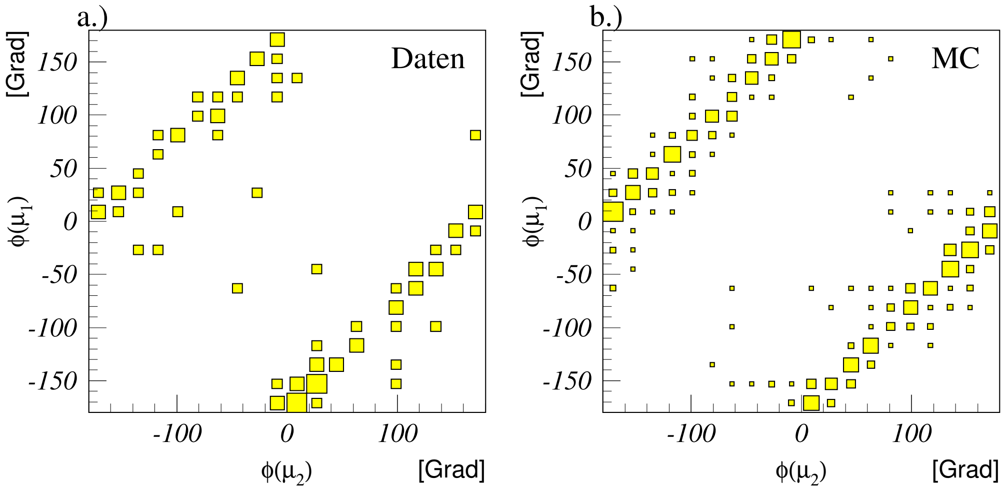

Abb. 6.27.: Azimutwinkel ϕ beider Myonen. Das linke Bild zeigt die gemessenen Daten, im rechten Bild wurden beide simulierten Anteile addiert

kleineren Impuls hat häufig eine Rapidität nahe 0, fliegt also senkrecht zur Strahlachse. Der Effekt ist bei den inelastisch produzierten Paaren stärker ausgeprägt als beim elastischen Prozeß.
Bei Betrachtung der Rapidität des Myonsystems in Abbildung 6.28 fällt ein Unterschied zwischen den beiden Produktionsmechanismen auf. Auch hier liegen die inelastischen Paare stärker in der Detektormitte.

Bild 6.27 zeigt die Azimutwinkelverteilungen der beiden Myonen zueinander. Sowohl in den Daten als auch bei den simulierten Ereignissen bilden die Winkel meist eine Differenz von $\Delta\phi \approx 180^0$.

Im Massenspektrum erkennt man den Schnitt für kleine Massen $M(\mu\mu) < 1.5\,\mathrm{GeV}$ und bei der J/ψ Masse von $\approx 3.1\,\mathrm{GeV}$.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Myonen aus QED Prozessen ein klares Signal mit einer hohen Rate liefern, daß gut von den anderen Produktionsprozessen unterschieden werden kann.

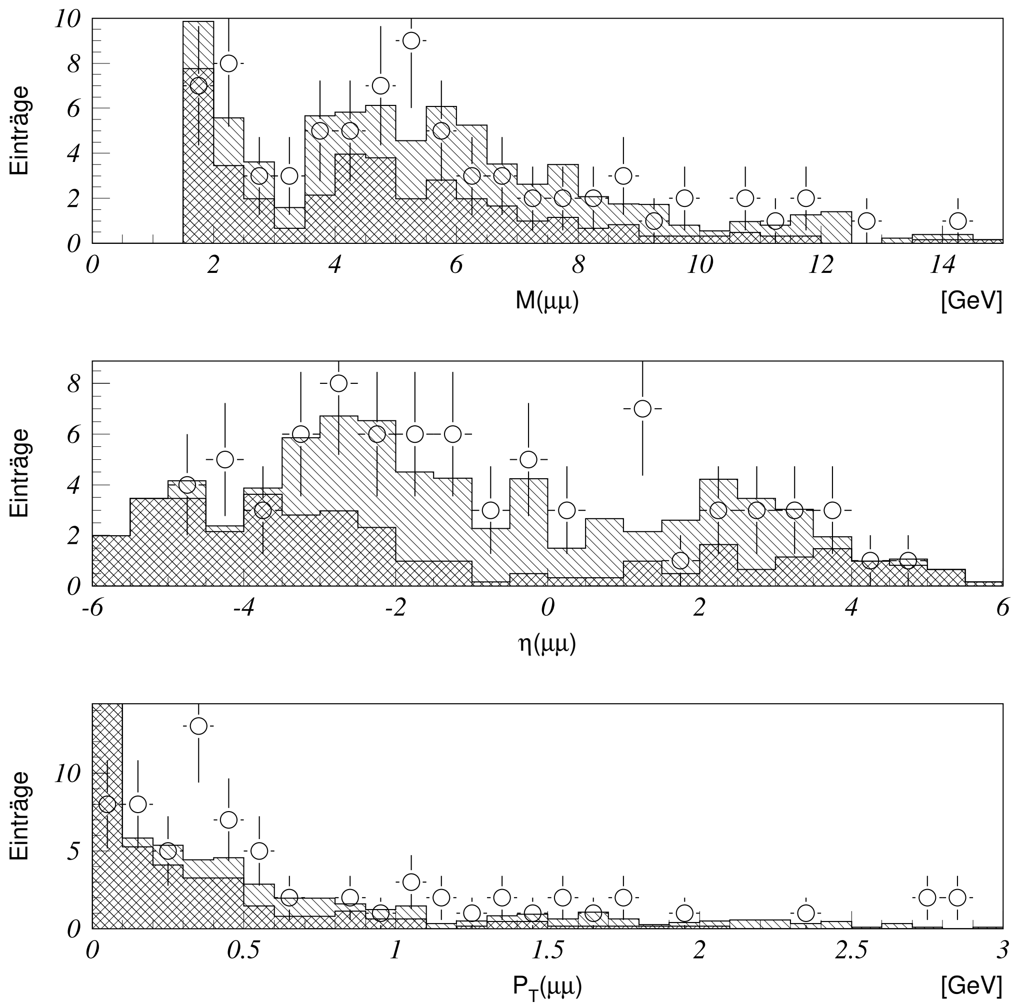

Abb. 6.28.: Kinematik des Myonsystems. Die Punkte stellen die gemessenen Verteilungen dar. Doppelt schraffiert ist Vorhersage für den elastischen Anteil. Der inelastische Anteil wurde addiert und einfach schraffiert dargestellt

6.3. μ-Paare aus inelastischer J/ψ Produktion

Zur groben Selektion von Myonpaaren aus J/ψ-Zerfällen wird die invariante Masse des Myonpaares auf einen Bereich um die J/ψ Masse eingeschränkt:

$$2.8\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV} \tag{6.29}$$

6.3.1. Transversale Energiesumme und Multiplizität

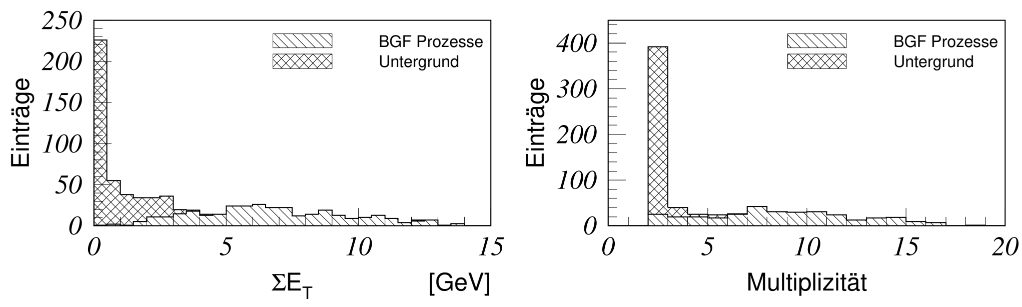

Abb. 6.29.: Transversale Energiesumme $\sum E_T$ und Multiplizität für simulierte Ereignisse mit J/ψ Produktion. Es werden sowohl direkte als auch aufgelöste BGF-Prozesse berücksichtigt. Der Untergrund besteht aus elastisch produzierten J/ψ Mesonen

Es werden die Myonpaare betrachtet werden, die aus BGF-Prozessen mit inelastischer J/ψ-Produktion entstanden sind. Dieser Prozeß ist als Graph (d) in Abbildung 2.11 auf Seite 21 dargestellt. Die Kinematik dieser Ereignisse ähnelt denen der Di-Myonen aus Zerfall offener Quarkpaare. Auch hier gibt es mehrere Spuren im Ereignis und die transversale Energiesumme im Ereignis ist größer als bei den anderen Prozessen mit J/ψ-Produktion. In Abbildung 6.29 sind diese Verteilungen aufgetragen. Für die Selektion der BGF-Prozesse wird

$$\begin{aligned} &N_{\mathrm{Spuren}} > 2 \\ &, \sum E_T > 3\,\mathrm{GeV} \end{aligned} \tag{6.30}$$

verlangt. Der Untergrund aus elastisch produzierten J/ψ-Mesonen wird so auf < 5% reduziert.

6.3.2. z-Verteilung der Ereignisse

Bei den BGF-Prozessen kann das Photon direkt oder aufgelöst mit dem Gluon des Quarks reagieren (vgl. 2.3). Zur Separation dient die Größe z, die den Anteil beschreibt, den das J/ψ am y_{JB} trägt:

$$z = \frac{(E - P_Z)_{\mu 1} + (E - P_Z)_{\mu 2}}{y_{\mathrm{JB}}} \tag{6.31}$$

Die Rekonstruktion von y_{JB} wurde in dieser Arbeit für offene Quarkpaare optimiert

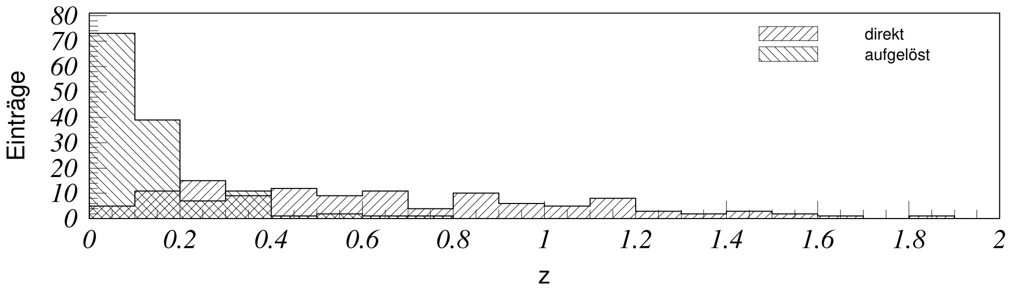

Abb. 6.30.: z-Verteilung von simulierten Daten. z wurde aus rekonstruierten Parametern berechnet

und ist für Ereignisse mit J/ψ-Produktion relativ ungenau (siehe Abbildung 4.5 auf Seite 62). Aus diesem Grunde wurde z nicht zur Trennung von elastischen und inelastischen Prozessen benutzt, In Abbildung 6.30 sieht man aber, daß sie trotzdem zur Separation von direkt und aufgelösten Ereignissen geeignet ist.
Durch einen Schnitt bei

$$z > 0.4 \tag{6.32}$$

werden die Ereignisse mit aufgelöstem Photon unterdrückt.

6.3.3. Schnitte zur Selektion von direkten BGF-Ereignissen mit J/ψ-Produktion

Es bleiben schließlich 38 Ereignisse übrig, die neben den allgemeinen Di-Myon Schnitten (6.1) die folgenden Eigenschaften aufweisen und somit als Kandidaten für direkte BGF-Prozesse gelten:

$$\begin{aligned} 2.8\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} &\leq 3.5\,\mathrm{GeV}, \\ z &> 0.4, \\ N_{\mathrm{Spuren}} &> 2, \\ \sum E_T &> 3\,\mathrm{GeV}. \end{aligned} \tag{6.33}$$

Diese Signal hat einen Untergrundanteil von etwa 15%. Jeweils 5% stammen aus aufgelöster und diffraktiver J/ψ-Produktion. Weniger als 2% stammen aus Zerfall offener Quarkpaare. Schließlich ergibt sich ein Anteil von 4.2 Ereignissen aus Zerfall und Punchthrough von Hadronen.
Zusätzlich zu den Effizienzen benötigt man für die Wirkungsquerschnitte der J/ψ Produktion noch das Verzweigungsverhältnis $Br(\mathrm{J}/\psi \to \mu^+\mu^-)$. Es beträgt (6.01 ± 0.19) % [B+96]. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt beträgt dann für

$$\begin{aligned} N &= 38 \pm 6.2 \\ N_{\mathrm{BGR}} &= 9.9 \pm 2.7 \\ \varepsilon_{\mathrm{rec}} &= 0.1025 \pm 0.009 \\ Br(\mathrm{J}/\psi \to \mu\mu) &= 0.0601 \pm 0.0019 \end{aligned} \tag{6.34}$$

$$\sigma_{\mathrm{vis}}(\mathrm{ep} \xrightarrow[\mathrm{inel.}]{} \mathrm{J}/\psi) = (1.88 \pm 0.65)\,\mathrm{nb} \tag{6.35}$$

Analog zu den Prozessen mit Produktion offener Quarkpaare in Abschnitt 6.1 kann man mit Hilfe der Detektoreffizienz $\varepsilon_{\mathrm{det}}$ und der WWA auf den totalen Wirkungsquerschnitt für die J/ψ Produktion schließen. Auch hier wurde die γp Schwerpunktsenergie $\langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle$ anhand von Monte-Carlo Daten ermittelt.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mathrm{det}} &= 0.1473 \pm 0.004 \\ \sigma_{\mathrm{tot}}(\mathrm{ep} \xrightarrow[\mathrm{inel.}]{} \mathrm{J}/\psi) &= (12.8 \pm 4.4)\,\mathrm{nb} \\ \sigma_{\mathrm{tot}}(\gamma\mathrm{p} \xrightarrow[\mathrm{inel.}]{} \mathrm{J}/\psi, \langle W_{\gamma\mathrm{p}}\rangle = 149\,\mathrm{GeV}) &= (88 \pm 30\pm)\,\mathrm{nb} \end{aligned} \tag{6.36}$$

6.3.4. Diskussion

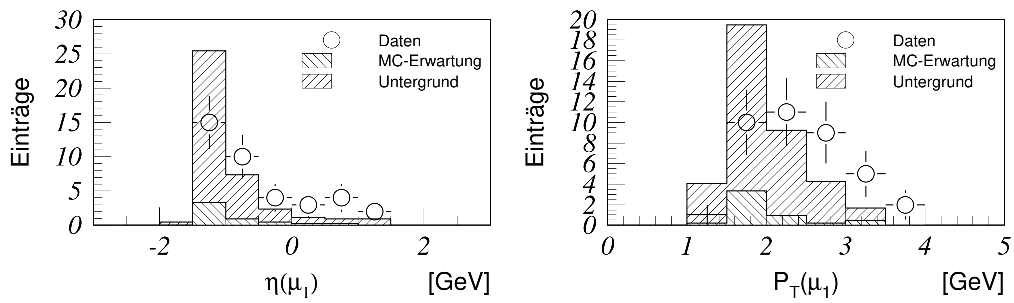

Abb. 6.31.: η- und P_T-Verteilung des höherenergetischen Myons aus dem J/ψ Zerfall

In den Abbildungen 6.31 und 6.32 sieht man die η- und P_T-Verteilungen der beiden Myonen aus dem J/ψ-Zerfall. Sie wurden nach ihrem Impuls sortiert. Man erkennt,

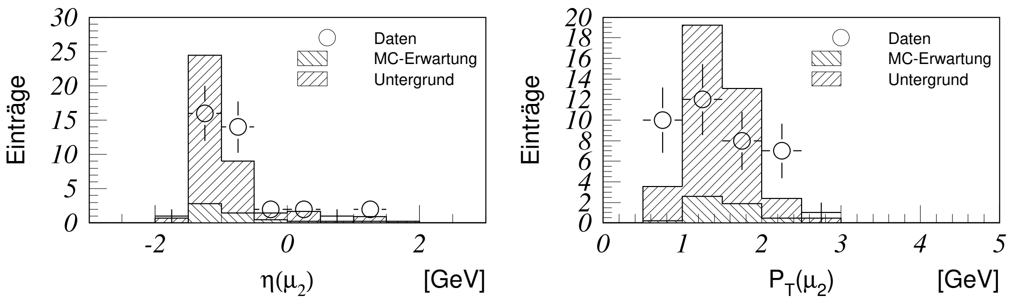

Abb. 6.32.: η- und P_T-Verteilung des niederenergetischen Myons aus dem J/ψ-Zerfall

daß die Daten nicht so gut durch die Simulation beschrieben werden, wie es bei den vorherigen Prozessen der Fall gewesen ist. Bei der η-Verteilung werden im hinteren Detektorbereich bei $-1.5 < \eta < 1.0$, also bei $140^0 < \theta < 155^0$, weniger Ereignisse gemessen als erwartet. Bei den Transversalimpulsen erwartet man mehr niederenergetische Myonen.
Bei Betrachtung der Azimutwinkel ϕ beider Myonen in Bild 6.33wird deutlich, daß

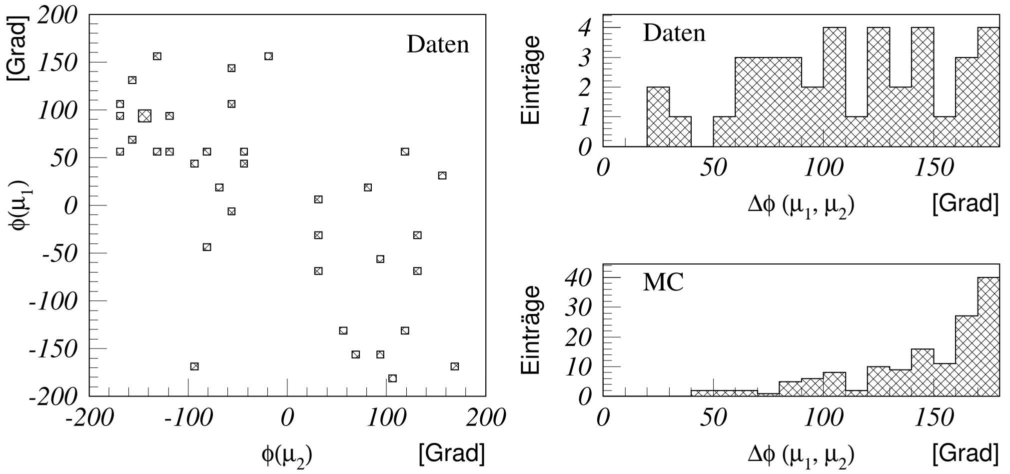

Abb. 6.33.: Azimutwinkel der beiden Myonen in den gemessenen Daten. Das linke Bild zeigt die Korrelation zwischen den beiden Winkeln. In den beiden rechten Grafiken sieht man die Differenz $\Delta\phi$ für Daten und simulierte Ereignisse

die Myonen in den gemessenen Daten deutlich schlechter balanciert sind als in der Monte-Carlo Vorhersage. Auch bei der Kinematik des Myonsystems in Abbildung 6.34 erkennt man diese Abweichungen. Allerding stimmen die Erwartungen für das System besser mit den gemessenen Daten überein als es bei den einzelnen Myonen der Fall ist.

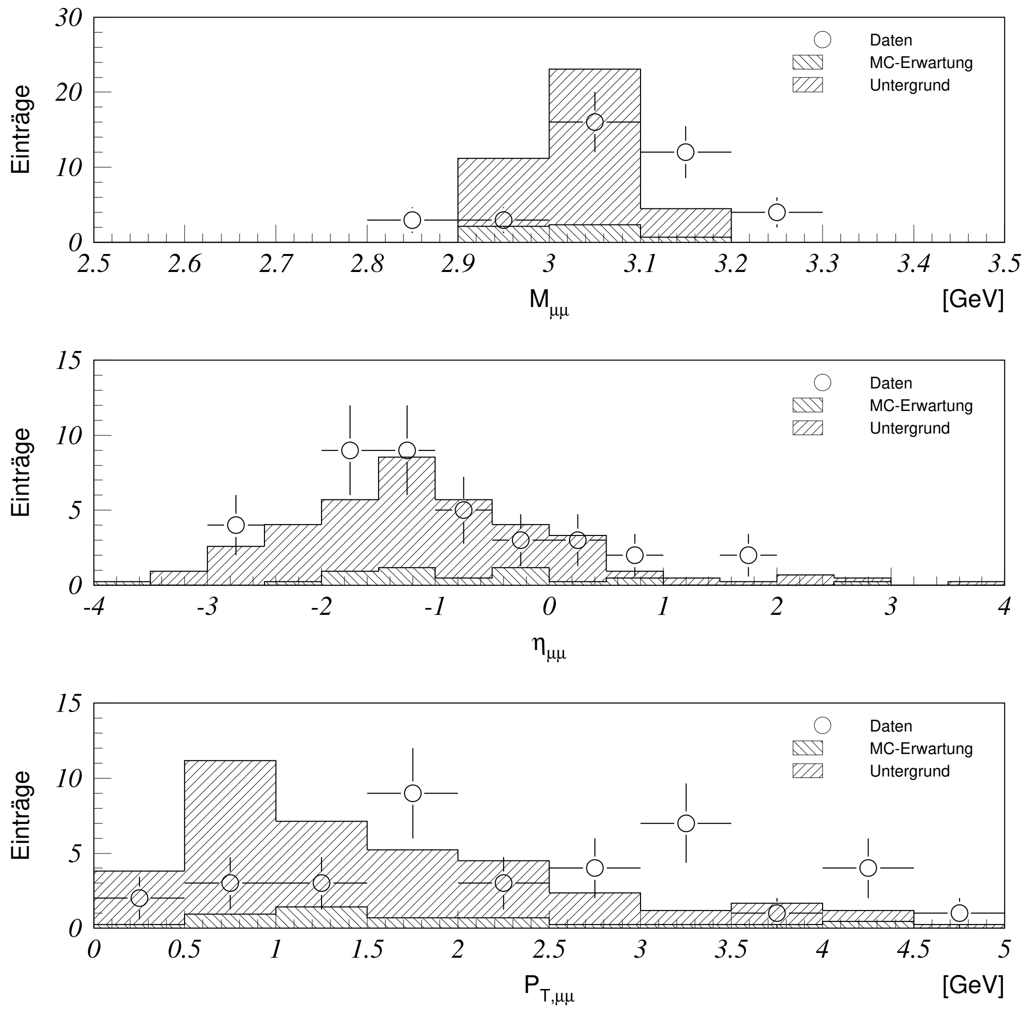

Abb. 6.34.: Kinematische Verteilungen des Myonsystems

Insgesamt scheint es, als ob die gemessenen Ereignisse eine größere hadronische Aktivität besitzen als erwartet. Dies äußert sich in der stärkeren Abweichung von $\Delta\phi$ von 180^0 sowie auch im höheren Transversalimpuls des Myonsystems.

Diese Abweichungen resultieren zu einem Großteil aus der schlechten Rekonstruktion von y_{JB}, die für die Ereignisse mit offenen Quarkpaaren optimiert worden ist (vergleiche Abbildung 4.4 und [Böt96]). Das hat auch Auswirkungen auf $z = \sum(E_{\mu_i} - P_{\mu_i})/y_{\mathrm{JB}}$. Die Trennung von direkter und aufgelöster, sowie von elastischer und inelastischer Produktion hängt von einer genauen Rekonstruktion dieser Größe ab, so daß hier ein hoher systematischer Fehler auftritt.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befaßt sich mit Prozessen der Photoproduktion in ep-Kollisionen, bei der Myonpaare im Endzustand auftreten. Dabei werden drei wesentliche Produktionsmechanismen untersucht: Myonen aus direkter QED-Paarbildung sowie Myonen aus dem semileptonischen Zerfällen von C- und B-Quarkpaaren und Myonpaare aus dem Zerfall von inelastischen J/ψ-Mesonen.
Diese drei Prozesse der Photoproduktion lassen sich klar voneinander trennen. Hauptunterscheidungsmerkmale sind dabei die skalare Transversalenergie im Ereignis, die Multiplizität und die invariante Masse des Myonpaares. Weiterhin wurde die Topologie der Myonen zueinander und zu den Hadronen im Ereignis analysiert und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Es zeigt sich, daß der Untergrund aus Zerfall und Punchthrough nur bei Ereignissen mit geringer Multiplizität vernachlässigt werden darf. Bei inelastischen BGF Prozessen ist seine Abschätzung durch Ladungsvergleich (Anteil von gleichladigen zu ungleichladigen Myonpaaren) nicht zuverlässig. Hier erfolgte ein detailierte semiexperimentelle Untergrundsimulation mit Hilfe von Zerfallstabellen.

Die Analyse der Prozesse zur Produktion schwerer offener Quarkpaare hat ergeben, daß es möglich ist, C- und B-Quarks voneinander zu trennen.
Dazu betrachtet man das Myon zusammen mit den Hadronen aus dem semileptonischen Quarkzerfall. Signifikante Unterschiede zwischen den Quarksorten gibt es beim Relativimpuls $P_{T\mathrm{rel}}$ des Myons zu den Hadronen sowie bei der transversalen Aktivität um das Myon. Dieser Prozeß erfolgt überwiegend durch Boson-Gluon Fusion.
Der Wirkungsquerschnitt für C-Paare ist $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{C\bar{C}}) = (7.9 \pm 3.9 \pm 4.0)\,\mu\mathrm{b}$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma\mathrm{p}} \rangle = 130.0\,\mathrm{GeV}$. Bei B-Quarks ist bei $\langle W_{\gamma\mathrm{p}} \rangle = 130.0\,\mathrm{GeV}$der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\mathrm{p} \to \mathrm{B\bar{B}} = 35 \pm 15 \pm 7\,\mathrm{nb}$. Diese Werte stimmen mit den Erwartungen aufgrund theoretischer Vorhersagen und anderer Messungen überein.
Anhand der Kinematik der beiden Myonen ist eine Bestimmung des Impulsanteils x_g des Gluons am Proton möglich. Für die C-Quark Paare ist $\langle \log_{10}(x_g) \rangle = -2.9$ und für die schwereren B-Quarks ist $\langle \log_{10}(x_g) \rangle = -2.2$. Die Verteilung des Gluonimpulsanteils x_g zeigt mit diesen zwei Maxima einen deutlichen Hinweis für die Selektion der zwei Quarksorten. Die Modellvorhersage der MRS Strukturfunktion stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit den gemessenen Werten überein.
Eine genauere Analyse der differentiellen Wirkungsquerschnitte und unterschiedli-

chen Parametrisierungen für die Gluonstrukturfunktion ist aufgrund der niedrigen Statistik und auch aufgrund des hohen Untergrundanteils von $\approx 35\%$ nicht möglich.

Ereignisse mit Myonen aus QED-Paarbildung haben signifikante Eigenschaften: geringe Multiplizität, wenig hadronische Aktivität im Ereignis und einen großen Öffnungswinkel zwischen den Myonen. Deshalb liefern sie ein deutliches Signal mit wenig Untergrund.
Durch die höhere Statistik im Vergleich zu früheren H1-Analysen ist es jetzt möglich, die elastischen und inelastischen Prozesse voneinander zu trennen. Dazu kann man den Transversalimpuls des Myonsystems sowie die Korrelation der Azimutwinkel der beiden Myonen benutzen.
Die Wirkungsquerschnitte betragen $\sigma_{\mathrm{ela}}(\mathrm{ep} \to \mu^+\mu^-) = (104 \pm 36 \pm 36)\,\mathrm{nb}$ und $\sigma_{\mathrm{inela}} = (6.8 \pm 2.9 \pm 2.4)\,\mathrm{nb}$.

Bei den J/ψ Mesonen erfolgte eine Separation der inelastischen BGF Prozesse durch Schnitte in der skalaren Transversalenergiesumme $\sum E_T$, der Multiplizität und der invarianten Masse des Myonpaares. Der Anteil aus aufgelöster Photoproduktion wurde durch einen Schnitt bei $z > 0.4$ unterdrückt.
Die invariante Masse der Myonen liefert in den Signalen einen deutlichen Hinweis auf die Produktion von J/ψ-Mesonen. Der Transversalimpuls des Myonsystems und die Azimutwinkeldifferenz zeigen eine Abweichung zur Modellvorhersage. Die hadronische Aktivität in den Ereignissen scheint höher als erwartet zu sein. Dies liegt jedoch nicht an einer verkehrten Abschätzung des aufgelösten Anteils.
Der Wirkungsquerschnitt von $\sigma(\mathrm{ep} \to \mathrm{J}/\psi) = (88 \pm 30)\,\mathrm{nb}$ bei $\langle W_{\gamma\mathrm{p}} \rangle = 149\,\mathrm{GeV}$ stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit der Modellvorhersage überein.

Für zukünftige Analysen scheint zunächst eine Änderung der Triggerbedingungen sinnvoll. Der Untergrundanteil bei Ereignissen mit Myonen im hinteren Detektorbereich bei $\theta > 155^0$ ist so hoch, daß man diese Daten nicht berücksichtigen sollte. Für die Analyse direkter BGF Prozesse ist eine Konzentration auf Myonen im zentralen Barrel erfolgversprechend. Prozesse mit aufgelöstem Photon liefern Myonen im vorderen Detektorbereich, so daß eine Verbesserung beim Nachweis der Vorwärtsspuren wünschenswert ist. Auch sind der Trigger und die Datenauslese des vorderen Myonsystems dafür wichtig.

Die Qualität der Analyse von BGF-Prozessen hängt sehr von einer exakten Einschätzung des Untergrundes ab. Dazu ist eine exakte Detektorsimulation mit seinen Triggereffizienzen nötig. Vielleicht lassen sich durch eine genauere Spurrekonstruktion und Verbesserung der Verbindung von Zentral- und Eisen-Spuren die Kriterien zur Detektion von Zerfallsuntergrund verbessern.

A. Triggerstufe 1

A.1. Trigger Elemente

```
/******************************************/
/**  Definitions of Trigger Elements     **/
/******************************************/

/* ------  TG a -------- LAr T0 ------ TE   0-  7 -----*/

#DEF  LAr_T0           = a t0 b t8 c t9 d t10
#DEF  LAr_electron_1   = a t1
#DEF  LAr_electron_2   = a t2
#DEF  LAr_BT           = a t3
#DEF  LAr_BR           = a t4:2

/* ------  TG b -------- FwdRay ---- TE   8- 15 ------*/

#DEF  FwdRay_T0        = b t0 c t8 d t9
#DEF  FwdRay_Low_Nrw   = b t1
#DEF  FwdRay_Hig_Nrw   = b t2
#DEF  FwdRay_Two_Trk   = b t3
#DEF  FwdRay_Low_Opp   = b t4
#DEF  FwdRay_Low_Side  = b t5
#DEF  FwdRay_Med_Mul   = b t6
#DEF  FwdRay_Hig_Mul   = b t7

/* ------  TG c -------- DCrphi ----- TE  16- 23 -----*/

#DEF  DCRPh_T0         = c t0 d t8
#DEF  DCRPh_Ta         = c t1
#DEF  DCRPh_Tb         = c t2
#DEF  DCRPh_Tc         = c t3
#DEF  DCRPh_TPos       = c t4
#DEF  DCRPh_TNeg       = c t5
#DEF  DCRPh_THig       = c t6
#DEF  DCRPh_TLow       = c t7

/* ------  TG d -------- zvtx  ---- TE  24- 31 ----*/

#DEF  zVtx_T0          = d t0
#DEF  zVtx_T0_nextbc   = d t1
#DEF  zVtx_mul         = d t2:2
#DEF  zVtx_small       = d t4
#DEF  zVtx_Cls         = d t5
#DEF  zVtx_sig_net     = d t6
#DEF  zVtx_sig1        = d t7
```

```
/* ------  TG e -------- fwd Muon --- TE  32- 39 ----*/

#DEF  FwdMu_Val_Any        = e t0
#DEF  FwdMu_Val_LRG_ANG    = e t1
#DEF  FwdMu_Val_GT1_SAMOCT = e t2
#DEF  FwdMu_Val_GT1_DIFOCT = e t3
#DEF  FwdMu_Fwd_Vtx        = e t4
#DEF  FwdMu_Pre_Any        = e t5
#DEF  FwdMu_Pre_GT1_SAMOCT = e t6
#DEF  FwdMu_Pre_GT1_DIFOCT = e t7

/* ------  TG f -------- SPCLe ------- TE  40- 47 ----*/

#DEF  SPCLe_AToF_Cl1   = f t0
#DEF  SPCLe_AToF_Etot  = f t1
#DEF  SPCLe_IET        = f t2:2
#DEF  SPCLe_IET_Cen    = f t4
#DEF  SPCLe_ToF_Etot   = f t5
#DEF  SPCLe_LED        = f t6
#DEF  SPCLe_LED_Flag   = f t7

/* ------  TG g -------- SPCLh ------- TE  48- 55 ---------*/

#DEF  SPCLh_AToF_Cl1   = g t0
#DEF  SPCLh_AToF_Etot  = g t1:2
#DEF  SPCLh_ToF_Etot   = g t4:2
#DEF  SPCLh_LED        = g t6
#DEF  SPCLh_LED_Flag   = g t7

/* ------  TG h -------- dig Muon --- TE  56- 63 ----*/

#DEF  Mu_BIEC          = h t0
#DEF  Mu_BOEC          = h t1
#DEF  Mu_2_BIoOEC      = h t2
#DEF  Mu_Bar           = h t3
#DEF  Mu_2_Bar         = h t4
#DEF  Mu_FIEC          = h t5
#DEF  Mu_FOEC          = h t6
#DEF  Mu_2_FIoOEC      = h t7

/* ------  TG i -------- ToF (1) veto TE  64- 71  ---*/

#DEF  BToF_IA          = i t0
#DEF  BToF_BG          = i t1
#DEF  BToF_Gl          = i t2
#DEF  PToF_IA          = i t3
#DEF  PToF_BG          = i t4
#DEF  PToF_Gl          = i t5
#DEF  FToF_IA          = i t6
#DEF  FToF_BG          = i t7

/* ------  TG j -------- MWPC ------- TE  72- 79 ---*/

#DEF  Fwd_Cosmic       = j t0
/* DEF  CIP_V            = j t1 */
/* DEF  COP_TO           = j t2 */
/* DEF  Bwd_BR           = j t1 */
/* DEF  Topo_BR          = j t2 */
#DEF  CIP_Backward     = j t3
#DEF  ScBoOr           = j t4
#DEF  CIP_4            = j t5
#DEF  CIP_2            = j t6
```

```
#DEF  BPC             = j t7

/* ------  TG k -------- LAr prov --- TE  80- 87 ---*/

#DEF  LAr_IF          = k t0:2
#DEF  LAr_CB          = k t2:2
#DEF  LAr_FB          = k t4:2
#DEF  LAr_Ebarrel     = k t6:2

/* ------  TG l -------- ---- ------- TE  88- 95 ---*/

#DEF  LAr_BEMC        = l t0:2
#DEF  LAr_EPlug       = l t2:2
#DEF  LAr_FW          = l t4:2
#DEF  LAr_BW          = l t6:2

/* ------  TG m -------- ---- ------- TE  96-103 ---*/

#DEF  LAr_EW          = m t0:4
#DEF  LAr_Etrans      = m t4:2
#DEF  LAr_Etmiss      = m t6:2

/* ------  TG n -------- ---- ------- TE 104-111 ---*/

#DEF RZ_MulMin_6      = n t0
#DEF RZ_MulMin_4      = n t1
#DEF RZ_MulMin_2      = n t2
#DEF RZ_MulMin_1      = n t3
#DEF RZ_non_vtx       = n t4
#DEF RZ_Bwd_COZ_OR    = n t5
#DEF RZ_sig1          = n t7

/* ------  TG o -------- Lumi/eTag -- TE 112-119 ---*/

#DEF  LU_PD_high     = o t0
#DEF  LU_PD_low      = o t1
#DEF  LU_ET_44       = o t2
#DEF  LU_ET          = o t3
#DEF  LU_PD          = o t4
#DEF  LU_WatVet      = o t5
#DEF  eTAG           = o t6
#DEF  n_cntr         = o t7

/* ------  TG p -------- Veto ------- TE 120-127 ---*/

#DEF  FwdScOr           = p t2
#DEF  VETO_inner_BG     = p t3
#DEF  VETO_Outer_BG     = p t4
#DEF  VETO_inner_Global = p t5
#DEF  VETO_Outer_Global = p t6


/* ------  TG A -------- Soapbox ------- TE 128-135 ---*/

#DEF  Soap_Pulser       = A t4

/* ------  TG B -------- BDC ------- TE 136-143 ---*/

#DEF  BDC_ANDs_R0       = B t0
#DEF  BDC_ANDs_R1       = B t1
#DEF  BDC_ANDs_R2       = B t2
#DEF  BDC_ANDs_R3       = B t3
```

```
#DEF  BDC_ORs_R0       = B t4
#DEF  BDC_ORs_R1       = B t5
#DEF  BDC_ORs_R2       = B t6
#DEF  BDC_ORs_R3       = B t7

/* ------  TG C -------- BackBR ------- TE 144-151 ---*/

#DEF  Bwd_BR       = C t0:4

/* ------  TG D -------- TopoBR ------- TE 152-160 ---*/

#DEF  Topo_BR       = D t2

/* ------  TG E -------- FPS ------- TE 160-167 ---*/

#DEF  FPS       = E t6


/* ------  Abbreviations  --------*/

#SHORT MuMulti #LONG ((Mu_2_BIoOEC+Mu_2_Bar+Mu_2_FIoOEC)>0+(Mu_BIEC+Mu_BOEC+Mu_Bar+Mu_FIEC+Mu_FOEC)>1)
#SHORT Mu_Any #LONG ((Mu_BIEC+Mu_BOEC+Mu_Bar+Mu_FIEC+Mu_FOEC)>0)
#SHORT Mu_Non_Fwd #LONG ((Mu_BIEC+Mu_BOEC+Mu_Bar+Mu_FOEC)>0)
#SHORT Mu_FEC_BEC #LONG (Mu_BIEC+Mu_BOEC)*(Mu_FIEC+Mu_FOEC)
#SHORT Mu_BEC #LONG (Mu_BIEC+Mu_BOEC)
#SHORT Mu_FEC #LONG (Mu_FIEC+Mu_FOEC)
#SHORT Mu_2_FEC #LONG ((Mu_FIEC+Mu_FOEC)>1||Mu_2_FIoOEC)
#SHORT Mu_2_BEC #LONG ((Mu_BIEC+Mu_BOEC)>1||Mu_2_BIoOEC)
#SHORT zVtx_Max #LONG (zVtx_mul==3)
#SHORT Mu_EC #LONG (Mu_BIEC||Mu_BOEC||Mu_2_BIoOEC||Mu_FIEC||Mu_FOEC||Mu_2_FIoOEC)
#SHORT Mu_ECQ #LONG (Mu_BIEC||Mu_BOEC||Mu_2_BIoOEC||Mu_FOEC||Mu_2_FIoOEC)
#SHORT FwdRay_Topo #LONG (FwdRay_Low_Nrw||FwdRay_Two_Trk||FwdRay_Low_Opp)
#SHORT zVtx_Mu #LONG (zVtx_small||zVtx_sig1)
#SHORT Ray_T0 #LONG (zVtx_T0||FwdRay_T0)
#SHORT Mu_EC_Barrel #LONG (Mu_BIEC+Mu_BOEC+Mu_FIEC+Mu_FOEC)*Mu_Bar
#SHORT VETO_Or_Global #LONG (VETO_inner_Global||VETO_Outer_Global)
#SHORT FwdMu_Val_Multi #LONG (FwdMu_Val_GT1_SAMOCT||FwdMu_Val_GT1_DIFOCT)
#SHORT Any_Dummy #LONG (BToF_IA||!BToF_IA)
#SHORT DCRPh_T0_VETO_nextbc #LONG (DCRPh_T0&&!zVtx_T0_nextbc)
#SHORT DIFF_VETO #LONG !FToF_IA && !FwdMu_Fwd_Vtx
#SHORT etag_44 #LONG ( LU_ET_44 && !LU_PD_low && !LU_WatVet )
#SHORT BDC_Any #LONG (BDC_ANDs_R0||BDC_ANDs_R1||BDC_ANDs_R2||BDC_ANDs_R3
                      ||BDC_ORs_R0||BDC_ORs_R1||BDC_ORs_R2||BDC_ORs_R3)
```

A.2. Triggerbits

```
/****************************************/
/** Subtrigger                         **/
/**     Physics (P[..]):               **/
/**        P[0]: Physics               **/
/**        P[1]: Monitor               **/
/**       (suppressed if PHYSICS ONLY  **/
/**        selected)                   **/
/**                                    **/
/**     Classification (C[..]):        **/
/**        C[1]: LAr                   **/
/**        C[2]: BEMC                  **/
/**        C[3]: Tracker               **/
/**        C[4]: etag, timing          **/
/**        C[5]: Muon, etc.            **/
/**                                    **/
/**     Beam Gates (O[..]):            **/
/**        O[1]: filled proton bunches **/
/**        O[2]: empty bunches         **/
/**        O[3]: pilot bunches         **/
/**               (e exor p)           **/
/**        O[4]: filled bunches e or p **/
/**              with margin +-2       **/
/**              (default)             **/
/****************************************/

#FILE File

#SET 0

/*****************************************/
/* ep Triggers for 1995                  */
/*****************************************/

s0   SPCLe_IET>1                              v:2 f:0          P[0]      C[2]
s1   SPCLe_IET>1                              v:2 f:0 t:0      P[0]      C[2]

s2   SPCLe_IET>2                                  f:0          P[1]      C[2]
s3   SPCLe_IET>2                              v:2 f:0          P[0]      C[2]

s4   SPCLe_IET>1                              v:7 f:0          P[0]      C[2]

s5   SPCLe_IET>0                              v:2 f:0          P[0]      C[2]
s6   SPCLe_IET>0                              v:0 f:0 t:0      P[0]      C[2]
s7   SPCLe_IET>0   && DCRPh_Ta                v:0 f:0          P[0]      C[2]
s8   SPCLe_IET>1                              v:0 f:0          P[0]      C[2]

s9   SPCLe_IET>2 && SPCLe_AToF_Cl1                             P[1]      C[2]
s10  SPCLe_IET>2                                               P[1]      C[2]

s11  SPCLe_IET>1                              v:6 f:0          P[0]      C[2]

s13  SPCLe_IET>1  && BDC_Any                  v:2 f:0          P[1]      C[2]

s14  Mu_FOEC && zVtx_small                    v:1 r:0 z:1 t:3 f:0   P[0]      C[5]
s15  FwdRay_Topo && Mu_FIEC && FwdMu_Pre_Any  v:1 r:0 z:1     f:0   P[0]      C[5]
s16  Mu_FIEC && FwdMu_Val_Any                 v:1 r:0 z:1 t:3 f:0   P[0]      C[5]
s17  Mu_FIEC && zVtx_small                    v:1 r:0 z:1 t:7 f:0   P[0]      C[5]
s18  Mu_ECQ && DCRPh_Ta                       v:1 r:0 z:2 t:3 f:0   P[0]      C[3] C[5]
s19  Mu_Bar && DCRPh_Ta                       v:1 r:0 z:2 t:3 f:0   P[0]      C[3] C[5]
s20  Mu_FEC_BEC&&VETO_inner_Global                             P[1]      C[5]
```

```
s21  Mu_FEC_BEC&&VETO_Outer_Global                                  P[1]      C[5]
s22  Mu_BEC                                 v:4 r:0 z:2     f:0   P[0]      C[5]
s23  FwdMu_Val_Multi&&Mu_2_FEC              v:5         f:0   P[0]      C[5]
s24  Mu_Any && LAr_Etrans                   v:1 r:0 z:0 t:3 f:0   P[0]      C[1] C[5]
s25  Mu_Any && LAr_Etmiss                   v:1 r:0 z:0 t:3 f:0   P[0]      C[1] C[5]
s26  Mu_2_FEC+Mu_2_BEC+Mu_FEC_BEC           v:1 r:0 z:2 t:3 f:0   P[0]      C[5]
s27  (Mu_EC_Barrel+Mu_2_Bar)&&DCRPh_Ta      v:1 r:0 z:2 t:3 f:0   P[0]      C[3] C[5]
s28  FwdMu_Val_Multi                        v:0 r:0 z:2 t:3 f:0   P[0]      C[5]
s29  FwdMu_Val_Any&&(Mu_FOEC+Mu_Bar+Mu_BEC)    v:1 r:0 z:2 t:3 f:0   P[0]      C[5]
s30  Mu_Bar && CIP_4                                            P[1]      C[5]
s31  Mu_FEC&&BToF_BG                                            P[1]      C[5]
s32  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc                    v:1 r:0         f:0   P[0]      C[3]
s33  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&LAr_BR    v:0 r:0     f:0 z:3   P[0]      C[3] C[1]
s34  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&LAr_BR&&Bwd_BR&&!RZ_non_vtx&&RZ_sig1
                                            v:0 r:0     f:0 z:0   P[0]      C[3] C[1]
s35  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&!RZ_non_vtx&&RZ_sig1&&RZ_Bwd_COZ_OR
                                            v:1 r:0     f:0       P[0]      C[3]
s36  zVtx_sig1                              v:1 r:0         f:0   P[1]      C[3]
s37  zVtx_Cls&&DCRPh_Tb&&DCRPh_THig         v:1 r:0         f:0   P[0]      C[3]
s38  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc                    v:0 r:0         f:0   P[0]      C[3]
s39  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc                    v:0 r:0         f:0   P[1]      C[3]
s40  DCRPh_Tc && DCRPh_TO_VETO_nextbc       v:0 r:0         f:0   P[1]      C[3]
s41  DCRPh_Tc&&BPC                          v:1 r:0     t:5 d:0   P[1]      C[3]
s42  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&!RZ_non_vtx&&RZ_sig1&&RZ_MulMin_4
                                            v:1 r:0     f:0 z:3   P[0]      C[3]
s45  zVtx_Cls&&DCRPh_Ta                     v:1 r:0         f:0   P[1]      C[3]
s46  zVtx_Cls&&DCRPh_Ta&&!DCRPh_Tc&&zVtx_mul<1&&!LAr_IF v:1 r:0 f:0  P[0]      C[3] C[1]
s49  CIP_4                                  v:0 r:0     t:0 f:0   P[1]      C[3]
s50  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&(LAr_BR>0)&&Bwd_BR   v:0 r:0     f:0 z:0   P[0]      C[3] C[1]
s51  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&Bwd_BR   v:0 r:0     f:0 z:3   P[0]      C[3] C[1]
s52  zVtx_Cls && DCRPh_TNeg && LAr_BR       v:1 r:0     f:0       P[0]      C[3] C[1]
s53  zVtx_sig1&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig && Bwd_BR>1    v:1 r:0     f:0       P[0]      C[3]
s54  zVtx_Cls && DCRPh_TNeg && Topo_BR      v:1 r:0     f:0       P[0]      C[3]
s55  Mu_Bar&&CIP_4&&DCRPh_Ta&&!LAr_EPlug&&!LAr_IF v:1 r:0     f:0   P[0]      C[3] C[5]
s56  (LAr_CB+LAr_FB)&&DCRPh_TNeg&&zVtx_sig1&&LAr_BR v:0 r:0 f:0     P[0]      C[1] C[3]
s57  RZ_sig1&&RZ_MulMin_2&&!RZ_non_vtx&&zVtx_TO     v:0 r:0 f:0     P[0]      C[3]
s58  RZ_sig1&&!RZ_MulMin_4&&!RZ_non_vtx&&zVtx_TO&&!LAr_IF v:0 r:0 t:0 f:0   P[0] C[3]
s59  RZ_sig1&&RZ_MulMin_2&&!RZ_non_vtx&&zVtx_TO&&DCRPh_Tc v:0 r:0 t:0 f:0   P[0] C[1] C[3]
s60  LAr_EW&&DCRPh_Ta&&zVtx_sig1            v:0 r:0 f:0           P[0]      C[1] C[3]

s61  LAr_Etrans  && LAr_BR>1 && DCRPh_Tb    v:0 r:0     t:0 f:0   P[0]      C[1] C[3]
s62  (LAr_CB+LAr_FB)&&DCRPh_TNeg&&zVtx_sig1&&LAr_BR v:1 r:0 f:0     P[0]      C[1] C[3]
s63  FwdMu_Val_Any&&VETO_Or_Global                              P[1]      C[5]

s64  LAr_Etrans>2 && LAr_IF>1               v:4 r:1 f:0 t:4 l:0   P[0]      C[1]
s65  LAr_EW>2                               v:4 r:0 f:0 t:4 l:0   P[0]      C[1]
s66  LAr_Etmiss>2 && LAr_IF>1               v:4 r:0 f:0 t:4 l:0   P[0]      C[1]
s67  LAr_electron_2                         v:4 r:0 f:0 t:4 l:0   P[0]      C[1]
s68  LAr_Ebarrel>2                          v:4 r:0 f:0 t:4 l:0   P[0]      C[1]

s69  DCRPh_TNeg && DIFF_VETO                v:4 r:0 f:0 t:0       P[0]      C[3]
s70  DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&zVtx_sig1&&DIFF_VETO v:4 r:0 f:0         P[0]      C[1] C[3]
s71  DCRPh_Ta&&zVtx_sig1&&LAr_BR&&LAr_Etrans&&DIFF_VETO v:4 r:0 f:0  P[0]      C[1] C[3]


s72  LAr_Ebarrel>1                          v:0 r:0 f:0 t:5 l:0   P[0]      C[1]
s73  LAr_EW>1                               v:0 r:0 f:0 t:5 l:0   P[0]      C[1]
s74  LAr_EW&&DCRPh_Ta&&zVtx_sig1            v:1 r:0 f:0           P[0]      C[1] C[3]
s75  LAr_electron_1                         v:0 r:0 f:0 t:5 l:0   P[0]      C[1]
s76  LAr_Etrans>1                           v:0 r:1 f:0 t:5 l:0   P[0]      C[1]
s77  LAr_Etmiss>1                           v:0 r:0 f:0 t:5 l:0   P[0]      C[1]
s78  LAr_CB&&DCRPh_Tb                       v:1 r:0 f:0 t:3 l:0   P[0]      C[1] C[3]
```

```
s79  LAr_FB&&DCRPh_Tb                          v:1 r:0 f:0 t:3 l:0   P[0]      C[1] C[3]

s80  eTAG                                      v:0 r:0 f:0 t:0       P[0]      C[4]
s81  eTAG && BToF_IA && LAr_IF                 v:0 r:0 f:0           P[0]      C[4]
s82  LAr_Etmiss                                v:0 r:0 f:0 t:5 l:0   P[0]      C[1]
s83  eTAG && DCRPh_TNeg                        v:0 r:0 f:0 t:0       P[0]      C[3] C[4]
s84  eTAG && DCRPh_TNeg && (zVtx_mul>1)        v:0 r:0 f:0 t:0       P[0]      C[3] C[4]
s85  etag_44                                   v:0 r:0 f:0 t:0       P[0]      C[4]
s86  eTAG                                                       P[1]      C[4]
s87  eTAG && DCRPh_Ta && Mu_Any                v:1 r:0 f:0 t:0       P[0]      C[3] C[4] C[5]
s88  eTAG && DCRPh_T0_VETO_nextbc              v:0 r:0 f:0           P[0]      C[3] C[4]
s89  eTAG && n_cntr && DCRPh_Ta                v:0 r:0 f:0           P[0]      C[3] C[4]
s90  LU_ET_44                                                   P[1]      C[4]

s91  LU_PD_low                                                  P[1]      C[4]
s92  LU_PD&&!LU_WatVet                                          P[1]      C[4]
s93  LU_WatVet                                                  P[1]      C[4]
s94  LU_ET && LU_PD && !LU_WatVet                               P[1]      C[4]
s95  LU_ET && LU_PD && LU_WatVet                                P[1]      C[4]

s96  BToF_IA                                                    P[1]      C[4]
s97  BToF_BG                                                    P[1]      C[4]
s98  BToF_Gl                                                    P[1]      C[4]

s99  DCRPh_TNeg&&Topo_BR&&RZ_MulMin_1&&!RZ_non_vtx v:0 r:0 t:0 f:0   P[0]      C[3]

s100 CIP_Backward                                               P[1]      C[4]
s101 FToF_IA                                                    P[1]      C[4]
s102 FToF_BG                                                    P[1]      C[4]
s103 !FToF_IA&&FToF_BG                                          P[1]      C[4]
s104 zVtx_T0                                                    P[1]      C[3]
s105 zVtx_T0||LAr_T0                                            P[1]      C[3] C[1]
s106 zVtx_T0||DCRPh_T0_VETO_nextbc                              P[1]      C[3]
s107 Ray_T0                                                     P[1]      C[3]
s108 Ray_T0||DCRPh_T0_VETO_nextbc||LAr_T0                       P[1]      C[3] C[1]
s109 Ray_T0||DCRPh_T0_VETO_nextbc                               P[1]      C[3]
s110 DCRPh_Ta                                                   P[1]      C[3]
s111 DCRPh_T0_VETO_nextbc                                       P[1]      C[3]
s112 zVtx_T0 && !RZ_non_vtx                                     P[1]      C[3]
s113 DCRPh_T0                                                   P[1]      C[3]
s114 LAr_T0                                                     P[1]      C[1]
s115 LAr_EPlug>0                                                P[1]      C[1]
s116 FwdRay_T0                                 v:0 r:0 f:0           P[1]      C[3]
s117 FwdMu_Val_Any                             v:4 r:0               P[1]      C[5]
s118 FPS                                                        P[1]      C[4]
s119 LAr_IF>0                                                   P[1]      C[1]

/* used to be Pilot Bunch triggers */
/* s120 Any_Dummy                                 v:0 z:0 t:0       P[1] O[3] C[4] */
s120 SPCLe_LED
s121 SPCLh_LED

/* Empty Bunch triggers , i.e. cosmics e.g. s124 Gayler Trigger */
s124 Mu_Bar                                       t:0           P[1] O[2] C[5]
s125 DCRPh_Ta && CIP_4                                          P[1] O[2] C[3]
s126 Fwd_Cosmic                                                 P[1] O[2] C[3]
s127 CIP_4 && ScBoOr                                            P[1] O[2] C[3]

#GLOBAL v:0 !BToF_BG
#GLOBAL v:1 !BToF_BG&&!CIP_Backward
#GLOBAL v:2 !BToF_BG&&!SPCLh_AToF_Cl1
#GLOBAL v:3 !BToF_BG&&SPCLh_ToF_Etot&&!SPCLh_AToF_Cl1
```

```
#GLOBAL v:4 !BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG
#GLOBAL v:5 !BToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG&&!CIP_Backward
#GLOBAL v:6 !SPCLh_AToF_Cl1
#GLOBAL v:7 !SPCLe_AToF_Cl1&&!BToF_BG

#GLOBAL z:0 !(zVtx_Max)
#GLOBAL z:1 zVtx_Mu&&!(zVtx_Max)
#GLOBAL z:2 zVtx_Mu
#GLOBAL z:3 zVtx_sig_net

#GLOBAL t:0 zVtx_T0
#GLOBAL t:1 zVtx_T0||LAr_T0
#GLOBAL t:2 zVtx_T0||DCRPh_T0_VETO_nextbc
#GLOBAL t:3 Ray_T0
#GLOBAL t:4 Ray_T0||DCRPh_T0_VETO_nextbc||LAr_T0
#GLOBAL t:5 Ray_T0||DCRPh_T0_VETO_nextbc
#GLOBAL t:6 FwdRay_T0&&!FwdRay_Low_Nrw
#GLOBAL t:7 FwdRay_T0

#GLOBAL d:0 DCRPh_T0

#GLOBAL l:0 LAr_T0

#GLOBAL f:0 FToF_IA || !FToF_BG

#GLOBAL r:0 !SPCLh_AToF_Cl1
#GLOBAL r:1 !SPCLh_AToF_Cl1 && !SPCLe_AToF_Cl1
```

B. Ausgewählte Ereignisse

Auf den folgenden Seiten sind einige ausgewählte Ereignisse als Beispiele für die jeweiligen Prozeßtypen abgebildet. Tabelle B.1 faßt ihre Eigenschaften zusammen. Es wurden besonders charakteristische Ereignisse ausgesucht.

		J/ψ elastisch	J/ψ inelastisch	QED elastisch	QED inelastisch	$C\bar{C}$	$B\bar{B}$	Restgas	Kosmisches Myon
Abbildung		B.1	B.2	B.3	B.4	B.5	B.6	B.7	B.8
Run		86291	84074	86133	83432	83842	86072	83393	83397
Ereignis		212982	34572	225269	30708	133124	44470	218786	156700
$\sum E_T$	[GeV]	0.7	7.9	1.9	3.4	9.9	17.7	3.0	1.1
y		0.12	0.34	0.05	0.22	0.55	0.35	0.01	0.34
$M_{\mu^+\mu^-}$	[GeV]	3.07	3.17	4.45	5.86	4.6	5.19	1.12	14.1
$P(\mu_1)$	[GeV]	2.2	5.6	4.5	5.3	5.1	4.0	2.9	8.0
$P(\mu_2)$	[GeV]	1.5	2.5	2.1	2.0	1.8	2.3	2.6	6.3
$P_T(\mu_1)$	[GeV]	1.4	2.5	2.1	3.4	4.6	1.7	0.6	7.7
$P_T(\mu_2)$	[GeV]	1.4	1.7	1.9	2.0	1.0	2.3	0.5	6.1
$\phi(\mu_1)$	[Grad]	99	17	-151	-158	66	-144	-88	-126
$\phi(\mu_2)$	[Grad]	-98	-74	35	4	-109	82	126	53
$\theta(\mu_1)$	[Grad]	139	154	28	140	118	25	12	76
$\theta(\mu_2)$	[Grad]	102	136	66	91	146	99	12	103

Tab. B.1.: Einige ausgewählte Di-Myon Ereignisse aus den 1994er Daten.

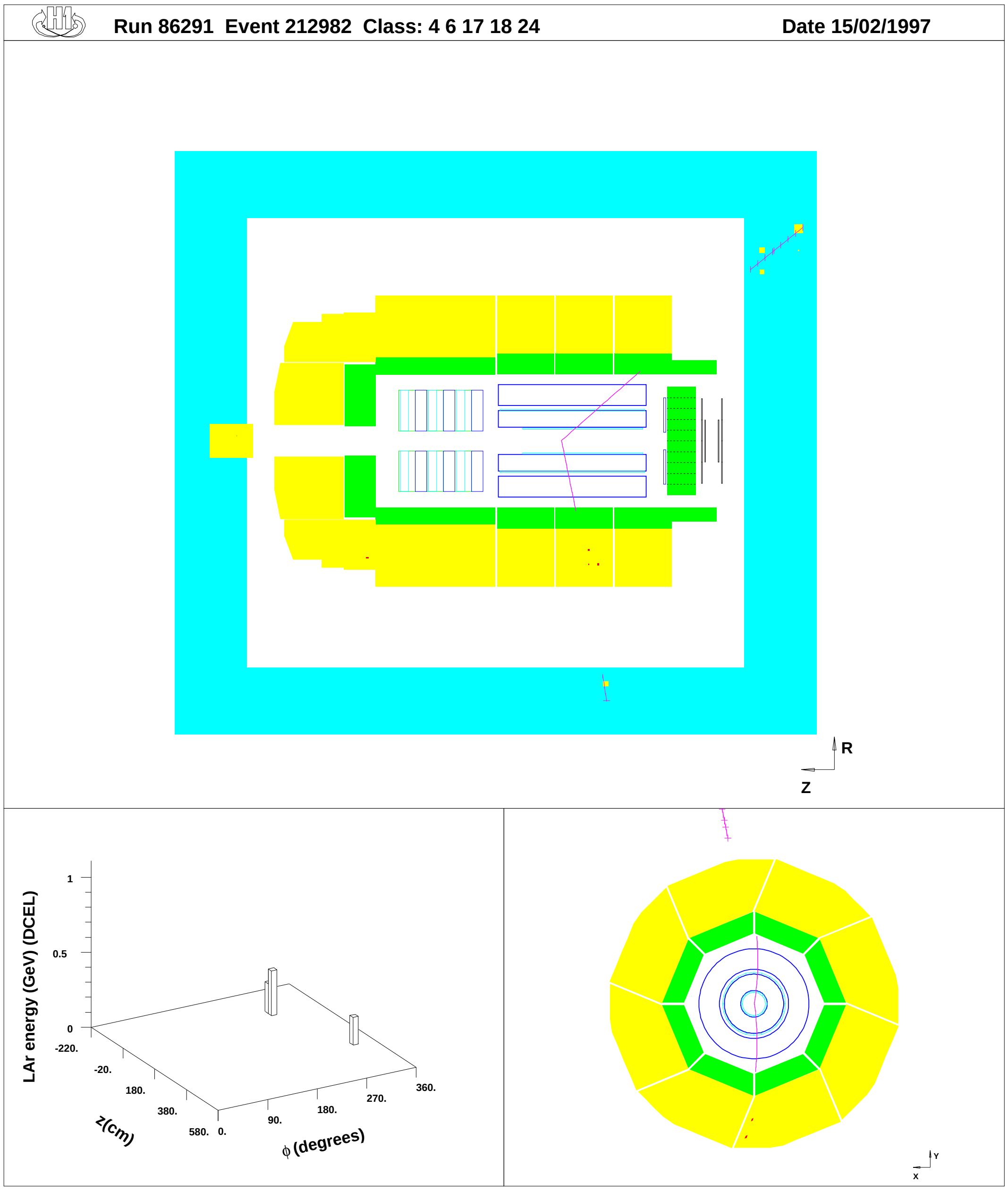

Abb. B.1.: Kandidat für elastische J/ψ Produktion. Das Ereignis besitzt außer den beiden Myonen keine weiteren Spuren. Die Myonen haben eine invariante Masse von 3.07 GeV.

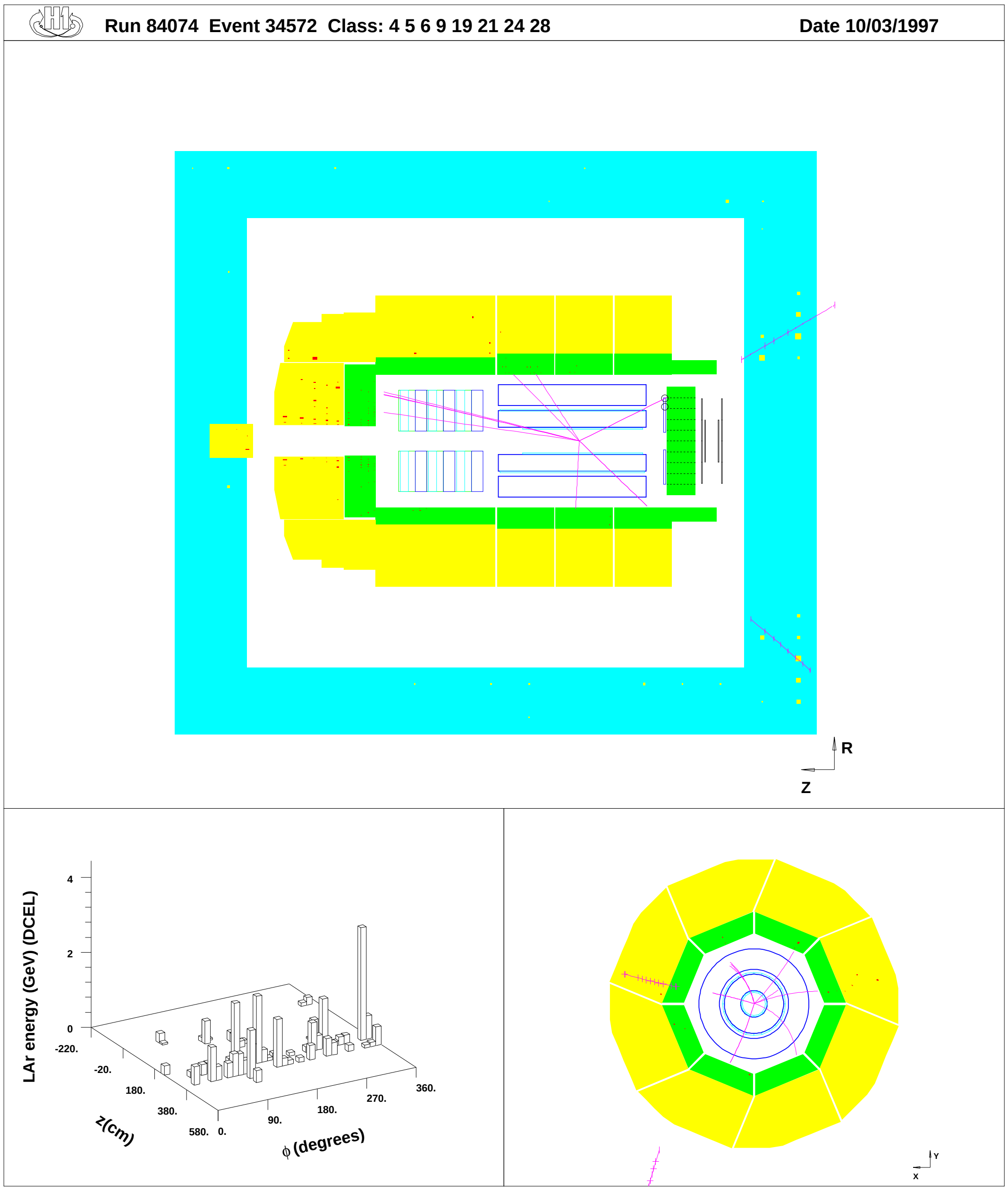

Abb. B.2.: Kandidat für inelastische J/ψ Produktion. Es gibt zwei Myonen mit einer invarianten Masse von 3.17 GeV. Es ist noch weitere hadronische Aktivität im Ereignis vorhanden.

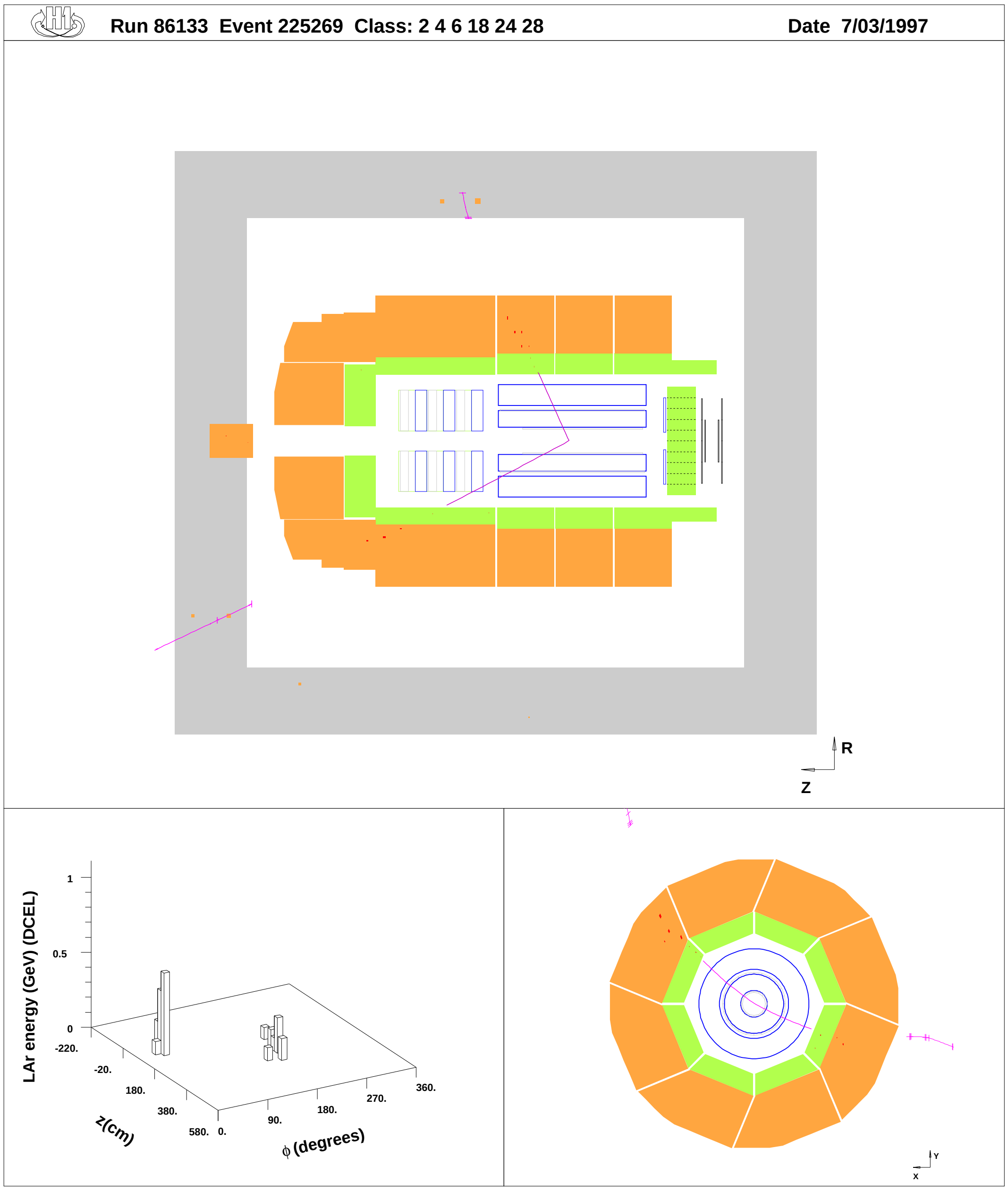

Abb. B.3.: Kandidat für elastische QED Paare. Es gibt nur zwei Myonspuren mit einer invarianten Masse von $M_{\mu^+\mu^-} = 4.45\,\mathrm{GeV}$. Die Spuren sind in ϕ balanciert: $\Delta\phi(\mu_1, \mu_2) = 186^0$. Das Myonsystem hat einen Transversalimpuls von 0.28 GeV

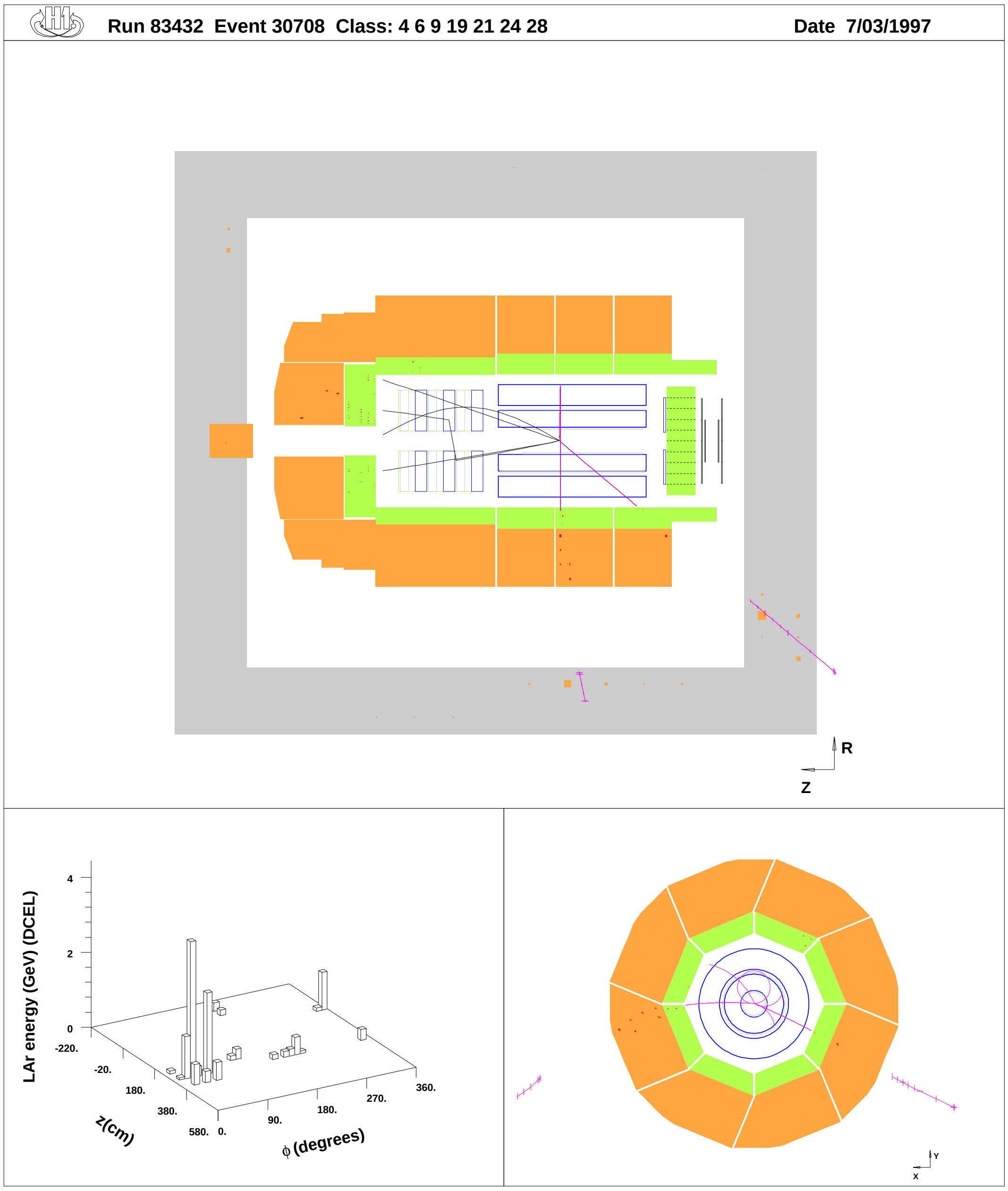

Abb. B.4.: Kandidat für inelastische QED Paare. Es gibt weitere Spuren im Ereignis, Die Myonen bilden einen Winkel von $\Delta\phi(\mu_1, \mu_2) = 90^0$ und das Myonsystem hat einen Transversalimpuls von 3.0 GeV

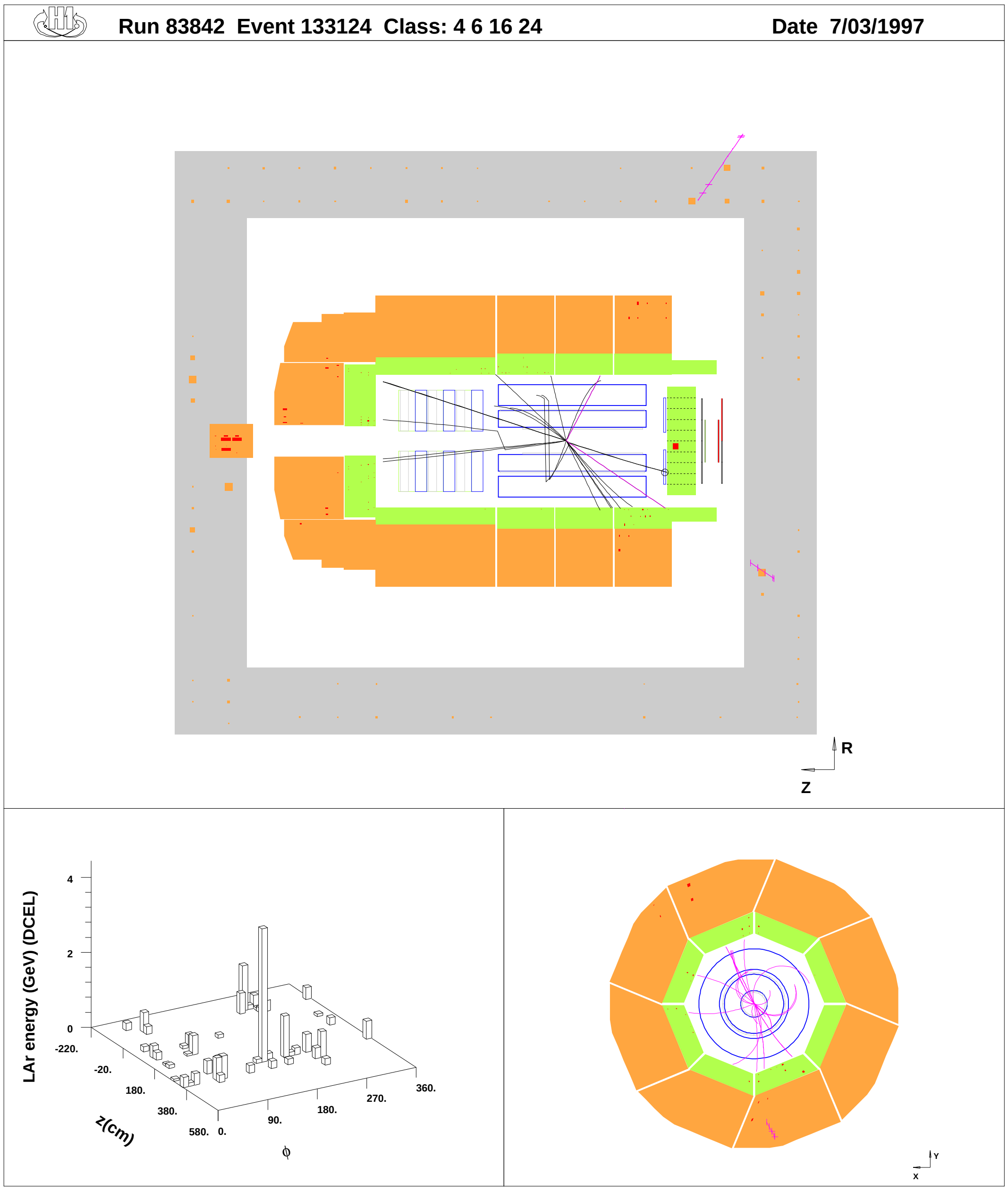

Abb. B.5.: Kandidat für semileptonischen Zerfall von $C\bar{C}$. Die Transversalenergie im Ereignis beträgt 9.9 GeV. Die Aktivitäten betragen 0.9 GeV und 2.7 GeV, $P_{T\mathrm{rel}}$ ist 5.1 und 0.8 GeV.

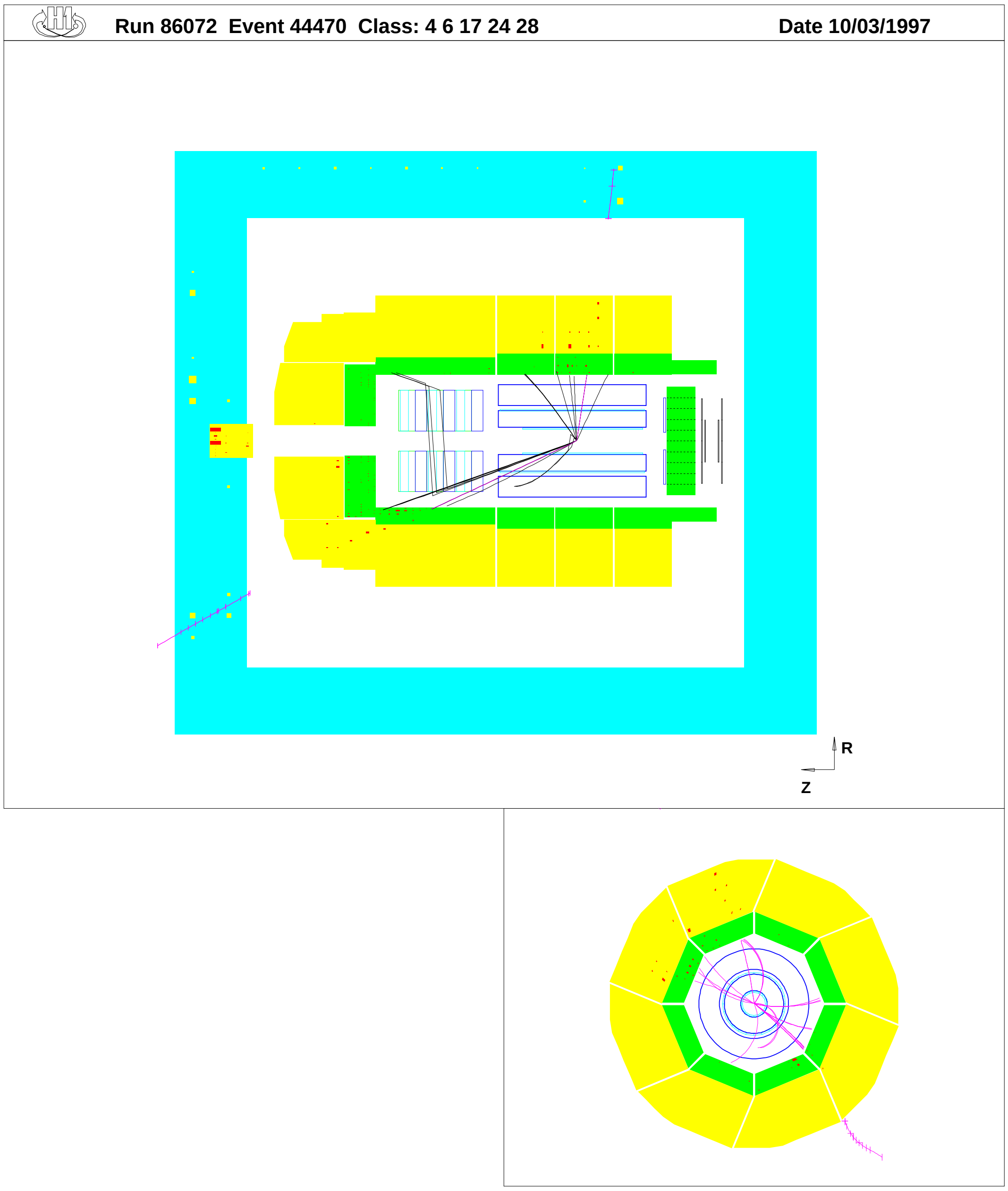

Abb. B.6.: Kandidat für semileptonischen Zerfall von $B\bar{B}$. Die Transversalenergie im Ereignis beträgt 17.7 GeV. Die Aktivitäten betragen 5.7 GeV und 6.7 GeV, $P_{T\,\mathrm{rel}}$ ist 0.4 GeV und 1.8 GeV.

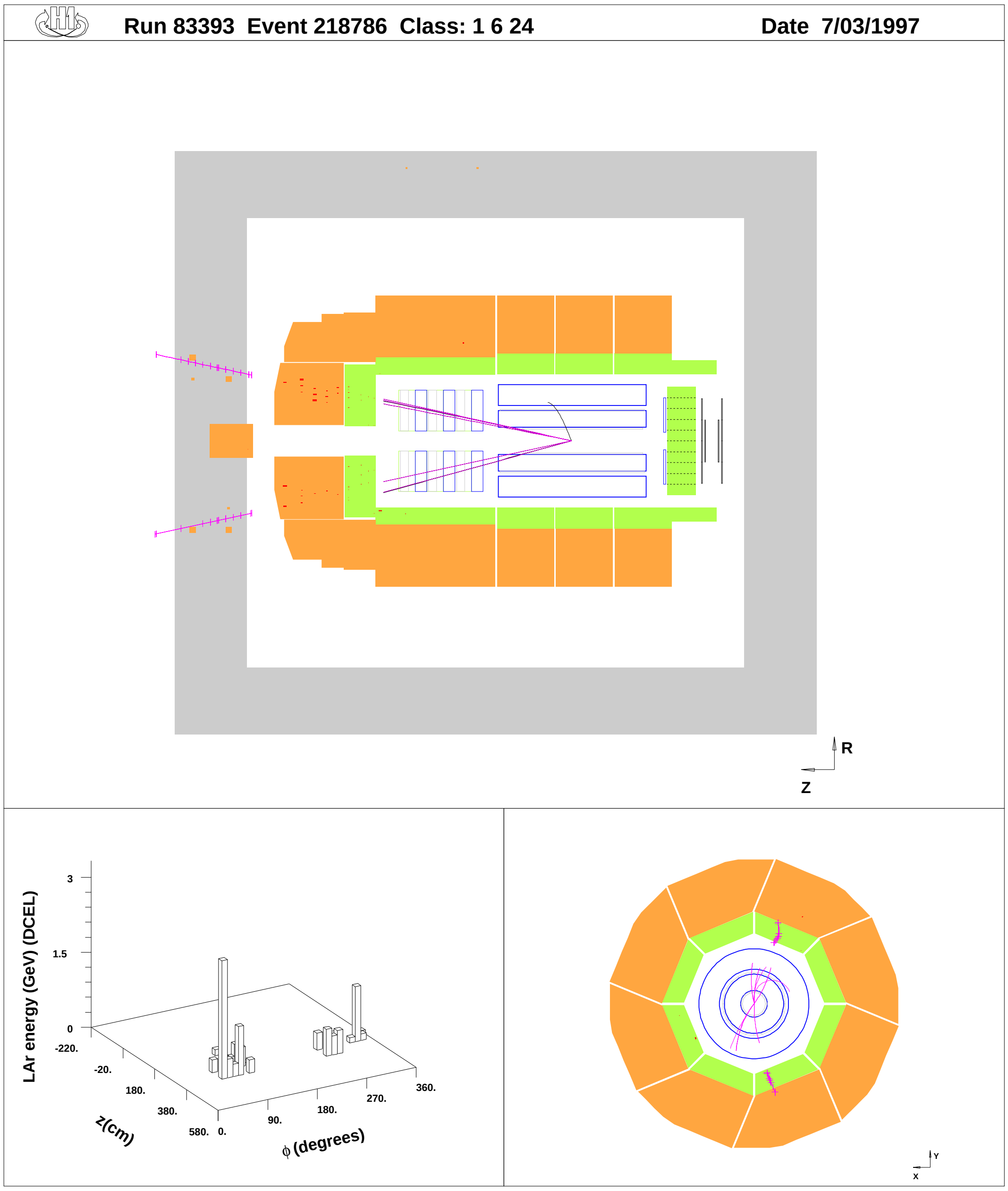

Abb. B.7.: Durch Bunchtyp identifiziertes Restgasereignis.

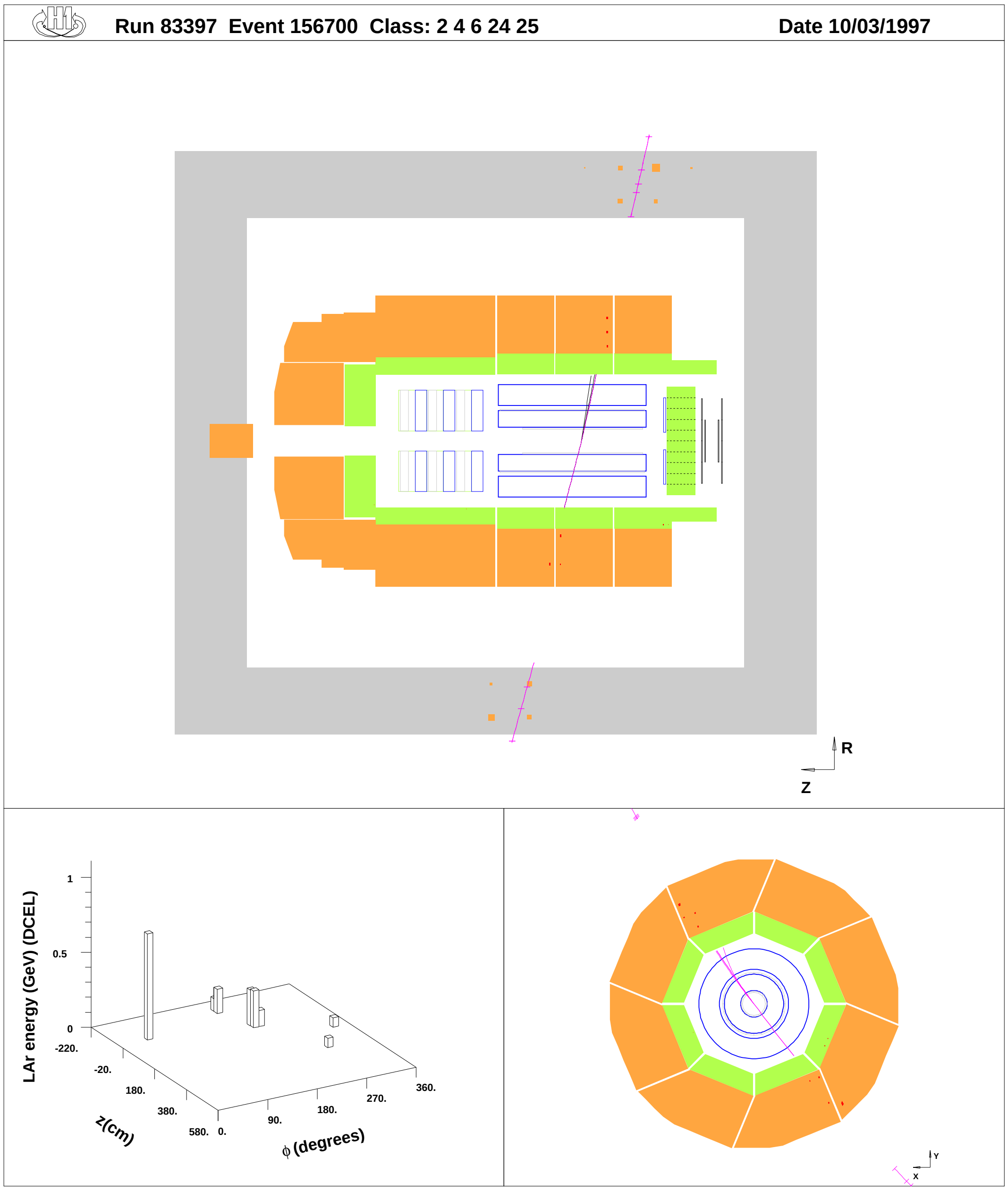

Abb. B.8.: Durch Bunchtyp identifiziertes kosmisches Myon.

Literaturverzeichnis

[A+85] J.J. Aubert et al.
A Detailed Study of the Proton Structure Functions in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering.
Nuclear Physics B259:189-265, North-Holland, 1985.

[A+87] A. Ali et al.
Heavy Quark Physics at HERA.
Proceedings of the HERA Workshop Vol.1:395-494, DESY, 1987.

[A+92] P. Amaudruz et al.
Measurement of $R^{\mathrm{d}} - R^{\mathrm{p}}$ *and* $R^{\mathrm{Ca}} - R^{\mathrm{C}}$ *in Deep Inelastic Muon Scattering.*
Physics Letters B294:120-126, North-Holland, 1992.

[A+93] H1 Kalorimeter Gruppe: B. Andrieu et al.
The H1 liquid argon calorimeter system.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A336:460-498, North-Holland, 1993.

[A+95a] T. Ahmed et al.
Inclusive Parton Cross-Sections in Photoproduction and Photon Structure.
Nuclear Physics B445:195-218, North-Holland, 1995.

[A+95b] S. Aid et al.
A Direct Measurement of the Gluon Density in the Proton at Low x.
H1 interner Bericht, DESY, 1995.

[A+96a] I. Abt et al.
The H1 Detector at HERA.
H1 interner Bericht H1-96-01, DESY, 1996.

[A+96b] S. Aid et al.
Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ *Mesons at HERA.*
Nuclear Physics B472:3-31, North-Holland, 1996.

[A+96c] S. Aid et al.
Photoproduction of $D^{*\pm}$ *Mesons in Electron-Proton Collisions at HERA.*
Nuclear Physics B472:32-54, North-Holland, 1996.

[A+97] C. Adloff et al.
Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collisions at HERA.
DESY Report 97-024, DESY, 1997.

[ACK91] N. Arteaga, C. Carimalo und P. Kessler.
High-p_T lepton pair production at ep colliders: comparison between various production mechanisms.
Zeitschrift für Physik C52: 289-295, Springer Verlag, 1991.

[B+89] A.C. Benvenuti et al.
A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at Hight Q^2.
Physics Letters B223:485, North-Holland, 1989.

[B+95] J. Ban et al.
The H1 Backward Calorimeter BEMC and it's Inclusive Electron Trigger.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A372:399-414, North-Holland, 1995.

[B+96] Particle Data Group: R.M. Barnett et al.
Review of Particle Physics.
Physical Review D54, 1, 1996.

[Bia95] S. Bianco.
Charm Lifetimes and Semileptonic Decays.
Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brüssel Belgien, 1995.

[Big95] I.I. Bigi.
Die Schwachen Zerfälle von Hadronen mit Beauty und Charm.
University of Notre Dame du Lac, DPG Tagung, 1995.

[BJ81] E.L. Berger und D. Jones.
Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons.
Physical Review D23:1521-1530, The American Physical Society1981.

[BKS94] D. Bödeker, G. Kramer und S.G. Salesch.
Inclusive jet production at HERA: Next-to-leading order QCD corrections to the resolved and direct photon contribution.
Zeitschrift für Physik C 63:471-476, 1994.

[Blo90] V. Blobel.
Data Structures for Particle Physics Experiments: Evolution or Revolution?
Proc. 14. Workshop of the INFN Eloisation Project, Erice Italien, 1990.

[Blo92] V. Blobel.
The F-Package for input and output.
Proc. int. Conf. on Computing in High Energy Physics: 755, Annecy Frankreich, 1992.

[Böt96] I.M. Böttcher.
Untersuchungen von Myon-Jet-Ereignissen im H1-Detektor bei HERA.
Diplomarbeit, Kernphysik Kiel, 1996.

[BR82] R. Baier und R. Rückl.
On Inelastic Leptoproduction of Heavy Quarkonium States.
Nuclear Physics B201:1-15, North-Holland, 1982.

[BW94] K. Borras und M. Weber.
The H1 Calorimetry: Performance and Upgrade Program.
Proceedings of the Calorimetry Symposium, Beijing, VR. China, 1994.

[Cab63] N. Cabibbo.
Unitary Symmetry and Leptonic Decays.
Physical Review Letters 10:531-533, The American Physical Society1963.

[CCK+74] C. Carimalo, G. Cochard, P. Kessler, J. Parisi und B. Roehmer.
Nuclei as generators of quasireal photons: testing an equivalent-photon method for calculating invariant-mass spectra.
Physical Review D10: 1561.1575, The American Physical Society1974.

[CCK78] C. Carimalo, G. Cochard und P. Kessler.
$\gamma\gamma$ background of the Drell-Yan process.
Physical Review D18: 2443-2446, The American Physical Society1978.

[Cou91] A. Courau.
Quasi-Real QED Compton at HERA.
Physics at HERA 3:1468-1472, DESY, 1991.

[DG88] M. Drees und R.M. Godbole.
Effects of the Hadronic Structure of the Photon at the DESY ep Collider HERA.
Physical Review Letters 61:682-685, The American Physical Society1988.

[DG95] M. Drees und R.M. Godbole.
Resolved photon processes.
Journal of Physics G: 1559-1642, The Universities Press, Belfast, 1995.

[DL95] A. Donnachie und P.V. Landshoff.
Exclusive Vector Meson Production at HERA.
Physics Letters B348:213-218, North-Holland, 1995.

[DO84] D.W. Duke und J.F. Owens.
Q^2-dependent parameterizations of parton distribution functions.
Physical Review 30: 49-54, The American Physical Society1984.

[Dün94] O. Dünger.
Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am e-p-Speicherring HERA.
Dissertation, Universität Hamburg, 1994.

[EK88] R.A. Eichler und Z. Kunszt.
Charm, Bottom and Top Production in High Energy Electron Proton Collisions.
Nuclear Physics B308:791-812, North-Holland, 1988.

[Fal93] K. Falkenberg.
Myon-Identifizierung im H1-Experiment.
Diplomarbeit, Kernphysik Kiel, 1993.

[Fee91] D. Feeken.
Die Myonsignatur von $\mathrm{B\bar{B}}$*-Ereignissen im H1-Detektor bei HERA.*
Diplomarbeit H1-06/91-179, Universität Hamburg, 1991.

[G+95] Application Software Group: M. Goosens et al.
GEANT – Detector Description and Simulation Tool.
CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN Schweiz, 1995.

[Hun95] S. Hundertmark.
Simulation von Myonen aus Pionen- und Kaonenzerfällen bei H1.
Diplomarbeit, Kernphysik Kiel, 1995.

[J+94] L. Jönsson et al.
A Measurement of the Gluon Density in the Proton at Low x.
H1 interner Bericht 11/94-411, DESY, 1994.

[JB79] F. Jacquet und A. Blondel.
Detectors for Charged Current Events.
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY Report 79-048:377, DESY, 1979.

[JST92] H. Jung, G.A. Schuler und J. Terron.
J/ψ*-Production Mechanism and Determination of the Gluon density at HERA.*
Int. Journ. Mod. Phys. A32:7955, 1992.

[Kes75] P. Kessler.
The Williams-Weizsäcker Method and Similar Approximation Methods in Quantum Electrodynamics.
Acta Physica Austriaca 41: 141-188, Springer Verlag, 1975.

[KM73] M. Kobayashi und T. Maskawa.
CP-*Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction.*
Progress of Theoretical Physics, 49: 652-657, 1973.

[Lev91] G. Levman.
Muon Pair Production by Two Photon Collisions at HERA.
Physics at Hera, 1:623-636, DESY, 1991.

[Lev95a] S. Levonian.
H1 WWW-Seite: Lumi-System.
http://dice2.desy.de/ f11lev/luminosity/list.html/, 1995.

[Lev95b] S. Levonian.
Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data.
H1 interner Bericht 09/95-454, DESY, 1995.

[Mey91] J. Meyer.
Guide to Simulation program H1SIM.
H1 Software Manual Vol 1; Nr 3, DESY, 1991.

[Neu95] M. Neubert.
Heavy Flavor Physics.
17th International Conference on Lepton-Photon Interactions, Beijing, China, 1995.

[Nik80] A. Nikolaidis.
A simple parameterization of the structure functions of the photon.
Nuclear Physics B163: 156-168, North-Holland, 1980.

[OR78] J.F. Owens und E. Reya.
Hadronic Υ production, parton distribution, and quantum chromodynamics.
Physical Review D17: 3003-3009, The American Physical Society1978.

[OT96] P.J. O'Donnell und G. Turan.
Charm and Bottom Semileptonic Decays.
CERN Report hep-ph/9604208, CERN Schweiz, 1996.

[PB96] H. Plothow-Besch.
PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Density Functions and α_s Calculations.
CERN-PPE W5051, CERN Schweiz, 1996.

[Pro95] R. Prosi.
The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm.
H1 interner Bericht 03/95-433, DESY, 1995.

[Ren81] F.M. Renard.
Basics of electron-positron collisions.
Gif sur Yvette: Frontières, 1981.

[Ros95] J.L. Rosner.
Charm and Beauty in Particle Physics.
CERN Report hep-ph/9501291, CERN Schweiz, 1995.

[Rys93] M.G. Ryskin.
Diffractive J/ψ *Electroproduction in LLA QCD.*
Zeitschrift für Physik C57:89-92, 1993.

[Sch88] G.A. Schuler.
Heavy Flavor Production at HERA.
Nuclear Physics B299:21-51, North-Holland, 1988.

[Sch93] M.W. Schulz.
Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer.
Dissertation, Universität Hamburg, 1993.

[Sch96a] S. Schiek.
Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ*-Mesonen im H1-Detektor bei HERA.*
Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[Sch96b] G. Schmidt.
Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ*-Mesonen im H1-Detektor bei HERA.*
Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[Sef96] F. Sefkow.
Heavy Flavor Production at HERA.
H1 interner Bericht H1-5/96-480, DESY, 1996.

[Sel95] R. Sell.
Untersuchung der J/ψ*-Produktion über den Zerfall* J/$\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ *am ep-Speicherring HERA.*
Dissertation, Universität Hamburg, 1995.

[Sjö94] T. Sjöstrand.
Pythia 5.7 and Jetset 7.4; Physics and Manual.
CERN-TH.7112/93, revised 02/94, CERN Schweiz, 1994.

[Sti96] J. Stier.
Messung der Gluondichte im Proton in der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung mit Multijet-Ereignissen bei HERA.
Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[Tru96] P. Truöl.
Neutral and Charged Current Processes in Positron Proton Collisions at HERA.
XIV Inter. Conf. on Particles and Nuclei, Williamsburg, 1996.

[W+91] R. van Woudenberg et al.
Gluon density determination from open charm events at HERA.
Physics at HERA Workshop, vol 2:739-769, DESY, 1991.

[Wag96] A. Wagener.
Leptonische Zerfälle von Hadronen mit Charm im H1-Experiment.
Dissertation, RWTH Aachen, 1996.

[Wei34] C.F. von Weizsäcker.
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen.
Zeitschrift für Physik 88:612, 1934.

[Wie91] M. Wielers.
Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen. Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.
Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1991.

[Wit93] M.S. Witherell.
Charm Decay Physics.
University of California, Santa Barbara, 1993.

[Wol86] G. Wolf.
HERA: Physics, Machine and Experiments.
Lake Louise Winter Inst.:144 (QCD161:L25), 1986.

[Zun94] J. Zunft.
QCD-Korrekturen zur Photoproduktion von J/ψ*-Teilchen.*
Dissertation, Universität Göttingen, 1994.

Danksagung

Herrn Dr. W.D. Dau danke ich für die Betreuung dieser Analyse.
Herrn Dr. habil. W. Stamm und Frau Prof. Dr. B. Schrempp danke ich für die Begutachtung der vorliegenden Arbeit.

Ich bedanke mich auch bei den Leuten am DESY und der H1-Kollaboration, die dieses Experiment ermöglichten und damit den Rahmen für diese Arbeit schufen.

Mein besonderer Dank gilt der Kieler Gruppe. Die Arbeiten von Klaus Falkenberg, Stephan Hundertmark und Inga M. Böttcher hatten maßgeblichen Einfluß auf die Ergebnisse in dieser Analyse. Außerdem haben mir Dieter Dau und Rainer Prosi mit ihren kritischen Fragen und konstruktiven Hinweisen sehr geholfen.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanke ich mich bei Svenja, Schädi, Udo, Jan und Hunni.