Nachweis von J/ψ-Mesonen in inelastischen Prozessen bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Jenny Böhme

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
September 1997

Erklärung

Hiermit versichere ich,
diese Arbeit selbständig
und nur unter Verwendung
der angegebenen Quellen
verfaßt zu haben.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der Speicherring HERA in Hamburg ist seit 1992 in Betrieb. Elektronen (oder Positronen) und Protonen werden mit Energien von 27.5 GeV bzw. 820 GeV zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenergie liegt dabei mit $\sqrt{s} \approx 300$ GeV etwa eine Größenordnung über den in *fixed-target*-Experimenten erreichten Werten, was den Zugang zu einem neuen kinematischen Bereich eröffnet.
Einer der Forschungsschwerpunkte bei HERA ist die Physik schwerer Quarks. Ereignisse mit *charm*-Quarks sind aufgrund der geringeren Masse dieser Teilchen wesentlich häufiger zu beobachten als Ereignisse mit *bottom*-Quarks.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem J/ψ-Vektormeson. Es handelt sich dabei um den leichtesten Charmonium-Zustand mit den Spin- und Paritätsquantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$. Das J/ψ-Meson besitzt eine nominelle Masse von 3.097 GeV bei einer gesamten Zerfallsbreite von 88 keV [PDG96]. Das Verzweigungsverhältnis des hier untersuchten myonischen Zerfallskanals $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ beträgt zwar nur etwa 6%, aber die beiden Zerfallsmyonen liefern eine experimentell einfach nachzuweisende Signatur.
Man klassifiziert J/ψ-Ereignisse in ep-Wechselwirkung nach ihrer Elastizität z. Im Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ [1] wird die ep-Wechselwirkung durch den Austausch eines quasireellen Photons vermittelt. Im Ruhesystem des Protons entspricht z der auf die Photonenergie normierten Energie des J/ψ-Mesons. Gegenstand dieser Arbeit sind inelastische J/ψ-Ereignisse mit $0 < z < 0.6$.
Im Modell der Boson-Gluon-Fusion tritt ein Gluon aus dem Proton über ein virtuelles Paar von *charm*-Quarks in Wechselwirkung mit dem vom Elektron abgestrahlten Photon. Das Quarkpaar geht dann unter Emission eines Gluons in ein J/ψ-Meson über. Die Messung des Wirkungsquerschnitts für die inelastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen ist daher u.a. aufgrund seiner Abhängigkeit von der Gluondichte im Proton interessant, die auf diese Weise bestimmt werden kann.

Im Bereich $0.45 < z < 0.9$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ sowohl vom H1- als auch vom ZEUS-Experiment gemessen worden [H196, ZEUS97]. Die Ergebnisse

[1] Mit Q bezeichnet man den Viererimpulsübertrag zwischen Elektron und Proton.

sind im Rahmen der theoretischen und experimentellen Unsicherheiten in Übereinstimmung mit der Vorhersage des *Color-Singlet*-Modells für die Boson-Gluon-Fusion.
Am Tevatron ist hingegen in den letzten Jahren ein nicht unerheblicher Überschuß an J/ψ-Ereignissen gegenüber dem *Color-Singlet*-Modell beobachtet worden [CDF95], den man durch *Color-Octet*-Beiträge zu erklären versucht. Die aus den Messungen am Tevatron abgeleiteten Vorhersagen für HERA deuten ebenfalls auf große *Color-Octet*-Beiträge hin, die allerdings im bisher analysierten Elastizitätsbereich experimentell nicht bestätigt werden konnten.
Bei den kleinen Werten der Elastizität, die diese Arbeit untersucht, erwartet man Beiträge von bisher bei HERA noch nicht nachgewiesenen Erzeugungsmechanismen wie dem *resolved Photon*-Prozeß, der Fragmentation einzelner Partonen in J/ψ-Mesonen oder von B-Mesonen, die in J/ψ-Mesonen zerfallen. Der Wirkungsquerschnitt für *resolved Photon*-Ereignisse erhöht sich unter Berücksichtigung der *Color-Octet*-Beiträge deutlich, im Modell von M.Krämer beispielsweise auf das Zehnfache der Vorhersage des *Color-Singlet*-Modells [Kräm97]. Daher stellt die J/ψ-Produktion bei kleinen Elastizitäten eine Möglichkeit dar, die Erzeugungsmechanismen bei HERA aufzuklären und die Interpretation der Tevatron-Ereignisse zu überprüfen.

Im folgenden zweiten Kapitel möchte ich zunächst auf die theoretischen Grundlagen der J/ψ-Erzeugung bei HERA eingehen, wobei die verschiedenen Erzeugungsmechanismen anhand von Monte-Carlo-Simulationen vorgestellt werden.
Gegenstand des dritten Kapitels ist die kurze Beschreibung der für meine Analyse relevanten Komponenten des H1-Experimentes.
Kapitel 4 erläutert einige Aspekte der Ereignisrekonstruktion, bevor ich mich in Kapitel 5 den Auswahlkriterien für J/ψ-Ereignisse bei kleinen Elastizitäten zuwende.
Da dieser Elastizitätsbereich bisher nur sehr wenig untersucht ist, werde ich im Anschluß einige Eigenschaften der selektierten Ereignisse näher untersuchen. Kapitel 6 beschäftigt sich mit den Triggern, die bei diesen Ereignissen bevorzugt ansprechen, während in Kapitel 7 der Transversalimpuls der J/ψ-Mesonen, die Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen und die auffällige Aktivität im rückwärtigen Bereich des Detektors diskutiert werden.
Im achten Kapitel möchte ich schließlich eine erste Absschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dz$ im Bereich $0 < z < 0.6$ präsentieren.
Kapitel 9 enthält eine Zusammenfassung dieser Arbeit sowie einen Ausblick auf zukünftige Analysemöglichkeiten.

Kapitel 2

Erzeugung von J/ψ-Mesonen in ep-Wechselwirkungen

In diesem Kapitel werde ich nach der Erläuterung der wichtigsten kinematischen Variablen bei HERA auf die verschiedenen Modelle der inelastischen J/ψ-Erzeugung eingehen und einige theoretische Vorhersagen sowie die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen vorstellen.

2.1 Kinematik der Elektron-Proton-Wechselwirkung bei HERA

Die wichtigsten kinematischen Variablen möchte ich anhand von Abbildung 2.1 vorstellen, aus der die Bezeichnung der Viererimpulse zu entnehmen ist.
Die im Schwerpunktsystem der Kollision zur Verfügung stehende Energie $\sqrt{s}$ ist durch

$$s = (k + P)^2 \tag{2.1}$$

gegeben, unter Vernachlässigung der Ruhemassen gilt $s = 2kP$. Eine weitere wichtige Größe ist die Virtualität Q^2, die gleich dem negativen Quadrat des Viererimpulses des die Wechselwirkung vermittelnden Eichbosons ist:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.2}$$

Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen wird bei HERA vorwiegend durch den Austausch von Photonen vermittelt, der Z^0- und $W^{\pm}$-Austausch ist aufgrund der hohen Masse dieser Bosonen bei kleinen Impulsüberträgen stark unterdrückt. Im Limes $Q^2 \to 0$ spricht man von Photoproduktion, während der Austausch eines virtuellen Photons als tiefinelastische Streuung, kurz DIS[1], bezeichnet wird. In der Praxis wird bei

[1]nach engl. **D**eep **I**nelastic **S**cattering

H1 die Grenze zwischen DIS und Photoproduktion bei $Q^2 = 1$ GeV^2 gezogen, denn für $Q^2 > 1$ GeV^2 ist der Winkel, um den das Positron gestreut wird, so groß, daß es im Zentraldetektor nachgewiesen werden kann (s. Kap. 3).
Zur weiteren Charakterisierung der Ereignisse benutzt man die Skalenvariable

$$y = \frac{qP}{kP} = \frac{2}{s}qP \tag{2.3}$$

sowie speziell im Fall der Erzeugung von J/ψ-Mesonen, auf den ich im nächsten Abschnitt eingehen werde, die Elastizität

$$z = \frac{p_{J/\psi}P}{qP}. \tag{2.4}$$

Dabei bezeichnet $p_{J/\psi}$ den Viererimpuls des J/ψ-Mesons. Im Ruhesystem des Protons, d.h. für $P = (M_p, 0, 0, 0)$, stellen y und z gerade das Verhältnis der Photon- zur Elektron- bzw. der J/ψ- zur Photonenergie dar.
Mit $W_{\gamma p}$ bezeichnet man die Photon-Proton-Schwerpunktenergie:

$$W_{\gamma p}^2 = (q + P)^2 \tag{2.5}$$

Ist nicht nur die Ruhemasse des Protons, sondern auch Q^2 zu vernachlässigen, so gilt $W_{\gamma p} = ys$.
In der Weizsäcker-Williams-Näherung [Weiz34, Will34] faktorisiert der Wirkungsquerschnitt für ep-Wechselwirkung in den Wirkungsquerschnitt für γp-Wechselwirkung und den Flußfaktor Φ_γ, da die Abstrahlung des Photons und die anschießende γp-Wechselwirkung als unabhängige Prozesse betrachtet werden:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2, y)}{dydQ^2} = \Phi_\gamma(y, Q^2)\sigma_{\gamma p}(Q^2, y)\ . \tag{2.6}$$

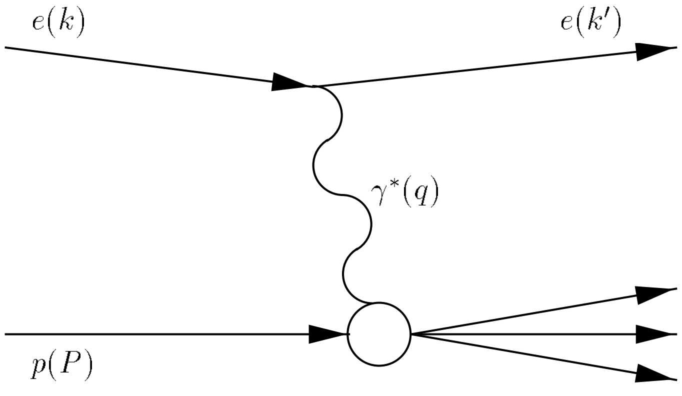


Abbildung 2.1: *Elektron-Proton-Wechselwirkung bei HERA durch Austausch eines Eichbosons, speziell eines Photons. Die Bezeichnungen für die Viererimpulse der Teilchen sind in Klammern angegeben.*

2.2 Theoretische Beschreibung der J/ψ-Produktion

Die Mechanismen der J/ψ-Erzeugung in γp-Wechselwirkungen unterscheidet man nach „diffraktiven“(dominant für $z > 0.95$) und „inelastischen“(dominant für $z < 0.9$) Prozessen. Im ersten Fall wechselwirken Photon und Proton ohne den Austausch von Farbladung oder anderen Quantenzahlen miteinander, wobei das Proton entweder elastisch gestreut wird ($z \approx 1$) oder dissoziiert. In dieser Arbeit soll ausschließlich die inelastische J/ψ-Produktion untersucht werden. Bevor ich auf die einzelnen Erzeugungsmechanismen eingehe (s. 2.2.2), möchte ich zunächst die Modelle diskutieren, mit denen man diese Prozesse zu beschreiben versucht.

2.2.1 Modelle der Charmonium-Produktion

Bislang bediente man sich zur quantitativen Beschreibung der inelastischen J/ψ-Produktion des *Color-Singlet*-Modells [Berg81], das nur den niedrigsten Fock-Zustand $[1,^3S_1]$ des Charmoniums berücksichtigt. Hierbei gibt die erste Ziffer an, daß es sich um einen Farbsingulett-Zustand handelt, während $^3S_1$ in der spektroskopischen Notation für $^{2S+1}L_J$ steht[2]. Der Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch:

$$\sigma(i + j \to J/\psi + X) = \langle \mathcal{O}^{J/\psi}[1,^3S_1]\rangle \; \hat{\sigma}(i + j \to c\bar{c}[1,^3S_1]) \tag{2.7}$$

Dabei stellt $\hat{\sigma}$ den störungstheoretisch zu berechnenden Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines $c\bar{c}$-Paares im entsprechenden Fock-Zustand dar, während das Matrixelement $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[1,^3S_1]\rangle$ den Übergang in ein J/ψ-Meson beschreibt. Es ist proportional zum Betragsquadrat der Wellenfunktion des Charmoniums am Koordinatenursprung $|\phi(0)|^2$ ist, das wiederum durch die leptonische Zerfallsbreite des J/ψ-Mesons gegeben ist. i und j stehen für Photon und Parton oder für zwei Partonen, je nachdem, welchen Prozeß man beschreiben möchte (s. 2.2.2), und X für weitere Teilchen des Endzustandes.

Ein neuerer theoretischer Ansatz ist ein Faktorisationsformalismus [Bodw95], der zwar auf nicht-relativistischer QCD basiert, aber sowohl relativistische als auch QCD-Korrekturen systematisch einbezieht. Im Gegensatz zum *Color-Singlet*-Modell wird der gesamte Fock-Zustandsraum des Charmoniums einschließlich der *Color-Octet*-Zustände berücksichtigt. Durch Emission weicher, also nicht störingstheoretisch zugänglicher Gluonen entsteht dann ein farbneutrales J/ψ-Meson.
Der Wirkungsquerschnitt für die Entstehung eines J/ψ-Mesons aus einem gebundenen $c\bar{c}$-Paar in einem bestimmten Farb-, Spin- und Drehimpuls-Zustand n zerfällt dabei in das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ für die Produktion des Quark-Antiquark-Paares in diesem Zustand auf der Massenschale einerseits und dem Matrixelement $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n]\rangle$ andererseits. $[n]$ kann dabei nicht nur wie oben für $[1,^3S_1]$, sondern auch für andere Fock-Zustände wie beispielsweise $[8,^1S_0]$ oder $[8,^3P_0,2]$. Das Matrixelement gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Quark-Antiquark-Paar im Zustand n durch die Emission nicht-perturbativer Gluonen in ein J/ψ-Meson übergeht. Während $\hat{\sigma}$ störungstheoretisch zugänglich ist, muß das Matrixelement aus Experimenten oder Gitterrechnungen

[2] S: Spin-, L: Bahndrehimpuls-, J: Gesamtdrehimpulsquantenzahl

bestimmt werden, da es im allgemeinen Fall nicht wie im *Color-Singlet*-Modell auf die leptonische Zerfallsbreite zurückgeführt werden kann. Der gesamte Wirkungsquerschnitt ergibt sich schließlich, wenn man alle Fock-Zustände aufsummiert:

$$\sigma(i+j \to J/\psi + X) = \sum_n \langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n] \rangle \; \hat{\sigma}(i+j \to c\bar{c}[n] + X) \qquad (2.8)$$

Dabei stehen i und j wiederum je nach Prozeß für Photon und Parton oder für zwei Partonen und X für weitere Teilchen des Endzustandes.
Ein großer Vorteil dieses Ansatzes ist, daß die Matrixelemente $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n] \rangle$ in dem Sinne universell sind, daß man sie in einem Prozeß messen und daraus zumindest im Prinzip für andere Prozesse Vorhersagen ableiten kann. So hat man beispielsweise aus Messungen am Tevatron, also in pp-Wechselwirkung, Vorhersagen für HERA (ep-Wechselwirkung) entwickeln können (s. Abschnitt 2.2.3).

2.2.2 Mechanismen der J/ψ-Produktion bei HERA

Der im bisher analysierten Elastizitätsbereich ($0.45 < z < 0.9$) dominante Erzeugungsmechanismus ist die **Boson-Gluon-Fusion**. Dabei wechselwirkt das Photon mit einem Gluon aus dem Proton über ein virtuelles $c\bar{c}$-Paar. Im *Color-Singlet*-Modell muß dieses ein weiteres Gluon abstrahlen, damit ein farbneutraler Zustand entsteht: $\gamma + g_p \to J/\psi + g$. Im Gegensatz zum *resolved Photon*-Prozeß (s.u.) bezeichnet man die Boson-Gluon-Fusion als „direkt“. Abbildung 2.2 zeigt den entsprechenden Feynman-Graphen sowie denjenigen für das *Color-Octet*-Modell in führender Ordnung in α_s. Bislang sind die HERA-Daten mit der Vorhersage des *Color-Singlet*-Modells in nächstführender Ordnung kompatibel und zeigen keinen Hinweis auf *Color-Octet*-Beiträge (vgl. Abb. 2.5), jedoch sind die theoretischen Vorhersagen, insbesondere bei großen Werten der Elastizität, mit einigen Unsicherheiten behaftet.

Bei kleineren Werten von z tragen weitere Prozesse zur J/ψ-Produktion bei:

Vom ***resolved Photon***-Prozeß spricht man, wenn das Photon durch eine seiner partonischen Komponenten mit einem Parton aus dem Proton in Wechselwirkung tritt. Den größten Beitrag liefert die Wechselwirkung zweier Gluonen. Dieser Erzeugungsmechanismus ist vor allem bei sehr kleinen Elastizitäten von Bedeutung, da maximal nur der typischerweise kleine Bruchteil x_γ des Photonimpulses, über den das wechselwirkende Parton verfügt, auf das J/ψ übertragen werden kann, d.h. $z < x_\gamma$. Dem *Color-Singlet*-Modell zufolge muß auch hier im Endzustand ein Gluon abgestrahlt werden: $g_\gamma + g_p \to J/\psi + g$. Jedoch erhöht sich der Wirkungsquerschnitt auf das Zehnfache, wenn man die *Color-Octet*-Beiträge berücksichtigt [Kräm97] . In Abbildung 2.3 ist der Feynman-Graph führender Ordnung in beiden Modellen dargestellt. Beiträge des *resolved Photon*-Prozesses erwartet man fast ausschließlich in Photoproduktion, d.h. bei kleinen Werten von Q^2.

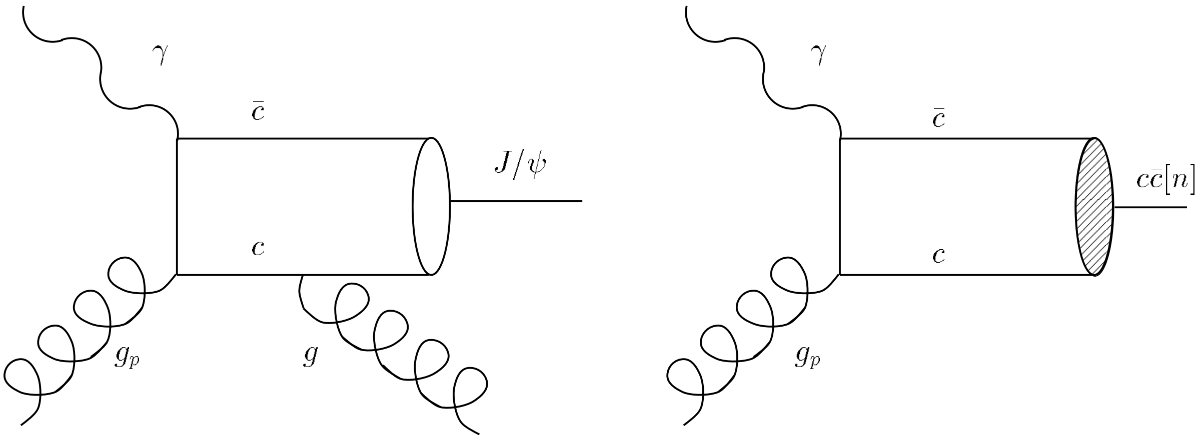


Abbildung 2.2: *Feynman-Graphen in führender Ordnung in α_s für die Entstehung eines J/ψ-Mesons durch Boson-Gluon-Fusion im Color-Singlet-(links) sowie im Color-Octet-Modell (rechts, Notation: siehe Text).*

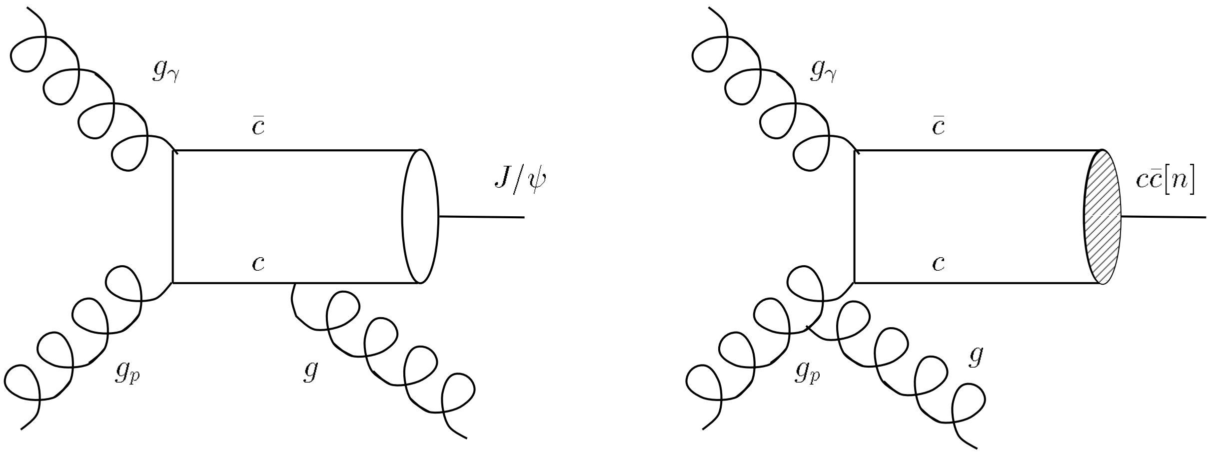


Abbildung 2.3: *Feynman-Graphen in führender Ordnung in α_s für die Entstehung eines J/ψ-Mesons durch einen resolved Photon-Prozeß im Color-Singlet-(links) sowie im Color-Octet-Modell (rechts, Notation: siehe Text).*

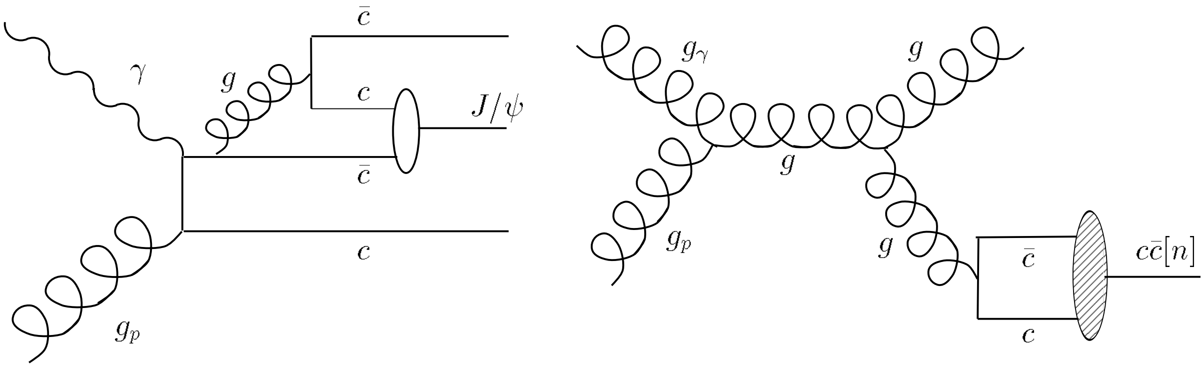


Abbildung 2.4: *Feynman-Graphen in führender Ordnung in α_s für die Entstehung eines J/ψ-Mesons durch Fragmentation im Color-Singlet-(links) sowie im Color-Octet-Modell (rechts, Notation: siehe Text).*

Auch im Fall der **Fragmentation** sind die *Color-Octet*-Matrixelemente von Bedeutung [Kram97]. Das J/ψ-Meson entsteht hier bei der Hadronisation eines einzelnen Partons (meist eines Gluons), das sowohl einem direkten Boson-Gluon-Fusions- als auch einem *resolved Photon*-Prozeß entstammen kann. Zur quantitativen Beschreibung dienen die Fragmentationsfunktionen $D_a^H(\mu)$, die in Abhängigkeit einer Faktorisierungsskala μ die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß ein Parton a in einen Charmonium-Zustand H fragmentiert:

$$D_a^H(\mu) = \sum_n d_a^n(\mu)\langle 0|\mathcal{O}_n^H|0\rangle \tag{2.9}$$

Dabei wird über alle Zustände n summiert, in denen das $c\bar{c}$-Paar entstehen kann, bevor es sich zu einem physikalischen Charmonium-Zustand H bindet. Die Bindung wird durch die Matrixelemente $\langle 0|\mathcal{O}_n^H|0\rangle$ beschrieben. Die Koeffizienten $d_a^n(\mu)$ können durch Störungsrechnung in $\alpha_s(\mu)$ unabhängig vom Charmonium-Zustand H bestimmt werden. Die Fragmentation wird bei großem Transversalimpuls des J/ψ-Mesons dominant gegenüber der Boson-Gluon-Fusion. Abbildung 2.4 zeigt die Feynman-Graphen für *Color-Singlet*-und *Color-Octet*-Fragmentation in führender Ordnung in α_s.

Desweiteren können J/ψ-Mesonen auch in Zerfällen von **B**- oder $\boldsymbol{\psi'}$**-Mesonen**[3] entstehen. Zur ψ'-Erzeugung tragen die gleichen Prozesse bei, in denen auch die J/ψ-Mesonen direkt produziert werden. Da der ψ'-Beitrag experimentell nicht von den direkten J/ψ-Mesonen separiert werden kann, werden die J/ψ-Mesonen aus dem ψ'-Zerfall in die theoretischen Vorhersagen mit eingeschlossen.
Für die J/ψ-Produktion aus B-Mesonen erwartet man nach Vorhersagen in führender Ordnung einen noch deutlich geringen Wirkungsquerschnitt als für den *resolved Photon*-Prozeß.

[3] $\psi' = \psi(2S), M = 3.686$ GeV

2.2.3 Vorhersagen

Am Tevatron wurden wesentlich mehr J/ψ-Mesonen mit hohem Transversalimpuls beobachtet, als nach dem *Color-Singlet*-Modell aus Gluon-Gluon-Fusions-Ereignissen zu erwarten war [CDF95]. Dieser Überschuß läßt sich durch die *Color-Octet*-Beiträge zur Fragmentation erklären [Knie97]. Unter dieser Annahme wurden die entsprechenden Matrixelemente aus der Anpassung an die gemessenen Daten bestimmt. Diese Matrixelemente lassen sich nun für Vorhersagen für andere Experimente nutzen, z.B. bei HERA.

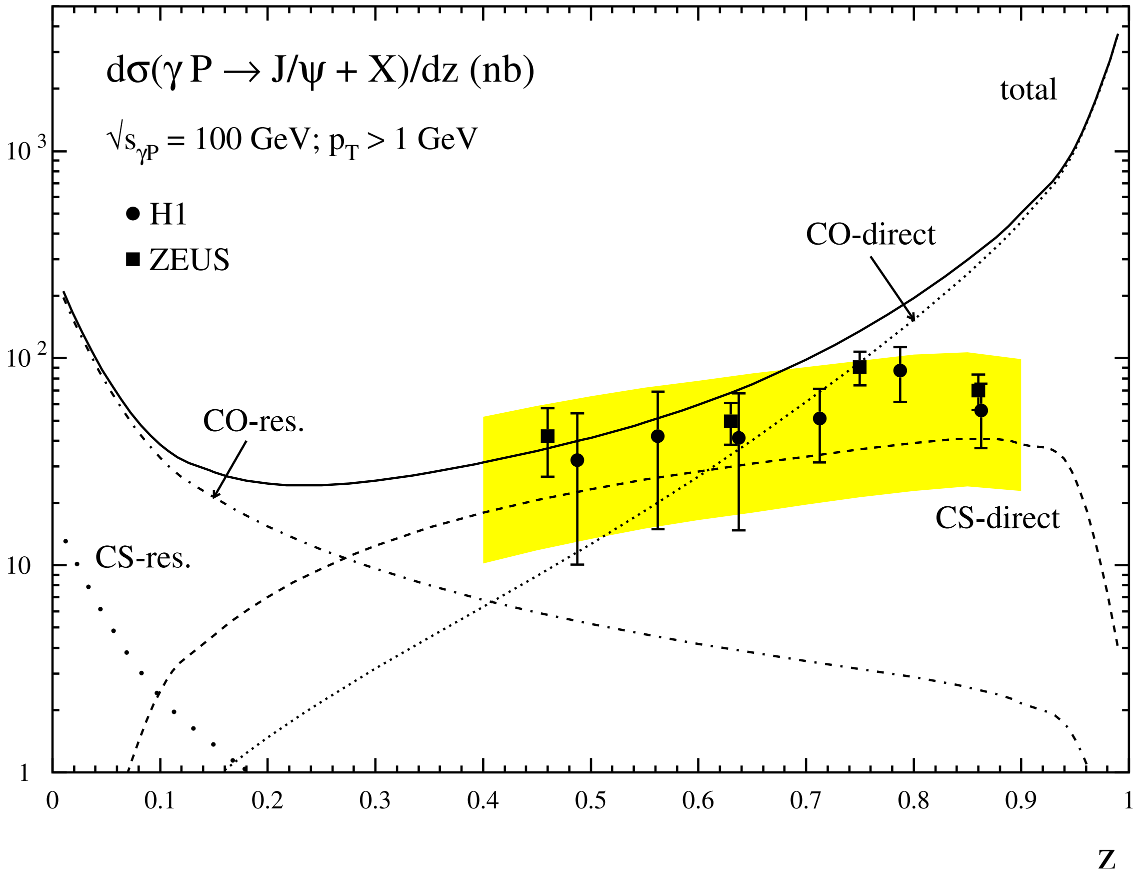


Abbildung 2.5: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ der inelastischen J/ψ-Produktion in führender Ordnung bei $W_{\gamma p} = 100$ GeV und $p_{t,J/\psi} > 1$ GeV. Gestrichelt: Boson-Gluon-Fusion im Color-Singlet-Modell, die Unsicherheit der Normierung aufgrund der Wahl für m_c ($m_c = 1.5$ GeV) und α_s ist als schraffierte Fläche dargestellt. Eng punktiert: Color-Octet-Beitrag zur Boson-Gluon-Fusion; weit punktiert: resolved Photon-Beitrag im Color-Singlet-Modell; strichpunktiert: Color-Octet-Beitrag zum resolved Photon-Prozeß. Die durchgezogene Kurve ist die Summe dieser vier Beiträge. Die von den Experimenten H1 [H196] und ZEUS [ZEUS97] gemessenen Werte sind als Kreise bzw. Quadrate dargestellt.*

Abbildung 2.5 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ für Boson-Gluon-Fusion (*Color-Singlet-*) und den *resolved Photon*-Prozeß (*Color-Singlet-* und *Color-Octet*-Beiträge) nach M.Krämer [Kräm97] als Funktion von z, wobei $p_{t,J/\psi} > 1$ GeV gelten soll. Es ist zu erkennen, daß die *Color-Octet*-Beiträge den *resolved Photon*-Wirkungsquerschnitt um das Zehnfache erhöhen, so daß er bereits bei $z = 0.2$ ebenso groß wie der *Color-Singlet*-Wirkungsquerschnitt der Boson-Gluon-Fusion ist und für $z < 0.1$ diesen deutlich übertrifft.

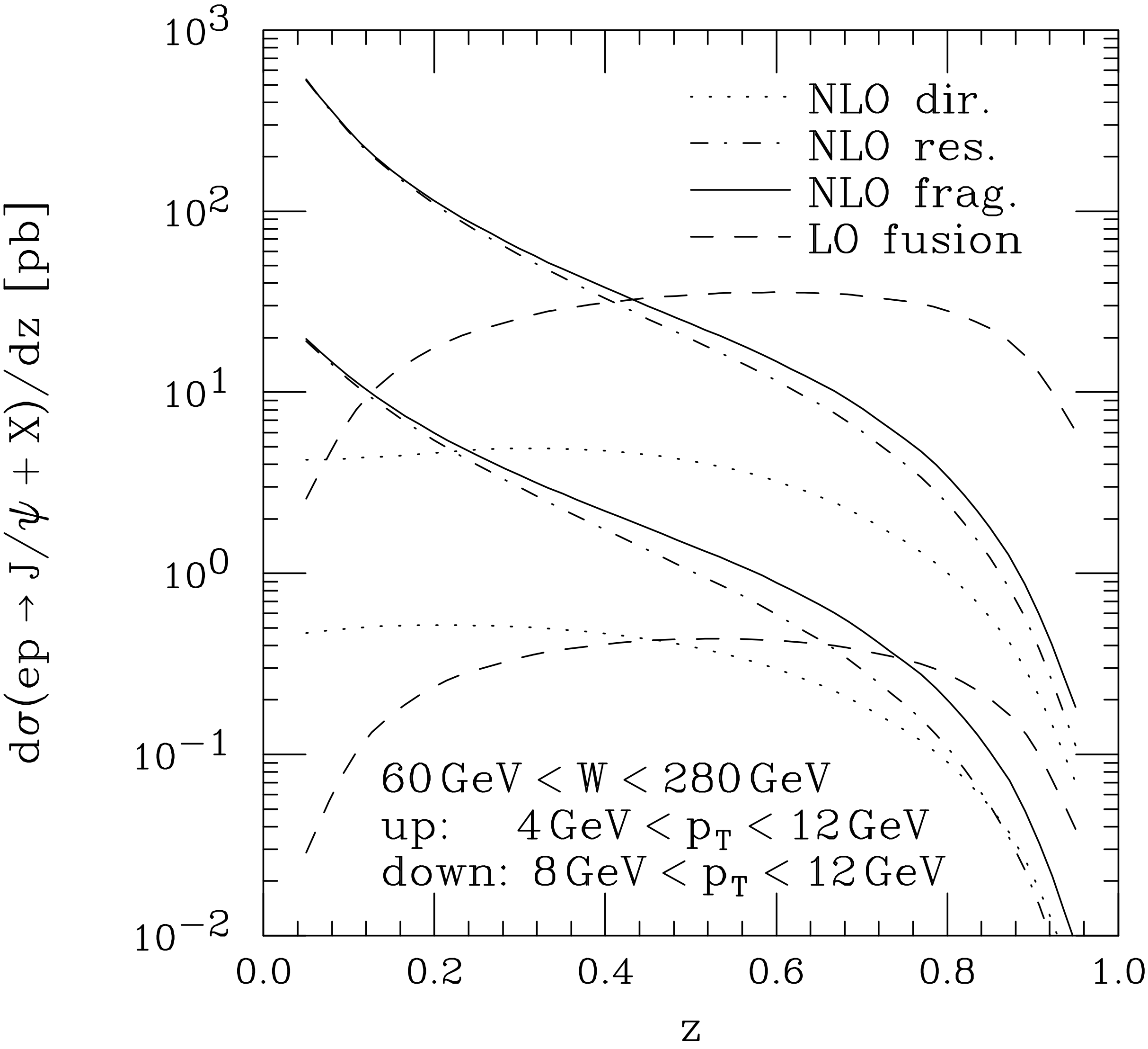


Abbildung 2.6: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ der J/ψ-Erzeugung in ep-Wechselwirkung durch Fragmentation in nächstführemder Ordnung (punktierte Linien: direkte Beiträge, strichpunktierte Linien: resolved Photon-Beiträge, durchgezogene Linien: gesamt) und Boson-Gluon-Fusion in führender Ordnung (gestrichelte Linien) nach [Knie97] für 60 GeV $< W_{\gamma p} <$ 280 GeV sowie für zwei verschiedene Transversalimpulsbereiche.*
Obere Kurven: 4 GeV $< p_{t,J/\psi} <$ 12 GeV, untere Kurven: 8 GeV $< p_{t,J/\psi} <$ 12 GeV.

Der analoge differentielle Wirkungsquerschnitt für *ep*-Wechselwirkung ist in Abbildung 2.6 für Fragmentation (durchgezogene Linien) und zum Vergleich für Boson-Gluon-Fusion (gestrichelt) dargestellt [Knie97]. Es wurden zwei verschiedene Schnitte auf den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons angewendet. Für $p_{t,J/\psi} > 8$ GeV dominiert die Fragmentation schon ab $z < 0.7$, jedoch sind in diesem Bereich die Wirkungsquerschnitte lediglich in der Größenordnung von 1 pb. Senkt man den Schnitt auf $p_{t,J/\psi} > 4$ GeV, so gewinnt man zwar insgesamt mindestens einen Faktor zehn, aber der Wirkungsquerschnitt der Fragmentation übersteigt den der Boson-Gluon-Fusion erst für $z < 0.4$. Desweiteren ist zu erkennen, daß der größte Teil der fragmentierenden Partonen aus *resolved Photon*-Prozessen stammt (strichpunktierte Linien).

2.3 Monte-Carlo-Simulationen

Mit dem Monte-Carlo-Generator EPJPSI [Jung94] wurden Boson-Gluon-Fusions- und *resolved Photon*-Ereignisse im *Color-Singlet*-Modell in führender Ordnung sowie, ebenfalls in führender Ordnung, J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen mit folgenden Wirkungsquerschnitten für Elektron-Proton-Wechselwirkung bei $\sqrt{s} \approx 300$ GeV simuliert:

- Boson-Gluon-Fusion: $\sigma_{ep,MC} = 10.9$ nb
- *resolved Photon*: $\sigma_{ep,MC} = 1.7$ nb
- B-Zerfall : $\sigma_{ep,MC} = 0.104$ nb

Dabei wurde für das Proton die Strukturfunktion $MRS(A')$ und für das Photon *GRV-G* benutzt; das Gluon wird vom Proton (beim *resolved Photon*-Prozeß auch vom Photon) kollinear zur Flugrichtung abgestrahlt. Das Programm JETSET [Sjös93] führt die Hadronisation des Endzustandes gemäß dem LUND-Stringmodell durch. Die Masse des Charm-Quarks wurde zu $m_c = 1.46$ GeV angenommen. Der Polarwinkel ϑ_μ der Zerfallsmyonen wurde dabei nur im Falle der J/ψ-Mesonen aus dem Zerfall von B-Mesonen durch die Bedingung $\cos(\vartheta_\mu) < 0.996$ eingeschränkt, um die Akzeptanz des Detektors (s. Kapitel 3) zu berücksichtigen.
Die simulierten Wirkungsquerschnitte sind ebenso wie die theoretischen Vorhersagen, auf denen sie basieren, mit großen Unsicherheiten behaftet, da sie von verschiedenen Parametern wie z.B. der Masse des Charm-Quarks oder der Renormierungsskala sowie von den zugrundegelegten Strukturfunktionen abhängen.
Im folgenden möchte ich die Verteilungen der wichtigsten kinematischen Variablen, die ich aus den generierten Viererverktoren berechnet habe, miteinander vergleichen.
Obwohl insbesondere der *resolved Photon*-Wirkungsquerschnitt aufgrund von *Color-Octet*-Beiträgen wesentlicher höher liegen kann als im hier simulierten *Color-Singlet*-Modell, geht man davon aus, daß die Verteilungen sich qualitativ nicht wesentlich verändern, da bei Übergang vom *Color-Octet*-Zustand zum J/ψ-Meson nur etwa 500 MeV in Form von nicht-perturbativen Gluonen emittiert werden.

Abbildung 2.7 zeigt die Elastizitätsverteilungen der drei untersuchten Prozesse. Während sie im Fall der Boson-Gluon-Fusion ihr Maximum bei $z = 1$ und beim *resolved Photon*-Prozess unterhalb $z = 0.1$ erreicht, sind die J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen hauptsächlich im Bereich $0.1 < z < 0.3$ zu finden. Der markierte Bereich $z < 0.3$ ist auch in den folgenden Abbildungen schraffiert dargestellt, die Histogramme sind jeweils auf 5000 Ereignisse normiert.

Die $W_{\gamma p}$-Verteilung der Boson-Gluon-Fusion weist ein Maximum bei etwa 20 GeV auf und fällt dann wieder ab; bei $W_{\gamma p} > 200$ GeV sind nur noch wenige Einträge vorhanden, wie in Abbildung 2.8 zu erkennen ist. Bei den J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen und aus *resolved Photon*-Prozessen hingegen beginnt die Verteilung erst bei 50 GeV anzusteigen und bleibt von ca. 150 GeV bis zum maximal möglichen Wert von 300 GeV etwa konstant. Die Ereignisse bei kleinen Werten der Elastizität liegen also hauptsächlich bei sehr großen Photon-Proton-Schwerpunktenergien.

Ein Teil der Problematik der Untersuchungen bei kleinen Werten von z wird in Abbildung 2.9 deutlich, in der die Anzahl der generierten Teilchen pro Ereignis gegen die Elastizität aufgetragen ist. Dabei werden nur geladenene Teilchen gezählt, die im Akzeptanzbereich des Detektors liegen, d.h. für deren Polarwinkel und Transversalimpuls $6° < \vartheta < 160°$ und $p_t > 150$ MeV gilt. Während die meisten Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse außer den Zerfallsmyonen nur wenige Teilchen enthalten, weisen die anderen beiden Prozesse, vor allem bei kleinen z, bis zu 20 Teilchen auf, was die korrekte Rekonstruktion der Ereignisse erschwert.

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, daß mit abnehmender Elastizität die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons vermehrt in der Vorwärtsregion des Detektors (s. Kapitel 3), also bei kleinen Polarwinkeln ϑ zu finden sind (s. Abb. 2.10), in der nicht nur die Impulsmessung mit größeren Ungenauigkeiten behaftet ist als im Zentralbereich, sondern auch die Untergrundrate wesentlich höher liegt, beispielsweise durch Wechselwirkung des Protonstrahls mit im Strahlrohr verbliebenen Gasresten. Fast 3000 der Zerfallsmyonen aus den 5000 *resolved Photon*-Ereignissen haben einen Polarwinkel $\vartheta < 6°$ und verlassen den Detektor daher, ohne nachgewiesen werden zu können. Im Falle der J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen ist deutlich der Generatorschnitt bei einem Polarwinkel von etwa 5° zu erkennen.

In Abbildung 2.11 sind neben der generierten Verteilung der Virtualität des Photons Q^2 (der Anteil mit $z < 0.3$ ist schraffiert) nochmals die z- und $W_{\gamma p}$-Verteilungen für Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse dargestellt, wobei die schraffierten Histogramme diesmal die 354 Ereignisse mit $Q^2 > 1$ GeV^2 enthalten. Es zeigt sich, daß sich diese Ereignisse mit höherem Q^2 über den gesamten z- bzw. $W_{\gamma p}$-Bereich verteilen. Abbildung 2.12 zeigt dieselben Verteilungen für Ereignisse mit J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen. In 950 der 5000 Ereignisse, also in fast dreimal so vielen wie im Fall der Boson-Gluon-Fusion, ist die Virtualität größer als 1 GeV. Auch hier ist keine Abhängigkeit zwischen Q^2 und der Elastizität bzw. der Photon-Proton-Schwerpunktenergie zu erkennen. Der *resolved Photon*-Prozeß ist nur für $Q^2 = 0$ simuliert worden.

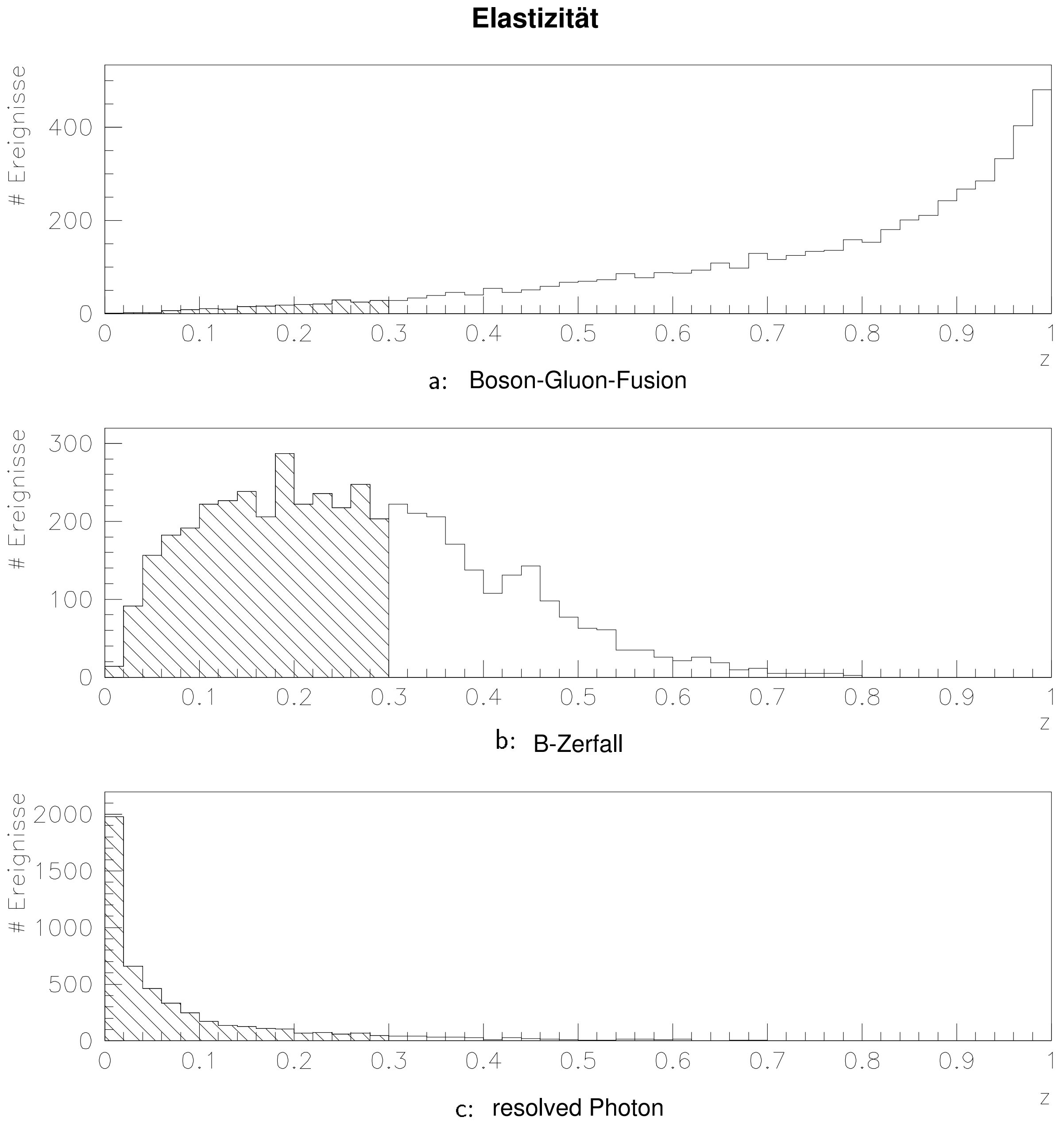


Abbildung 2.7: *Generierte z-Verteilung für Boson-Gluon-Fusion (a), B-Zerfall (b) und resolved Photon (c), normiert auf 5000 Ereignisse. Schraffiertes Histogramm:* $z < 0.3$.

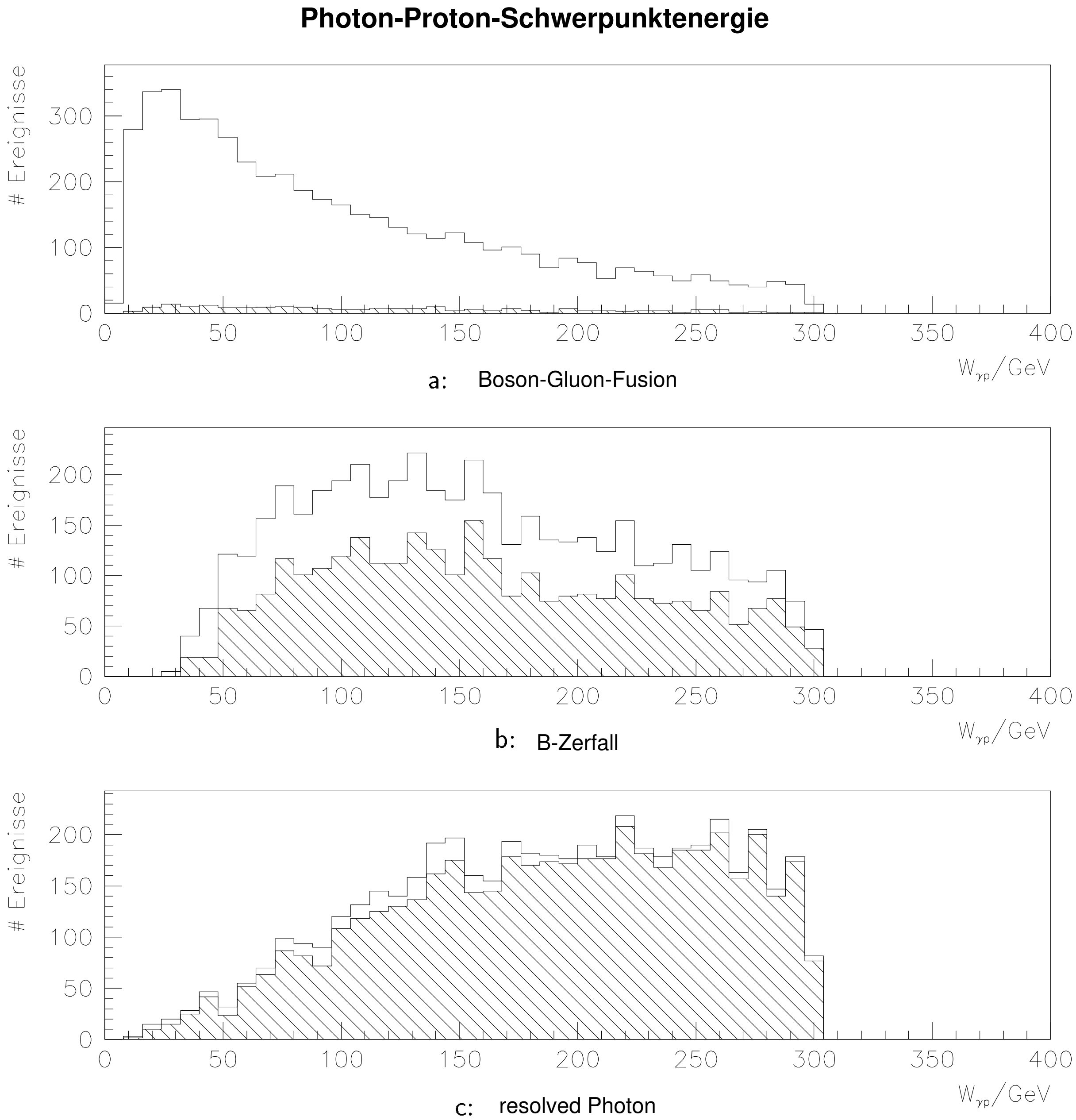


Abbildung 2.8: *Generierte $W_{\gamma p}$-Verteilung für Boson-Gluon-Fusion (a), B-Zerfall (b) und resolved Photon (c), normiert auf 5000 Ereignisse. Schraffiertes Histogramm: $z < 0.3$.*

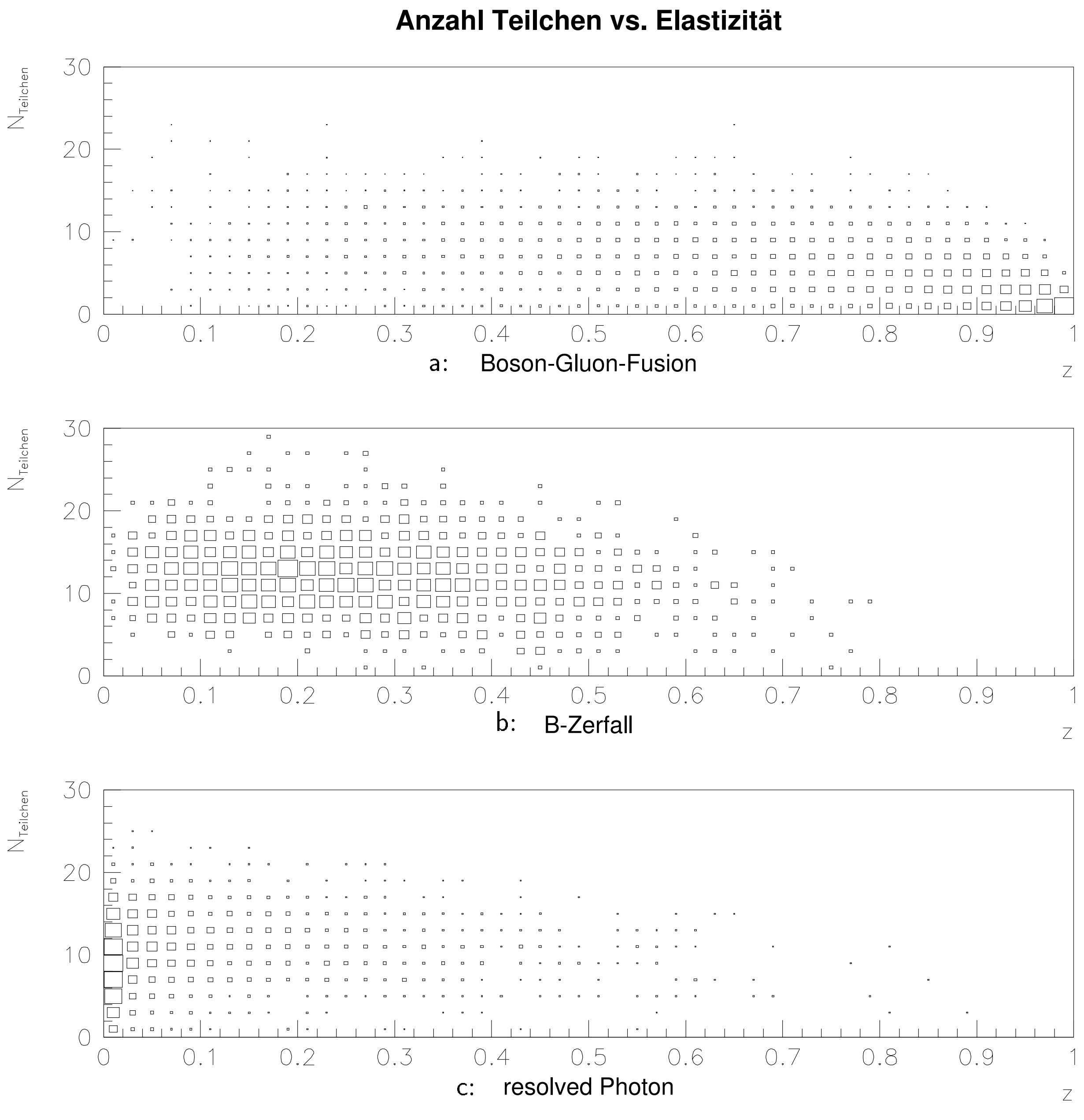


Abbildung 2.9: *Anzahl generierter Teilchen pro Ereignis im Akzeptanzbereich des Detektors gegen z für Boson-Gluon-Fusion (a), B-Zerfall (b) und resolved Photon (c), normiert auf 5000 Ereignisse.*

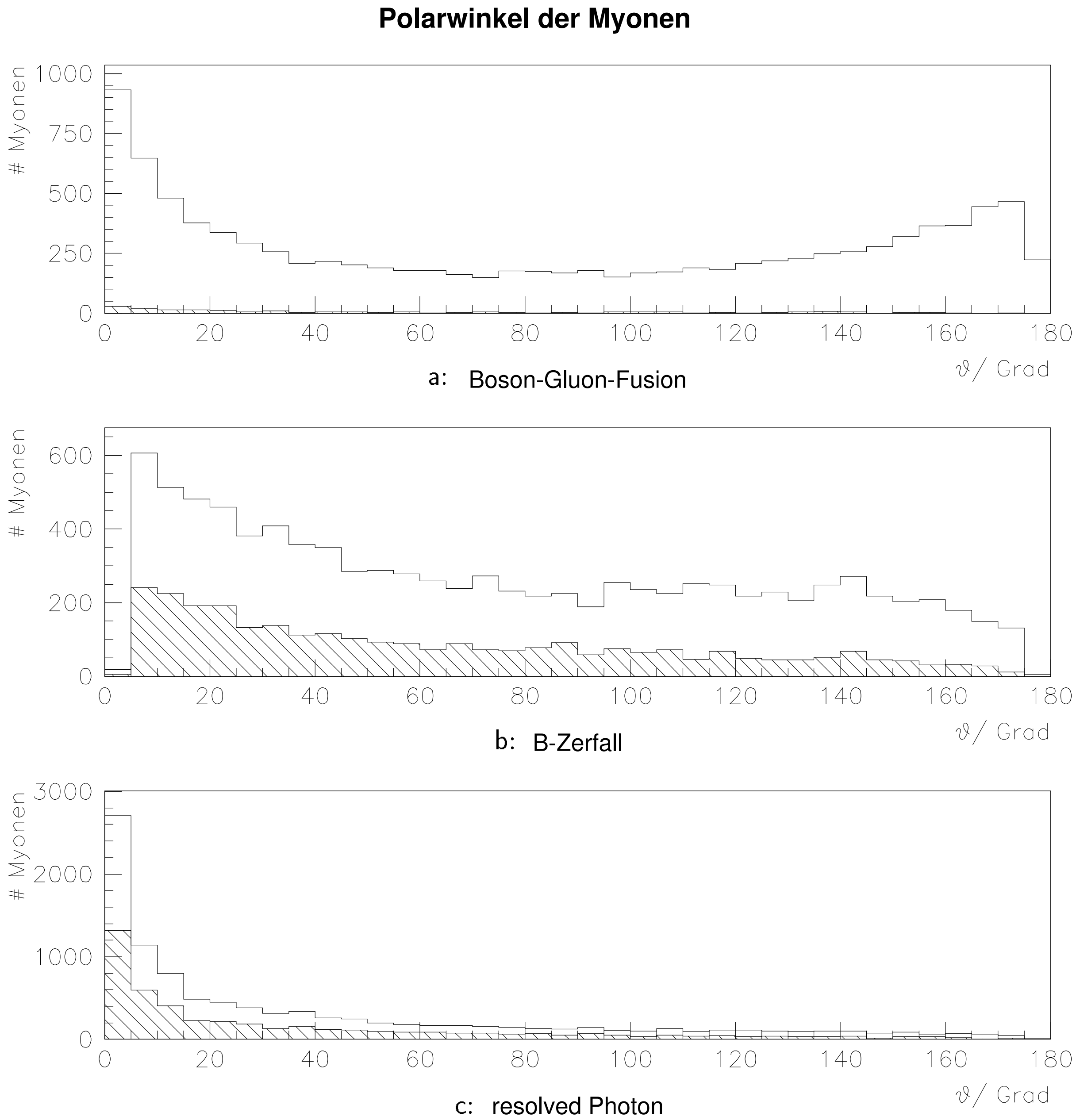


Abbildung 2.10: *Generierte ϑ-Verteilung der Zerfallsmyonen für Boson-Gluon-Fusion (a), B-Zerfall (b) und resolved Photon (c), normiert auf 5000 Ereignisse. Schraffiertes Histogramm:* $z < 0.3$.

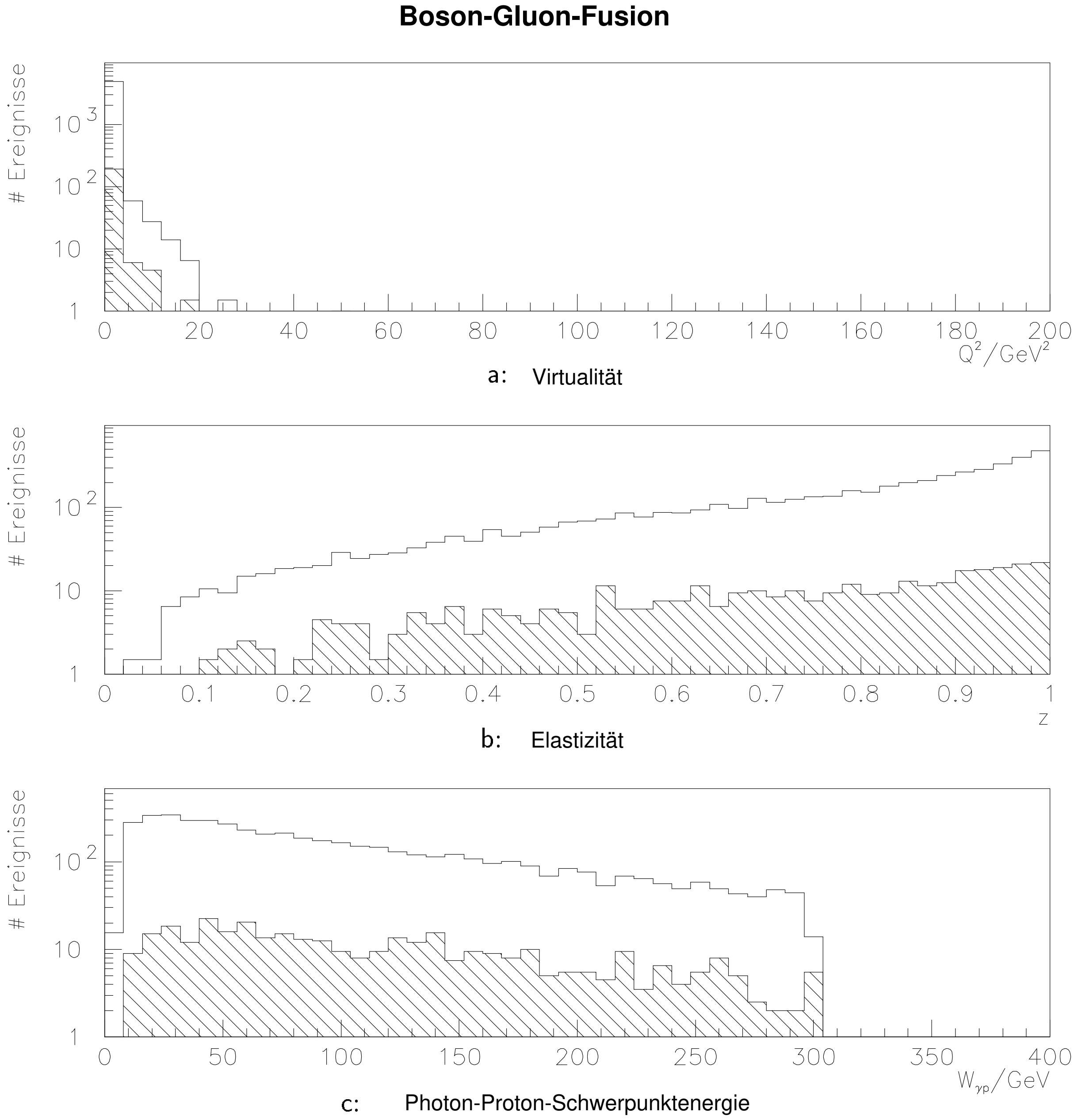


Abbildung 2.11: *Generierte Q^2-Verteilung (a) für Boson-Gluon-Fusion (schraffiertes Histogramm: $z < 0.3$) sowie z (b)und $W_{\gamma p}$ (c) für die 354 Ereignisse mit $Q^2 > 1$ GeV^2 in den schraffierten und für alle 5000 Ereignisse in den weißen Histogrammen.*

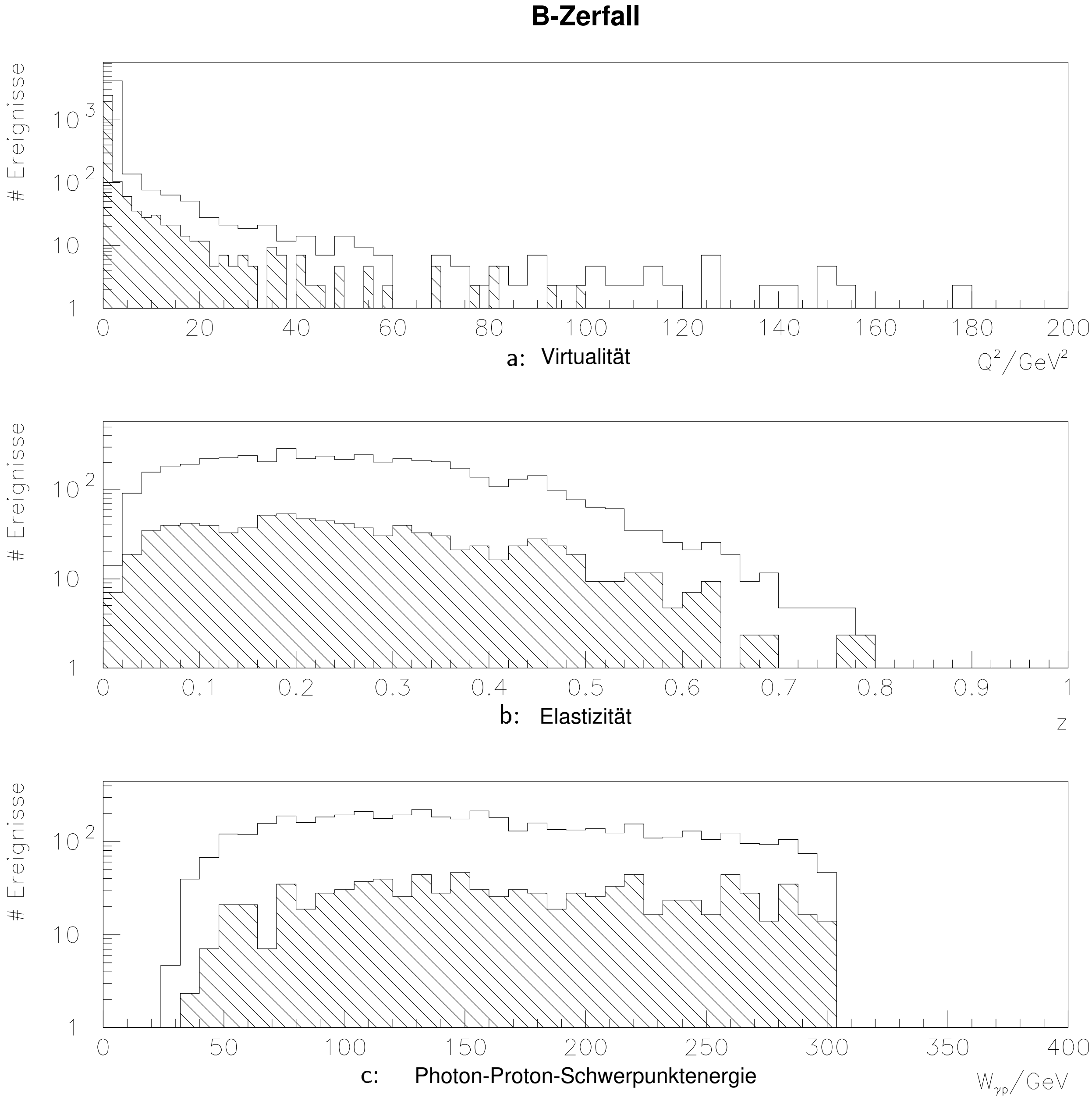


Abbildung 2.12: *Generierte Q^2-Verteilung (a) für J/ψs aus dem Zerfall von B-Mesonen (schraffiertes Histogramm: $z < 0.3$) sowie z (b) und $W_{\gamma p}$ (c) für die 950 Ereignisse mit $Q^2 > 1$ GeV^2 in den schraffierten und für alle 5000 Ereignisse in den weißen Histogrammen.*

Kapitel 3

Das H1-Experiment

Das H1-Experiment ist eines von vier Experimenten am Elektron-Proton-Speicherring HERA[1] in Hamburg, der seit 1992 in Betrieb ist. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung von HERA und seinen Vorbeschleunigern.

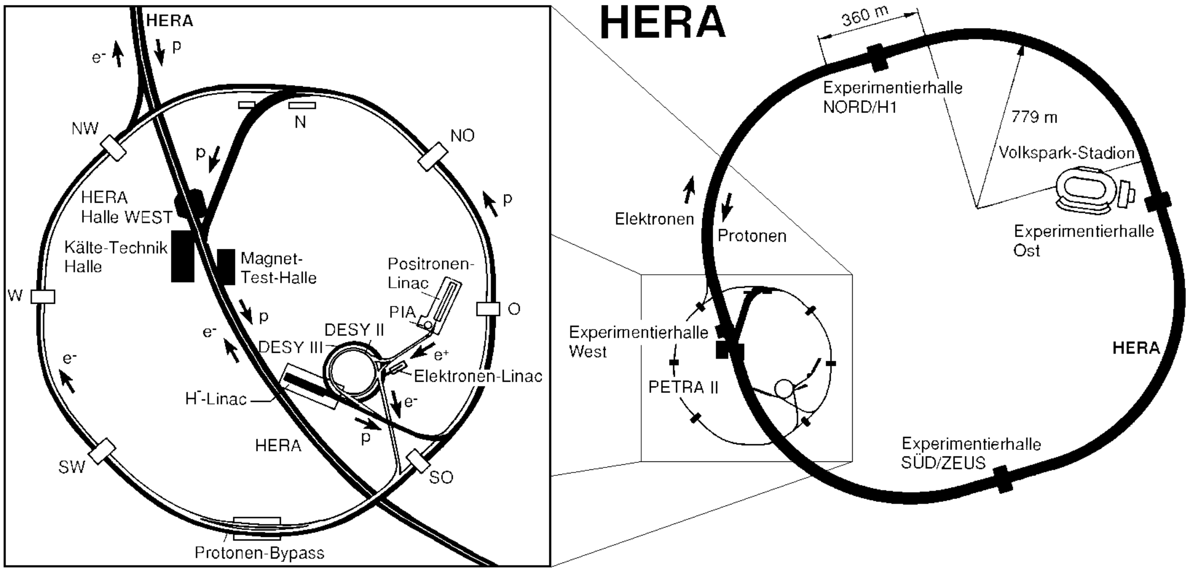


Abbildung 3.1: *Der Speichering HERA und seine Vorbeschleuniger.*

Innerhalb des H1-Detektors werden Positronen (e) mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen (p) mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Dies entspicht einer im e-p-Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV bei einem maximal möglichem Impulsübertrag von $Q^2 = 10^5$ GeV^2. Abbildung 3.3 zeigt die schematische Seitenansicht des H1-Detektors, aus der die Lage der wichtigsten Komponenten zu entnehmen ist.

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

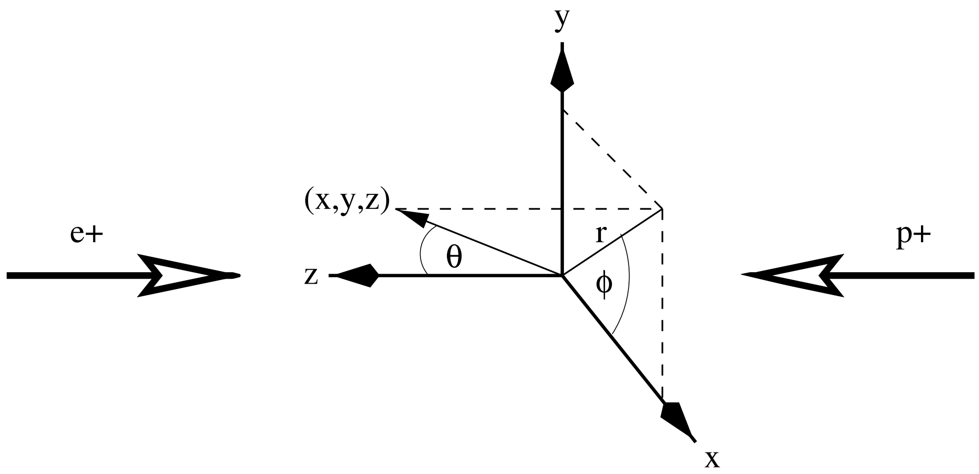


Abbildung 3.2: *Das H1-Koordinatensystem.*

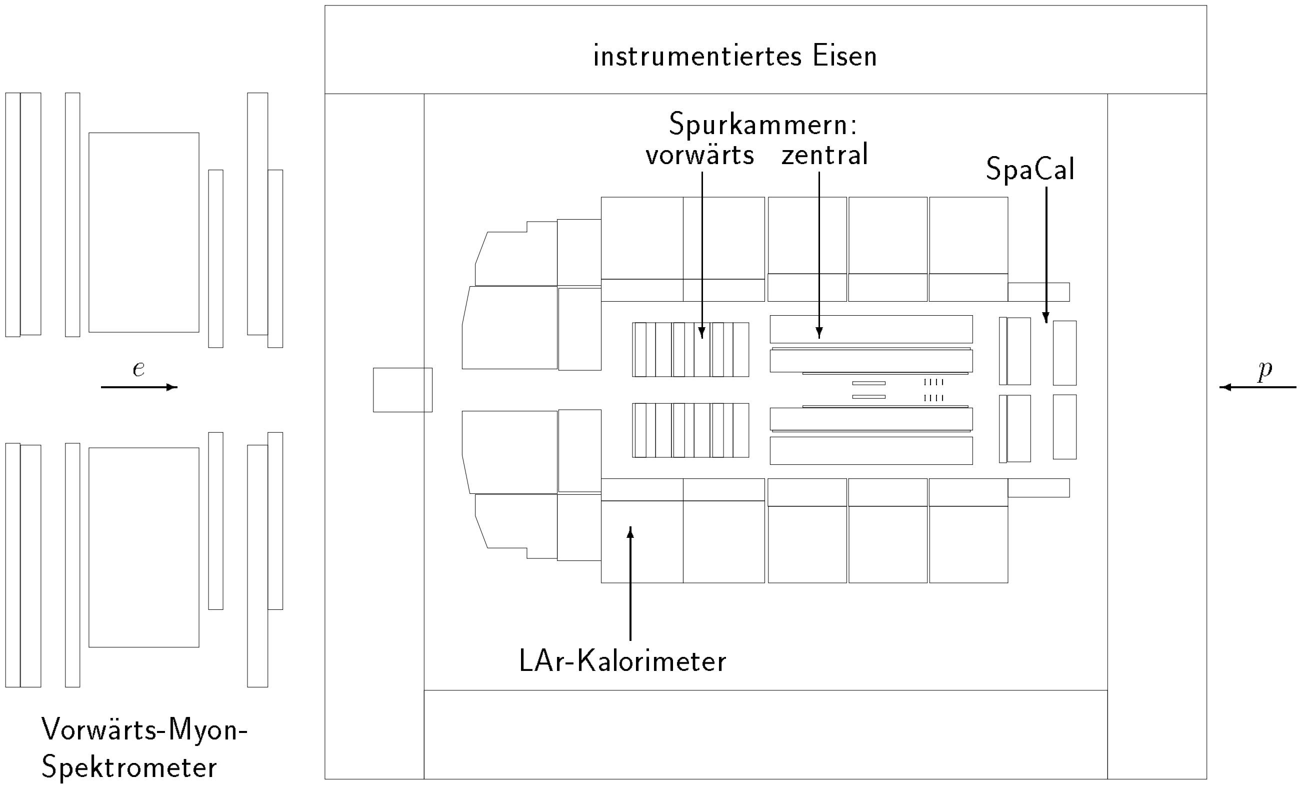


Abbildung 3.3: *Schematische Seitenansicht des H1-Detektors. Die Magnetspule (nicht dargestellt) befindet sich zwischen LAr-Kalorimeter und instrumentiertem Eisen, der nominelle e-p-Wechselwirkungspunkt (ebenfalls nicht dargestellt) liegt in der Mitte der zentralen Spurkammern. Die Richtungen von Elektron- und Protonstrahl sind durch die entsprechend beschrifteten Pfeile angedeutet.*

Die Richtung des Protonenstrahls, die auch als „Vorwärtsrichtung“ bezeichnet wird, definiert die z-Achse des H1-Koordinatensystems, die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherrings und die y-Achse weist nach oben. Häufig benutzt man stattdessen ein sphärisches Koordinatensystem mit Radius r, Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ (s. Abb. 3.2).
Im Folgenden werde ich die für meine Analyse wichtigen Detektorkomponenten kurz vorstellen. Eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors findet man z.B. in [H197].
Beispiele für verschiedene Typen von J/ψ-Ereignissen sind am Ende von Kapitel 7 in den Abbildungen 7.14 bis 7.17 dargestellt.

Die Spurkammern

Die dem e-p-Wechselwirkungspunkt am nächsten liegenden Detektorkomponenten sind die Spurkammern (s. Abb. 3.3), die der Bestimmung von Richtung und Betrag des Impulses sowie der Ladung der sie durchquerenden Teilchen dienen. Dies wird durch das von einer zwischen LAr-Kalorimeter und instrumentiertem Eisen positionierten, supraleitenden Spule erzeugte, parallel zur z-Achse gerichtete Magnetfeld von 1.6 T ermöglicht.

Die **zentralen Spurkammern** überdecken einen Polarwinkelbereich von etwa $20° < \vartheta < 160°$ und unterteilen sich in zwei das Strahlrohr konzentrisch umgebende Jet-Kammern, die aufgrund ihrer in z-Richtung verlaufenden Signaldrähte eine gute Auflösung in der r-ϕ-Ebene besitzen, und zwei Driftkammern, die durch ihre in azimutaler Richtung gespannten Drähte über eine besonders gute Auflösung der z-Koordinate verfügen. Zu Triggerzwecken werden zwei Proportionalkammern an der selben Position eingesetzt.

Das **Vorwärtsspurkammersystem**, das einen Polarwinkelbereich von etwa $6° < \vartheta < 25°$ abdeckt, ist in z-Richtung in drei Supermodule unterteilt, die wiederum aus vier Komponenten zusammen gesetzt sind. Die x- und y-Koordinate einer Spur wird in den planaren Segmenten bestimmt, die jeweils aus drei Driftkammern bestehen und auf der dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Seite der Supermodule liegen. Daran schließen sich Vieldrahtproportionalkammern an, die zu Triggerzwecken benötigt werden. Die radialen Segmente dienen der Impulsmessung, die allerdings schwierig ist, da Teilchen in Vorwärtsbereich schwächer vom axialen Magnetfeld abgelenkt werden, als dies im Zentralbereich der Fall ist.
Im Bereich $150° < \vartheta < 175°$ können Teilchen, insbesondere das gestreute Positron, in der rückwärtigen Driftkammer nachgewiesen werden, die sich vor dem SpaCal befindet.

Die Kalorimeter

Das Spurkammersystem wird im Zentral- und Vorwärtsbereich ($4° < \vartheta < 153°$) vom Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) und in Rückwärtsrichtung ($155° < \vartheta < 178°$) vom Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) umgeben, die jeweils aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil bestehen. Sie dienen dazu, die Energie geladener und neutraler Teilchen zu messen sowie Elektronen und, im Fall des LAr-Kalorimeters, Myonen und Jets zu identifizieren.

Das **LAr-Kalorimeter** ist ein nicht-kompensierendes Samplingkalorimeter. Flüssiges Argon dient als sensitives Material. Die Absorberplatten sind im elektromagnetischen Teil, der näher am Wechselwirkungspunkt liegt und dessen Dicke 20 bis 30 Strahlungslängen beträgt, aus Blei, im hadronischen Teil aus Edelstahl. Die gesamte Dicke des LAr-Kalorimeters entspricht 5 bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen.

Das erst 1995 eingebaute **SpaCal** besteht aus Szintillatorfasern als Nachweismedium und Blei als Absorber und dient primär dazu, das gestreute Positron im kinematischen Bereich $Q^2 > 1$ GeV^2 nachzuweisen. Ich werde es außerdem zur Identifikation von Kandidaten für *resolved Photon*-Ereignisse nutzen. Die vier innersten Zellen, die das Strahlrohr ringförmig umgeben, bilden die sogenannte Vetolage (s. Abb. 3.4 (links)), mit deren Hilfe festgestellt werden soll, ob ein Schauer vollständig oder nur teilweise vom SpaCal erfaßt wurde. Die weiteren Zellen sind, mit Ausnahme der direkt an die Vetolage grenzenden, quadratisch und besitzen im elektromagnetischen Teil eine Seitenlänge von ca. 4 cm. Zu Triggerzwecken ist die x-y-Ebene des SpaCals in drei einander umgebende Bereiche eingeteilt, die in Abbildung 3.4 (rechts) dargestellt sind. Bereich 1 ist ein Quadrat von etwa 16 cm Seitenlänge, das das Strahlrohr umfaßt. Daran schließt sich der zweite Bereich an, dessen äußere Grenze ein Quadrat mit einer Seitenlänge von etwa 48 cm ist. Der restliche, äußerste Teil des SpaCals bildet Bereich 3.

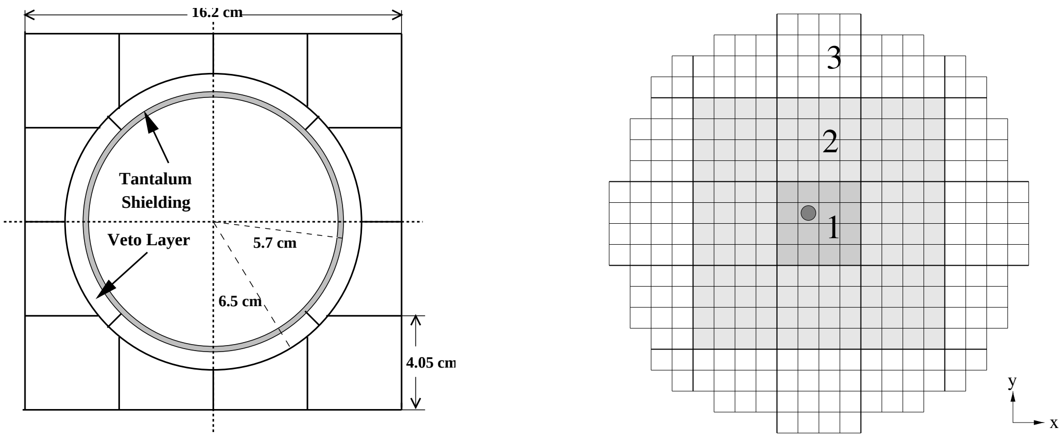


Abbildung 3.4: *Frontale Ansicht in negativer z-Richtung des elektromagnetischen Teils des SpaCals. Links der innere Bereich sowie rechts die Zoneneinteilung für die Triggerschwellen. Die Zellgröße beträgt ca. 4×4 cm^2, der gesamte Durchmesser ist etwa 80 cm.*

Das zentrale Myonsystem

Zur Rückführung des magnetischen Flusses ist die supraleitende Spule von einem Eisenjoch umgeben, das mit insgesamt 16 Lagen von Streamerrohrkammern instrumentiert ist und dem Nachweis von Myonen dient. Man unterteilt das **instrumentierte Eisen** in insgesamt 64 Module, die den Zentralbereich ($35° < \vartheta < 130°$) sowie vordere ($5° < \vartheta < 35°$) und hintere Endkappen ($130° < \vartheta < 175°$) abdecken, wobei wiederum zwischen den inneren und äußeren Endkappen unterschieden wird (s. Abb. 3.5).
Das Vorwärtsmyonspektrometer wurde für diese Analyse nicht verwendet.

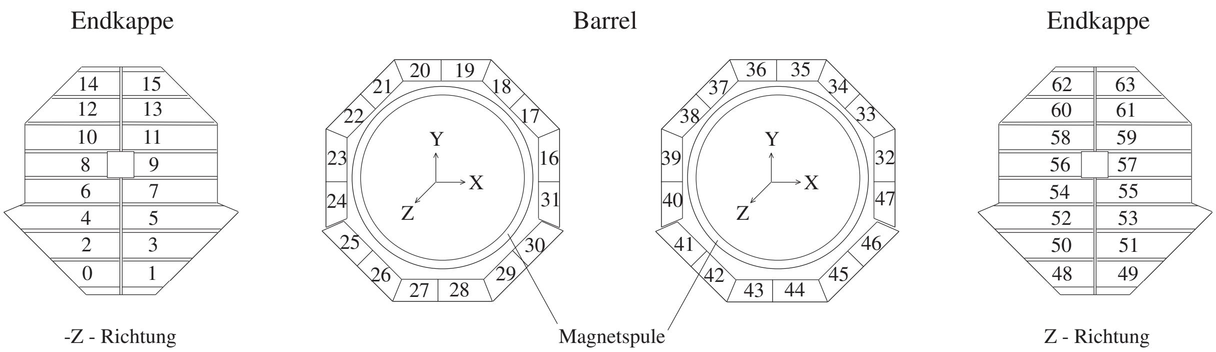


Abbildung 3.5: *Die 64 Module des instrumentierten Eisens.*

Das Luminositätssystem

Der Kleinwinkelelektrondetektor bei $z \approx -33$ m (*e-Tagger* 33) und der Photondetektor ($z \approx -103$ m) dienen dem Nachweis des Elektrons und des Photons aus dem Bethe-Heitler-Prozeß $ep \rightarrow ep\gamma$, den man benutzt, um die Luminosität zu bestimmen. Außerdem läßt sich der *e-Tagger* 33 nutzen, um das getreute Positron im kinematischen Bereich $0.2 \leq y \leq 0.8$ nachzuweisen. Seit 1995 gibt es einen weiteren Kleinwinkelelektrondetektor (*e-Tagger* 44) bei $z \approx -44$ m, der einen Akzeptanzbereich von $0.04 \leq y \leq 0.24$ aufweist.

Das Triggersystem

Die Rate, mit der bei HERA die Elektron- und Proton-Pakete aufeinander treffen, beträgt 10.4 MHz, wovon jedoch nur in einem Bruchteil der Kollisionen physikalisch interessante Ereignisse auftreten. Wechselwirkungen zwischen dem Protonstrahl und der Strahlrohrwand oder dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas sowie Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung stellen die wichtigsten Untergrundquellen dar. Ein vierstufiges Triggersystem (L1-L4) hat die Aufgabe, diese Ereignisse weitgehend zu verwerfen und so die Ereignisrate auf ca. 10 Hz zu reduzieren, damit die verbleibenden Ereignisse aufgezeichnet werden können.
Die erste Triggerstufe (L1) ist ein totzeitfreier Hardwaretrigger. Erst wenn L1 ein Ereignis akzeptiert, beginnt die Totzeit des Detektors. Die physikalischen Kriterien reichen z.T. nicht aus, um die Rate genügend zu senken. Dann wird der entsprechende Trigger mit einem Untersetzungsfaktor n versehen, so daß nur jedes n-te Ereignis akzeptiert wird. Da dies ein unbefriedigender Fall ist, versucht man, auf der zweiten Triggerstufe, die ebenfalls ein Hardewaretrigger ist, mit Hilfe von topologischen Triggern oder neuronalen Netzen die Rate weiter zu reduzieren. Die dritte Triggerstufe ist noch nicht in Betrieb. Auf der vierten Triggerstufe (L4) wird eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durchgeführt. Die Entscheidung von L4 liegt nach 100 ms vor, ein positiver Ausfall führt zur Aufzeichnung des Ereignisses auf Magnetband.
Diese Ereignisse werden schließlich nach der Datennahme (*off-line*) verschiedenen physikalischen Klassen zugeordnet und als **D***ata* **S***ummary* **T***apes* (DST) gespeichert. In dieser Form standen mir die Daten der Jahre 1995 und 1996 zur Verfügung.

Kapitel 4

Ereignisrekonstruktion

Dieses Kapitel beschäftigt sich neben der Erkennung von Myonen und der dazu nötigen Spuridentifikation mit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen, insbesondere der Elastizität. Der letzte Abschnitt befaßt sich mit dem Nachweis des gestreuten Positron.

4.1 Spur- und Myonselektion

Die Rekonstruktion der Spuren geschieht in mehreren Schritten. Als erstes werden die Treffer innerhalb einer Spurkammer zu Spurstücken verbunden. Dann werden diese Spurstücke der einzelnen Spurkammern nach Möglichkeit zusammengefügt und schließlich an den gemeinsamen Ereignisvertex angepaßt. Dabei kommt es zu Ambiguitäten, da für jedes Teilchen mehrere Spurhypothesen aufgestellt werden können. Beispielsweise wird einem Teilchen, das sowohl in den zentralen Spurkammern als auch im vorderen Spurdetektor nachgewiesen worden ist, eine zentrale, eine vorwärts gerichtete und, wenn möglich, eine daraus kombinierte Spur zugeordnet. Um solche Mehrdeutigkeiten zu beseitigen und die Qualität der rekonstruierten Spuren sicherzustellen, benutze ich ein Programm von L.West (*Lee-West-Trackselection*) [West96] mit den Standardschnitten, die in Tabelle A.2 im Anhang aufgelistet sind. Dabei bevorzuge ich die kombinierten Spuren vor den Zentral- und Vorwärtsspuren.
Die Auswahl der Myonen erfolgt ebenfalls mit der *Lee-West-Trackselection*. Ein Myon kann durch eine Spur, die es im instrumentierten Eisen oder im Vorwärtsmyondetektor hinterläßt, oder anhand der Energie, die es als minimal ionisierendes Teilchen im LAr-Kalorimeter deponiert, nachgewiesen werden und wird dementsprechend im folgenden als „Eisen-“, „Vorwärts-“ oder „Kalorimetermyon“ bezeichnet. Die verwendeten Schnitte sind in Tabelle A.1 im Anhang angegeben.
Eine nähere Beschreibung der *Lee-West-Trackselection* findet man z.B. in [Dres97].

4.2 Rekonstruktion der Kinematik

In Photoproduktionsereignissen steht häufig keine Information über das gestreute Positron zur Verfügung, um die kinematischen Variablen zu rekonstruieren, da das Positron den Zentraldetektor durch das Strahlrohr verläßt und die Kleinwinkeldetektoren nur eine eingeschränkte Akzeptanz besitzen. Um dennoch die Skalenvariable y und daraus die Elastizität z bestimmen zu können, benutzt man eine Methode, die von F.Jacquet und A.Blondel entwickelt wurde [Jacq79].
Dabei summiert man die Vierervektoren p_i der Teilchen im hadronischen Endzustand auf, ausgenommen die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons. Wegen $q + P = p_{J/\psi} + \sum_i p_i$ gilt dann:

$$y = \frac{2}{s} qP = \frac{2}{s}(p_{J/\psi} + \sum_i p_i - P)P \tag{4.1}$$

Hier erweist es sich als günstigt, den Beitrag des J/ψ-Mesons vom Rest des Endzustandes zu separieren, indem man die beiden Größen $y_{J/\psi} := \frac{2}{s} p_{J/\psi} P$ und $y_{Rest} := \frac{2}{s} \sum_i p_i P$ einführt. Damit gilt

$$y = y_{J/\psi} + y_{Rest} \quad \text{sowie} \quad z = \frac{y_{J/\psi}}{y_{J/\psi} + y_{Rest}} \tag{4.2}$$

Mit $P = (E_P, 0, 0, E_P)$ erhält man schließlich

$$y_{J/\psi} = \frac{E_{J/\psi} - p_{z,J/\psi}}{2E_e} \text{ und } y_{Rest} = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e}. \tag{4.3}$$

Die Summe $E_i - p_{z,i}$ erstreckt sich über alle Teilchen des Endzustandes außer dem gestreuten Positron, auch wenn sie eventuell aufgrund ihres Polarwinkels nicht im Detektor nachgewiesen werden konnten. Die Größe $E - p_z$ ist gegen Verluste in Vorwärtsrichtung, wie z.B. den Protonrest, unempfindlich, da bei sehr kleinen Polarwinkeln $p_z \approx E$ gilt. Verluste in Rückwärtsrichtung würden sich hingegen um so stärker bemerkbar machen, weil p_z dann negativ ist.
Während $y_{J/\psi}$ für jeden J/ψ-Kandidaten eindeutig definiert ist, hängt y_{Rest} stark davon ab, wie man die Summe in der Praxis bildet. Zunächst extrapoliert man die gefundenen Spuren unter Berücksichtigung ihrer Krümmung bis zu ihrem Eintrittspunkt ins LAr-Kalorimeter. Um die nun geradlinig weiter geführte Spur legt man einen Kegel und summiert $E - p_z$ für alle außerhalb liegenden Kalorimeterzellen auf. Eine detailliertere Darstellung findet man in [Krüg97]. Das SpaCal wird dabei übergangen, um das gestreute Positron von der Summation auszuschließen. Dazu addiert man für die in den Spurkammern nachgewiesenen Teilchen das aus den Spuren bestimmte $E - p_z$.
Um dieses Verfahren zu überprüfen, habe ich in Monte-Carlo-Ereignissen die rekonstruierte Elastizität z_{rek} mit der generierten z_{gen} verglichen (s. Abb. 4.1). Im Falle der Boson-Gluon-Fusion, die im bisher analysierten z-Bereich dominiert, zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Beim *resolved Photon* Prozeß hingegen weichen die rekonstruierten Werte stark von den generierten ab, was darauf zurückzuführen ist, daß außer dem Protonrest, der im Vorwärtsbereich des Detektors zu erwarten ist, hier auch der Photonrest im rückwärtigen Bereich eine Rolle spielt.

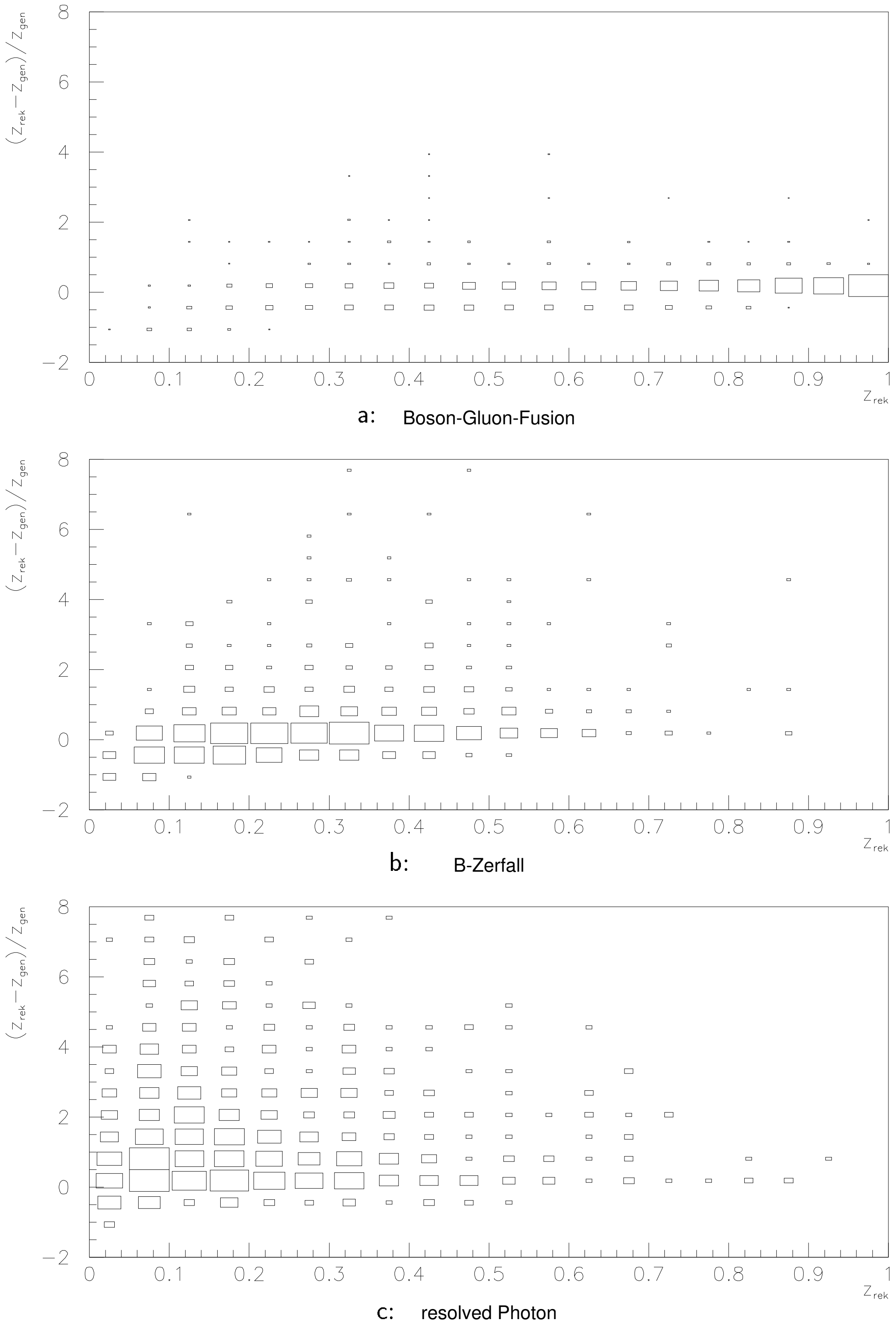
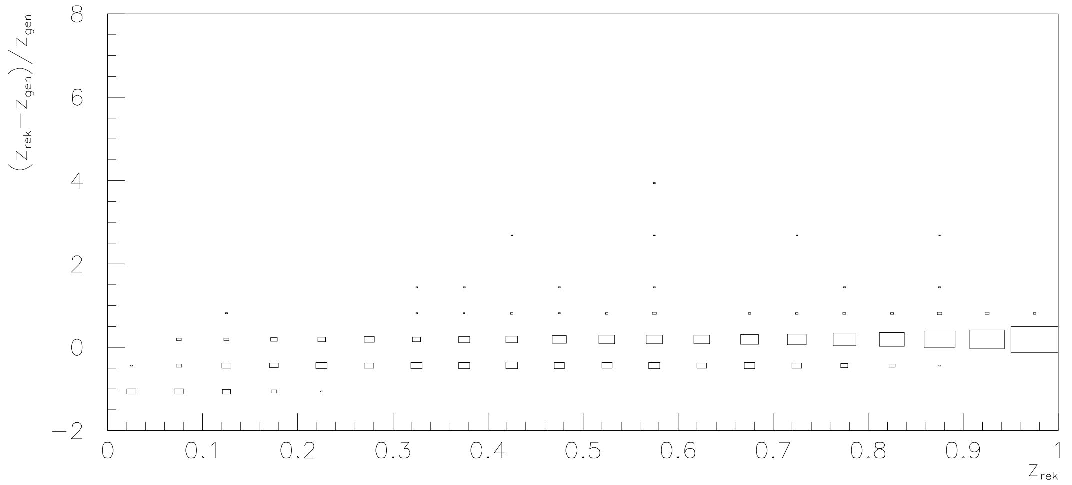
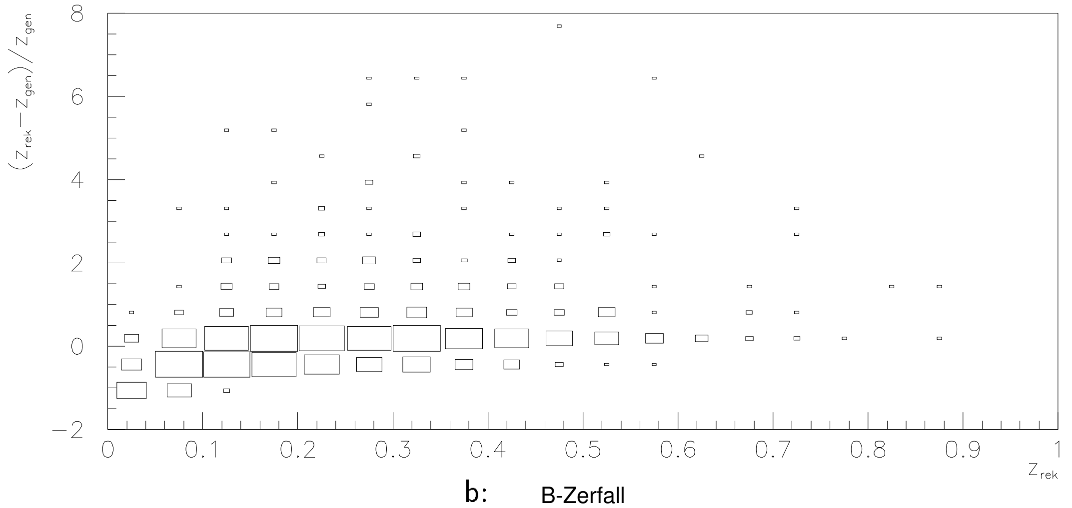


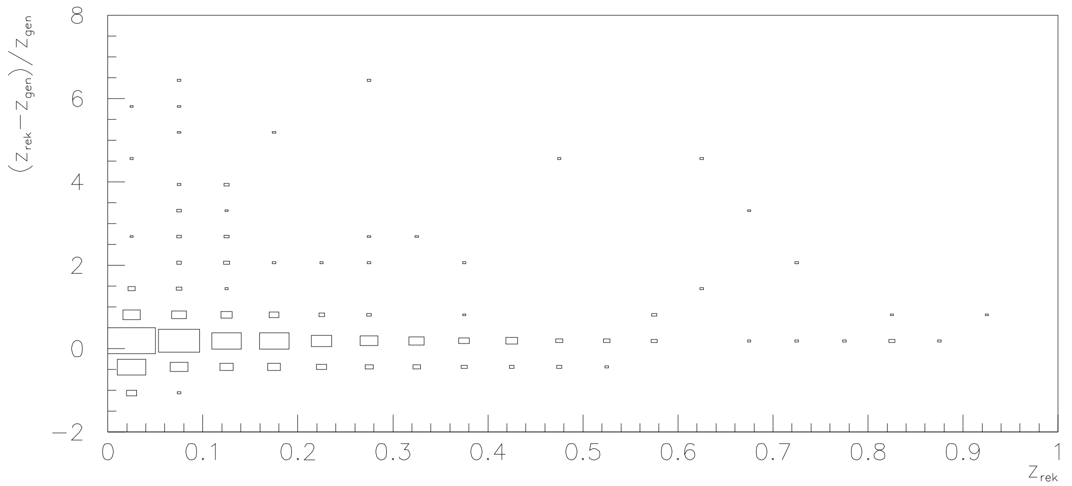
Abbildung 4.1: *Vergleich der rekonstruierten Elastizität z_{rek} mit der generierten z_{gen}: $(z_{rek} - z_{gen})/z_{gen}$ gegen z_{rek} für Boson-Gluon-Fusion (a), B-Zerfall (b) und resolved Photon (c) ohne Berücksichtigung des SpaCals bei der Berechnung von y_{JB}, normiert auf 5000 Ereignisse.*



a: Boson-Gluon-Fusion



b: B-Zerfall



c: resolved Photon

Abbildung 4.2: *Vergleich der rekonstruierten Elastizität z_{rek} mit der generierten z_{gen}: $(z_{rek} - z_{gen})/z_{gen}$ gegen z_{rek} für Boson-Gluon-Fusion (a), B-Zerfall (b) und resolved Photon (c) mit Berücksichtigung des SpaCals bei der Berechnung von y_{JB}, normiert auf 5000 Ereignisse.*

Aus diesem Grund muß ich für meine Untersuchungen das SpaCal mit einbeziehen, indem ich zu der Summe über das LAr-Kalorimeter $E - p_z$ der SpaCal-Zellen addiere. Nur wenn ich das gestreute Positron im SpaCal identifizieren kann (s. Abschnitt 4.3), beschränke ich die Summation auf das LAr-Kalorimeter. Abbildung 4.2 zeigt den Vergleich der so rekonstruierten mit der generierten Elastizität. Man erkennt eine stark verbesserte Korrelation für den *resolved Photon* Prozeß, während sich bei der Boson-Gluon-Fusion und den B-Zerfällen kaum etwas geändert hat.

4.3 Rekonstruktion des gestreuten Positrons

Der größte Teil der J/ψ-Mesonen wird in Photoproduktion erzeugt. Dennoch stammen einige aus DIS-Ereignissen mit kleinen Werten von Q^2. Um diese Ereignistypen voneinander zu trennen, ist es wichtig zu kontrollieren, ob das gestreute Positron im SpaCal nachgewiesen wurde. Energiedepositionen, die nicht auf das gestreute Positron zurückzuführen sind, könnten einen Hinweis auf bisher nicht untersuchte Erzeugungsmechanismen wie z.B. den *resolved Photon*-Prozeß darstellen, für den der Photonrest im rückwärtigen Bereich des Detektors erwartet wird.
Ich bediene mich dazu der *DELE*-Bank, in der für jedes Ereignis bis zu fünf mögliche Positron-Kandidaten vermerkt sind. Der erste Kandidat muß mindestens eine Energie von 3 GeV in einem der Kalorimeter deponiert haben, während für die anderen jeweils 2 GeV ausreichend sind.
Da dies noch keine hinreichenden Kriterien sind, um das gestreute Positron im SpaCal zu identifizieren, verlange ich zusätzlich, daß die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- Der Kandidat muß geometrisch im Bereich des SpaCals liegen, wobei der innerste Teil ausgeschlossen wird. Die Forderungen lauten im einzelnen:
  - $z < -160$ cm
  - $151° < \vartheta < 178°$
  - $\max(x, y) > 7.8$ cm ,
- die in der Vetolage (s. Abb. 3.4) deponierte Energie darf 1 GeV nicht überschreiten,
- der Abstand zur nächsten Spur in der rückwärtigen Driftkammer soll kleiner als 2.8 cm sein,
- die Energiedeposition muß mehr als 8 GeV betragen und
- der energiegewichtete Schauerradius darf nicht größer als 3.4 cm sein.

Die Elektron-Kandidaten in der *DELE*-Bank, deren Polarwinkel kleiner als 151° ist und die also ihre Energie im LAr-Kalorimeter deponiert haben, werden akzeptiert, wenn ihre Energie mehr als 8 GeV beträgt. Tritt dieser Fall ein, so müssen $y_{Jacquet-Blondel}$ und damit auch die Elastizität z korrigiert werden, denn das gestreute Positron ist dann fälschlicherweise mit in die Summation von $E - p_z$ miteinbezogen worden. Daher wird dann das aus der *DELE*-Bank entnommene $E - p_z$ des Positrons wieder subtrahiert. Es werden allerdings nur sehr wenige Ereignisse mit so großer Virtualität erwartet, daß das gestreute Positron das LAr-Kalorimeter trifft.

Hat man das gestreute Positron im SpaCal oder in einem der Kleinwinkeldetektoren nachgewiesen, so gewinnt man eine Möglichkeit, in den Daten, d.h. ohne Monte-Carlo-Simulationen zu Hilfe zu nehmen, die Rekonstruktion von y und z zu kontrollieren, indem man die aus der Jacquet-Blondel-Methode gewonnenen Größen mit den durch das Positron gegebenen vergleicht. Es gilt dabei mit der Energie E_e und dem Longtudinalimpuls $p_{z,e}$ des gestreuten Positrons:

$$z_{JB} = \frac{y_{J/\psi}}{y_{J/\psi} + y_{Rest}} \quad \text{sowie} \quad z_e = \frac{y_{J/\psi}}{E_e - p_{z,e}} \tag{4.4}$$

Für den bei $z \approx -33$ m positionierten Kleinwinkeldetektor (*e-Tagger* 33) ist in Abbildung 4.3 die relative Abweichung der beiden Elatizitäten gegen z_{JB} aufgetragen. Es zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung, wobei z_{JB} eher größer ist als z_e, so wie es sich auch im Vergleich mit der generierten Elastizität als zu groß erweist.

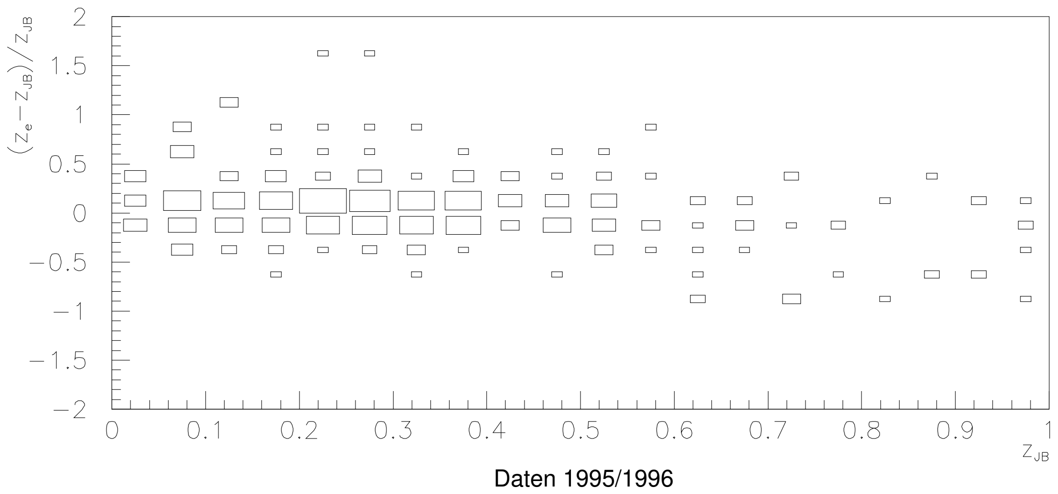


Abbildung 4.3: *$(z_e - z_{JB})/z_{JB}$ gegen z_{JB} für Ereignisse mit im e-Tagger 33 rekonstruiertem gestreuten Positron aus 1995 und 1996.*

Kapitel 5

Datenselektion

In diesem Kapitel gehe ich zunächst auf die Vorselektion der Daten aus den Jahren 1995 und 1996 ein, um mich dann der Suche nach geeigneten Forderungen für J/ψ-Ereignisse bei $z < 0.3$ zuwenden. Nachdem ich einen geeigneten Schnitt gefunden habe, werde ich anhand von Monte-Carlo-Simulationen abschätzen, wieviele Ereignisse ich nach diesem Schnitt aus den verschiedenen simulierten Prozessen erwarte und diese Erwartungen mit den in den Daten beobachteten Ereignisanzahlen vergleichen.

5.1 Vorselektion

Ausgewählt werden zunächst Ereignisse, die in der Ereignisklassifikation der Klasse 24 zugeordnet werden, die also mindestens einen Myonkandidaten (1996) bzw. mindestens einen Myon- oder Elektronkandidaten (1995) aufweisen. 1995 fielen bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 4.8$ pb^{-1} ca. 9.6×10^5 , 1996 bei $\mathcal{L} = 9.1$ pb^{-1} etwa 1.3×10^6 Ereignisse in diese Klasse.
Für eine sinnvolle Analyse sollte desweiteren sicher gestellt werden, daß alle wichtigen Detektorkomponenten zur Zeit der Datennahme einsatzfähig waren. Daher werden nur Betriebsperioden berücksichtigt, während derer folgende Systeme mit Hochspannung versorgt waren:

- Die zentralen und vorderen Spurkammern,
- das LAr-Kalorimeter und das SpaCal,
- das instrumentierte Eisen,
- der Flugzeitdetektor und das Luminositätssystem.

Die verbleibende Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 3.8$ pb^{-1} (1995) bzw. $\mathcal{L} = 6.9$ pb^{-1} (1996).

Desweiteren müssen in jedem Ereignis mit Hilfe der Spur- und Myonselektion von Lee West (s. Abschnitt 4.1) mindestens zwei Myonen entgegengesetzten Ladungsvorzeichens und mit einer invarianten Masse größer als 2 GeV gefunden werden. Kosmische Myonen werden durch die Forderung, daß die beiden Spuren nicht sowohl in Azimutal- als auch in Polarwinkel kollinear verlaufen, eliminiert. Um elastische und diffraktive Ereignisse aus dem Datensatz zu entfernen, wird eine weitere „gute“ Spur und eine Elastizität $z < 0.9$ gefordert.

Nach diesen Schnitten weist die Massenverteilung der verbliebenen Ereignisse im gesamten z-Bereich noch kein J/ψ-Signal auf (s. Abb. 5.1). Beschränkt man sich auf den bislang untersuchten Bereich $0.45 < z < 0.9$, so reduziert sich der Untergrund erheblich, so daß ein Maximum im Bereich der J/ψ-Masse zu erkennen ist. Im Falle $z < 0.45$ hingegen ist kein J/ψ-Signal zu erkennen, so daß geeignete Schnitte zu suchen sind, mit denen man die J/ψ-Kandidaten vom Untergrund trennen kann.

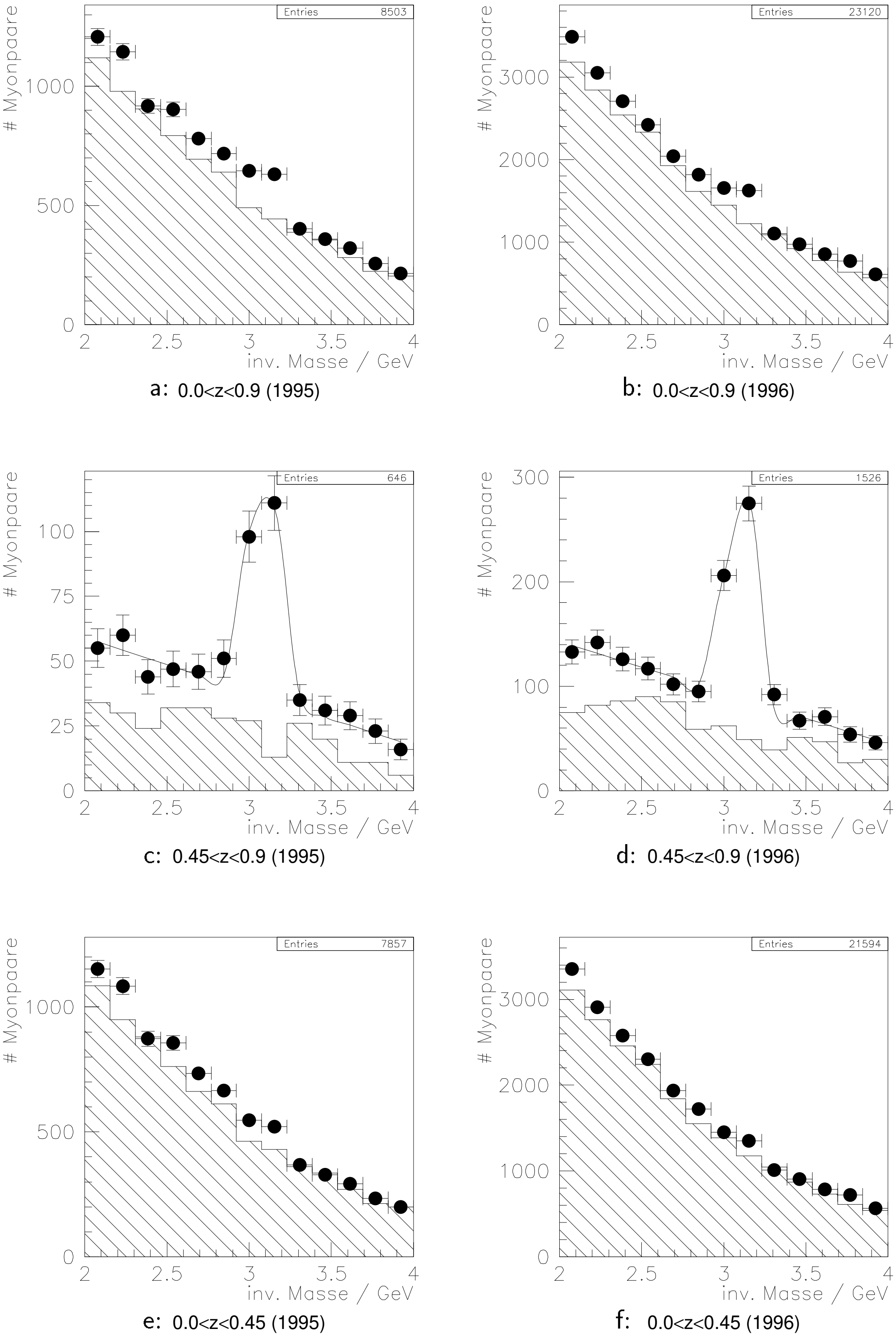
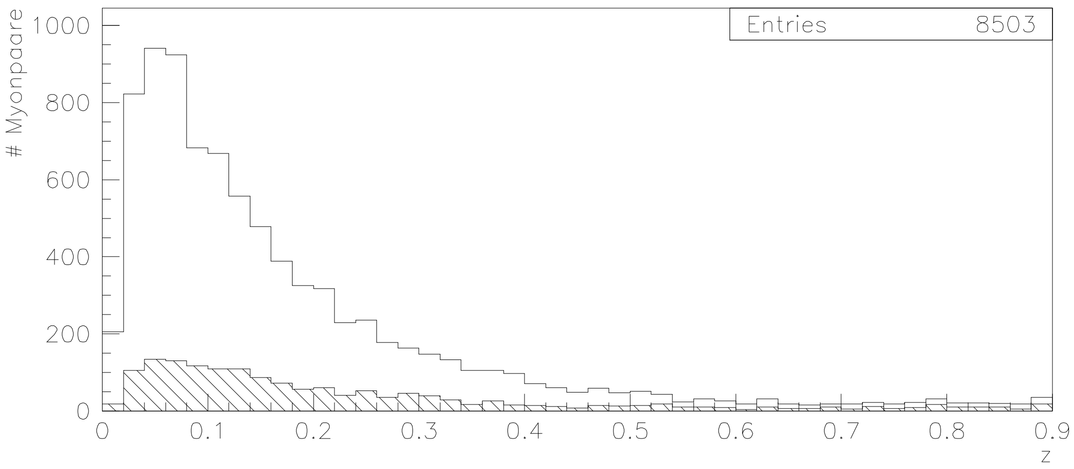


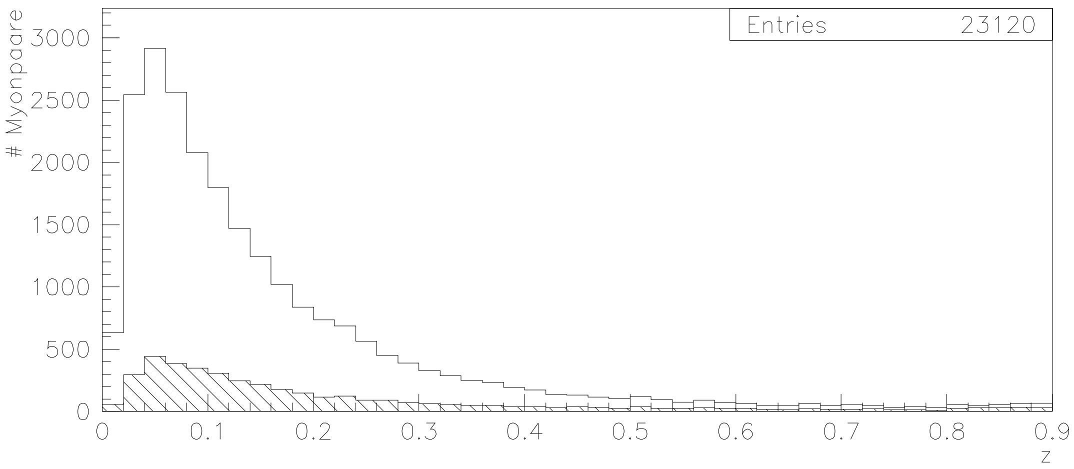
Abbildung 5.1: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare in den Bereichen* $\mathbf{0.0 < z < 0.9}$ *(a: 1995, b: 1996),* $\mathbf{0.45 < z < 0.9}$ *(c: 1995, d: 1996) und* $\mathbf{0.0 < z < 0.45}$ *(e: 1995, f: 1996) nach der Vorselektion. Die gleichgeladenen Myonpaare sind zum Vergleich im schraffierten Histogramm eingetragen. Die durchgezogene Kurve stellt wie in den folgenden Abbildungen die Anpassung einer Gaußfunktion und einer Geraden an die Datenpunkte dar, wenn eine solche Anpassung sinnvoll erscheint. Sie erfüllt keine quantitative Aufgabe.*

5.2 Suche nach geeigneten Schnitten

In Abbildung 5.2 ist die Elastizitätsverteilung der vorselektierten Ereignisse aus 1995 und 1996 dargestellt. Dabei enthält das weiße Histogramm alle Ereignisse mit einer invarianten Masse zwischen 2 und 4 GeV, während das schraffierte nur die Massen im Signalbereich des J/ψ-Mesons (d.h. 2.9 GeV $< M_{\mu\mu} <$ 3.3 GeV) wieder gibt. Es zeigt sich, daß der Anteil des Untergrunds an der Gesamtmenge der Ereignisse stark von z abhängt.



a: 1995



b: 1996

Abbildung 5.2: *Elastizitätsverteilung aller Ereignisse mit 2 GeV$< M_{\mu\mu} <$ 4 GeV nach der Vorselektion, im schraffierten Histogramm sind nur die Ereignisse mit 2.9 GeV$< M_{\mu\mu} <$ 3.3 GeV eingetragen. a: 1995, b: 1996.*

Daher werde ich im folgenden vier Elastizitätsbereiche betrachten:

- $0.45 < z < 0.6$
- $0.3 < z < 0.45$
- $0.1 < z < 0.3$
- $0.0 < z < 0.1$

Der Bereich $0.45 < z < 0.6$ ist bereits analysiert worden [Schi96], und auch im folgenden Abschnitt ist noch ein Signal vorhanden. Diese beiden Abschnitte dienen dazu, die Auswirkungen weiterer Schnitte zu kontrollieren und zu vergleichen, während in den anderen zunächst eine geeignete Methode zur Reduktion des Untergrundes gefunden werden muß. Für $0.3 < z < 0.6$ erwartet man hauptsächlich Ereignisse aus dem Mechanismus der Boson-Gluon-Fusion während bei $z < 0.3$ andere Prozesse wie z.B. *resolved Photon* oder Fragmentation (siehe Abschnitt 2.2.2) eine Rolle spielen könnten. Die Obergrenze des letzten Intervalls ist bei $z = 0.1$ gewählt worden, da unterhalb dieses Wertes der Wirkungsquerschnitt des *resolved Photon*-Prozesses nicht nur im *Color-Octet*-, sondern auch im *Color-Singlet*-Modell den der Boson-Gluon-Fusion übersteigt (s. Abb. 2.5).

5.2.1 Daten

Wie die Monte-Carlo-Simulationen gezeigt haben, sind die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons zu einem immer größer werdenden Teil bei kleinen Polarwinkeln zu suchen, je kleiner die Elastizität wird. Daher wäre es wünschenswert, die Spuren in Vorwärtsrichtung, die in den bisherigen Untersuchungen nicht berücksichtigt wurden, in diese Analyse miteinzubeziehen. Bei kleinen Polarwinkeln ist jedoch der Untergrundanteil, z.B. durch Wechselwirkungen zwischen dem Protonenstrahl und im Strahlrohr verbliebenen Gasresten, besonders hoch. Daher habe ich versucht, einen zu kleineren Polarwinkeln hin schärfer werdenden Impulsschnitt anzuwenden. Die besten Ergebnisse wurden für folgende Werte erreicht:

- $p_\mu > 2.5$, wenn $\vartheta_\mu < 30°$
- $p_\mu > 1.1$, wenn $\vartheta_\mu > 30°$

Die Verteilung der invarianten Masse nach diesem Schnitt ist für die einzelnen z-Bereiche in beiden Jahren in Abbildung 5.3 und 5.4 dargestellt.
Im ersten Elastizitätsbereich erkennt man sowohl 1995 als auch 1996 ein deutliches J/ψ-Signal. Für $0.3 < z < 0.45$ ist 1996, wenn auch über einem hohen Untergrundanteil, ebenfalls ein J/ψ-Signal vorhanden, während es 1995 sehr undeutlich ist. Außerdem fällt auf, daß 1996 der Untergrund bei kleineren Massen nicht mehr allein durch die gleichgeladenen Myonpaare beschrieben werden kann. Bei kleineren Werten von z ($z < 0.3$) erweist sich dieser Schnitt als völlig unzureichend.

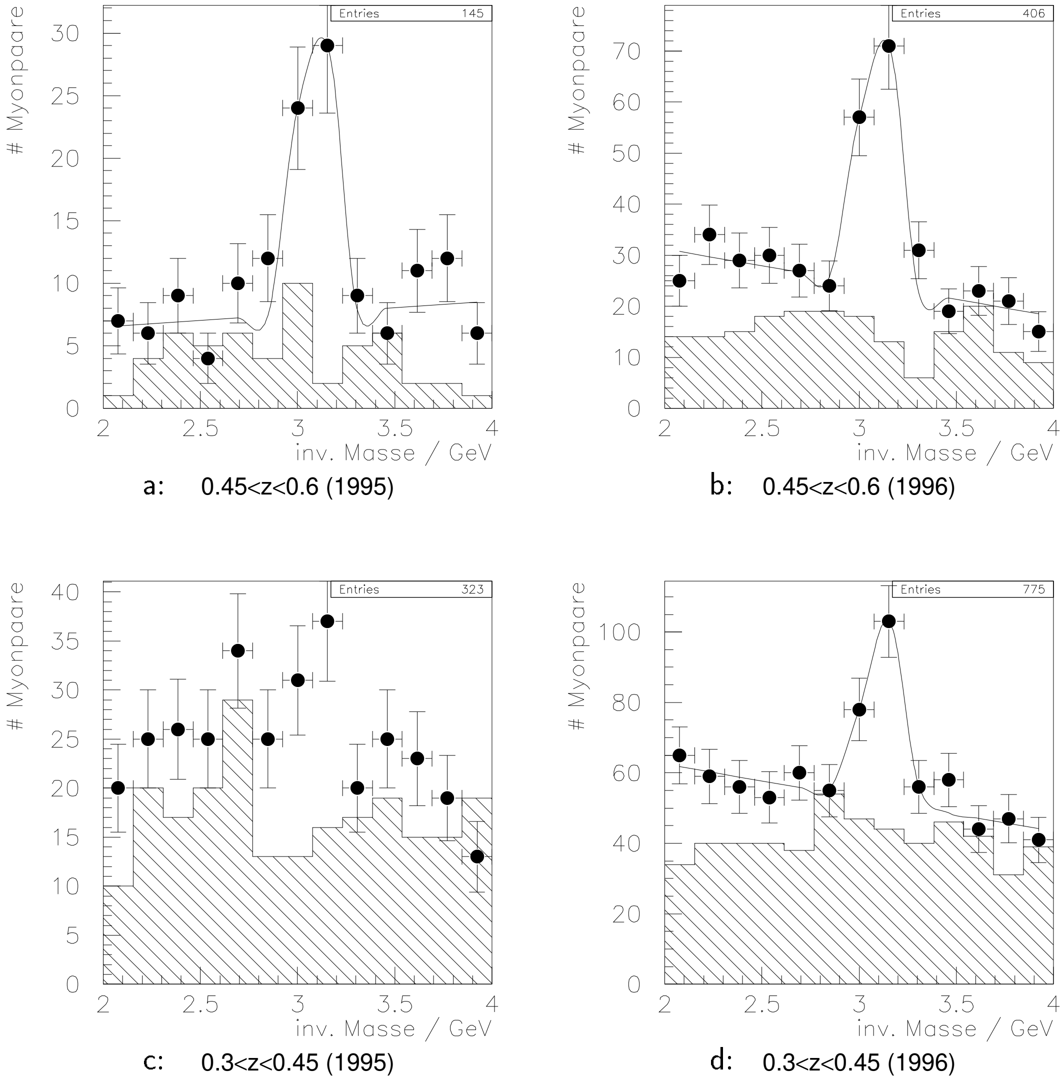


Abbildung 5.3: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare in den ersten beiden z-Bereichen nach einem polarwinkelabhängigen Schnitt auf die Impulse der Myonen. a:* $\mathbf{0.45 < z < 0.6}$*, 1995; b:* $\mathbf{0.45 < z < 0.6}$*, 1996; c:* $\mathbf{0.3 < z < 0.45}$*, 1995; d:* $\mathbf{0.3 < z < 0.45}$*, 1996. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

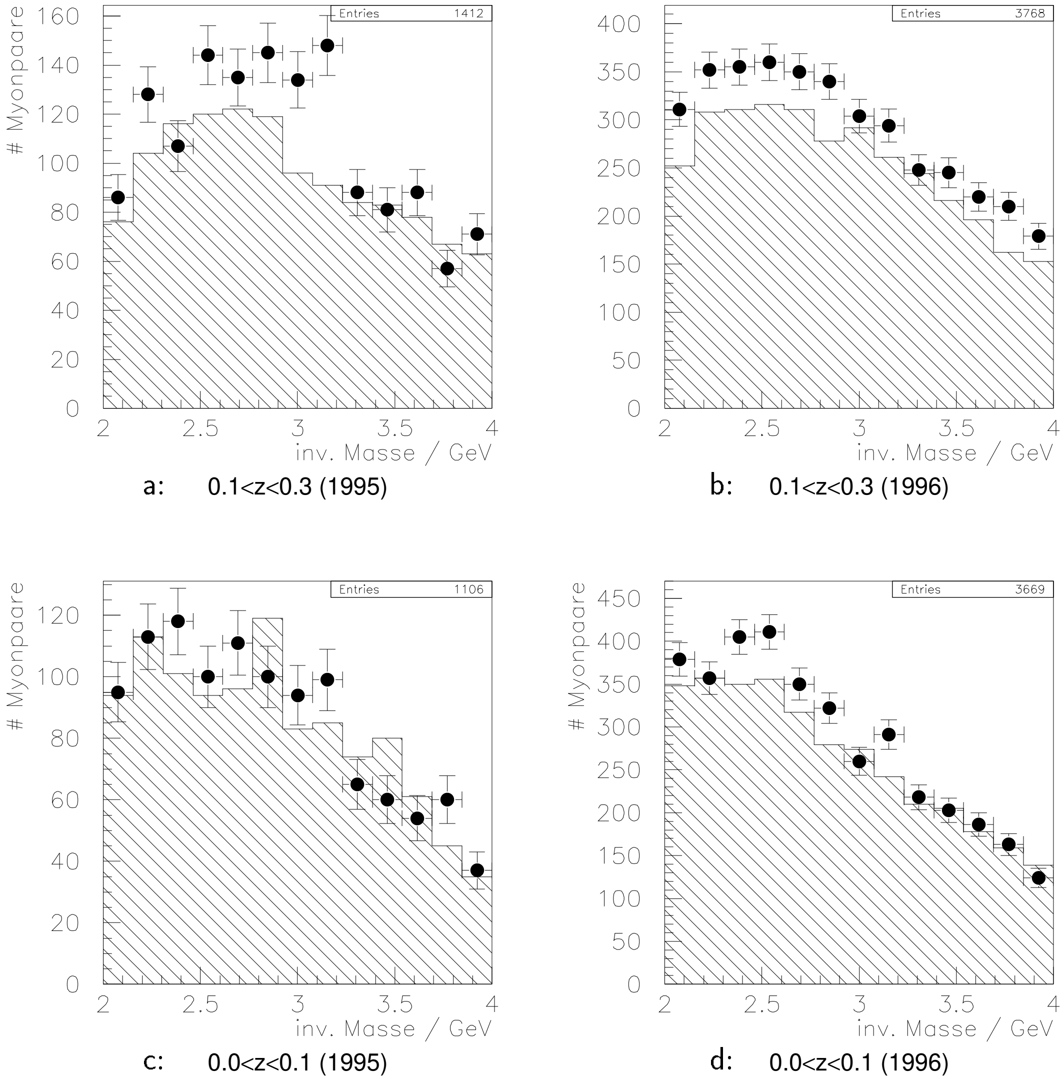
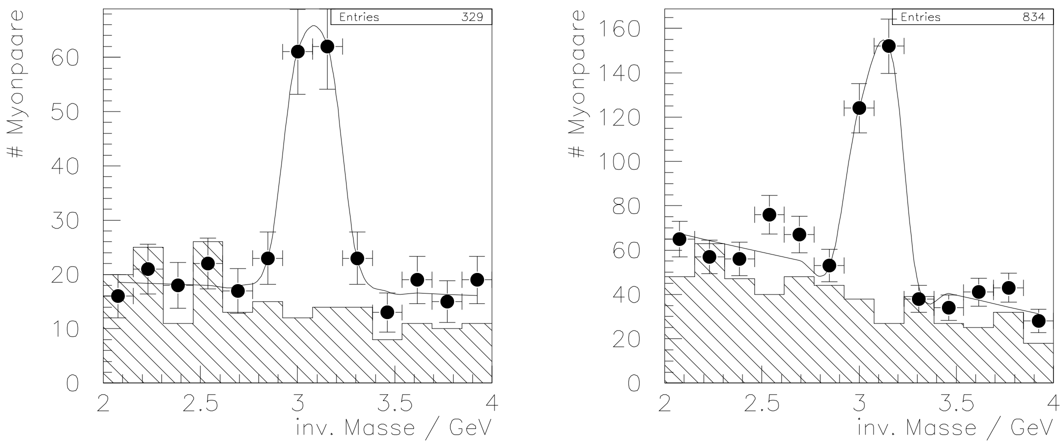


Abbildung 5.4: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare in den kleinsten z-Bereichen nach einem polarwinkelabhängigen Schnitt auf die Impulse der Myonen. a:* $\mathbf{0.1 < z < 0.3}$, *1995; b:* $\mathbf{0.1 < z < 0.3}$, *1996; c:* $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$, *1995; d:* $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$, *1996. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

Eine deutliche Verbesserung wird durch die Forderung, daß mindestens eines der Myonen sowohl im instrumentierten Eisen als auch im Kalorimeter erkannt wurde und einen Polarwinkel $\vartheta_\mu > 20°$ besitzt, bewirkt (s. Abb. 5.5). Allerdings erfüllen nur wenige Ereignisse diese Bedingung, so daß die Statistik zu gering wird, um eine weitere Einteilung in die verschiedenen z-Bereiche vorzunehmen. Daher klassifiziere ich die Myonen im weiteren folgendermaßen:

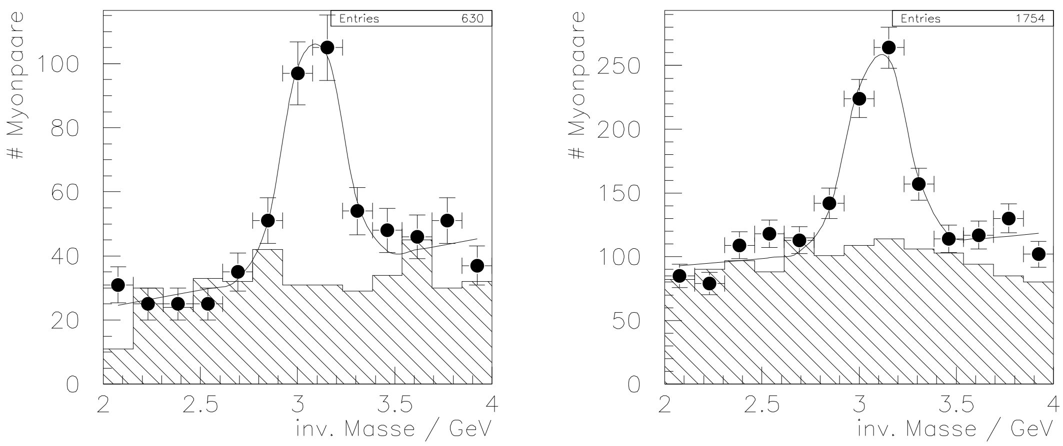
- *„Eisen- und Kalorimeter"* : Das Myon ist sowohl im instrumentierten Eisen als auch im Kalorimeter identifiziert worden.
- *„Eisen"* : Das Myon erfüllt die Bedingung $p_{t,\mu} > 1.4$ GeV und ist im instrumentierten Eisen erkannt worden.
- *„Kalorimeter"* : Es gilt $p_{t,\mu} > 1.0$ GeV und das Myon ist im Kalorimeter nachgewiesen worden.

Nun lasse ich alle Paarungen aus diesen drei Myongruppen zu, außer denen mit zwei Myonen aus der Gruppe „Kalorimeter". Dabei schränke ich den Polarwinkel der Myonen nicht ein. Im folgenden werde ich diese Bedingungen zusammenfassend als „Myonqualitätsschnitt" bezeichnen. In Abbildung 5.6 ist die Massenverteilung nach diesem Schnitt für den gesamten Elastizitätsbereich $0.0 < z < 0.9$ dargestellt, in der nun ein J/ψ-Signal zu sehen ist (vgl. Abb. 5.1), das aber deutlich mehr Ereignisse enthält als in Abbildung 5.5. Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen die Massenverteilungen in den einzelnen Elastizitätsbereichen nach dem Myonqualitätsschnitt. Im Abschnitt $0.45 < z < 0.6$ erkennt man nach wie vor ein deutliches Signal mit sehr wenig Untergrund. Für $0.3 < z < 0.6$ würden auch deutlich schwächere Anforderungen als der Myonqualitätsschnitt ausreichen, um ein J/ψ-Signal zu erhalten (vgl. z.B. [Krüg97]). Ich wende den Myonqualitätsschnitt hier dennoch an, um einen Vergleich mit den Bereichen mit kleineren Elastizitäten zu ermöglichen, in denen ich diesen Schnitt benötige.
Je kleiner z wird, desto größer wird der Anteil des Untergrundes, aber dennoch weisen die Massenverteilungen in den ersten drei Elastizitätsintervallen J/ψ-Signale auf. Im letzten Abschnitt hingegen sind keine Signale mehr zu erkennen. Für 1995 zeigen die entgegengesetzt geladenen Myonpaare zwar ein Maximum im Bereich der J/ψ-Masse, jedoch liegt sowohl der Untergrund aus gleich- als auch aus entgegengesetzt geladenen Myonpaaren fast ebenso hoch.



a: 0.0<z<0.9 (1995) b: 0.0<z<0.9 (1996)

Abbildung 5.5: 0.0 $<$ z $<$ 0.9: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare, von denen mindestens ein Myon sowohl im instrumentierten Eisen als auch im Kalorimeter erkannt wurde. a: 1995, b: 1996. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*



a: 0.0<z<0.9 (1995) b: 0.0<z<0.9 (1996)

Abbildung 5.6: 0.0 $<$ z $<$ 0.9: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare aller Ereignisse nach dem Myonqualitätsschnitt. a: 1995, b: 1996. Im Gegensatz zu Abbildung 5.1 oben ist jetzt ein deutliches J/ψ-Signal zu erkennen. Art der Darstellung: s. Abbildung 5.1.*

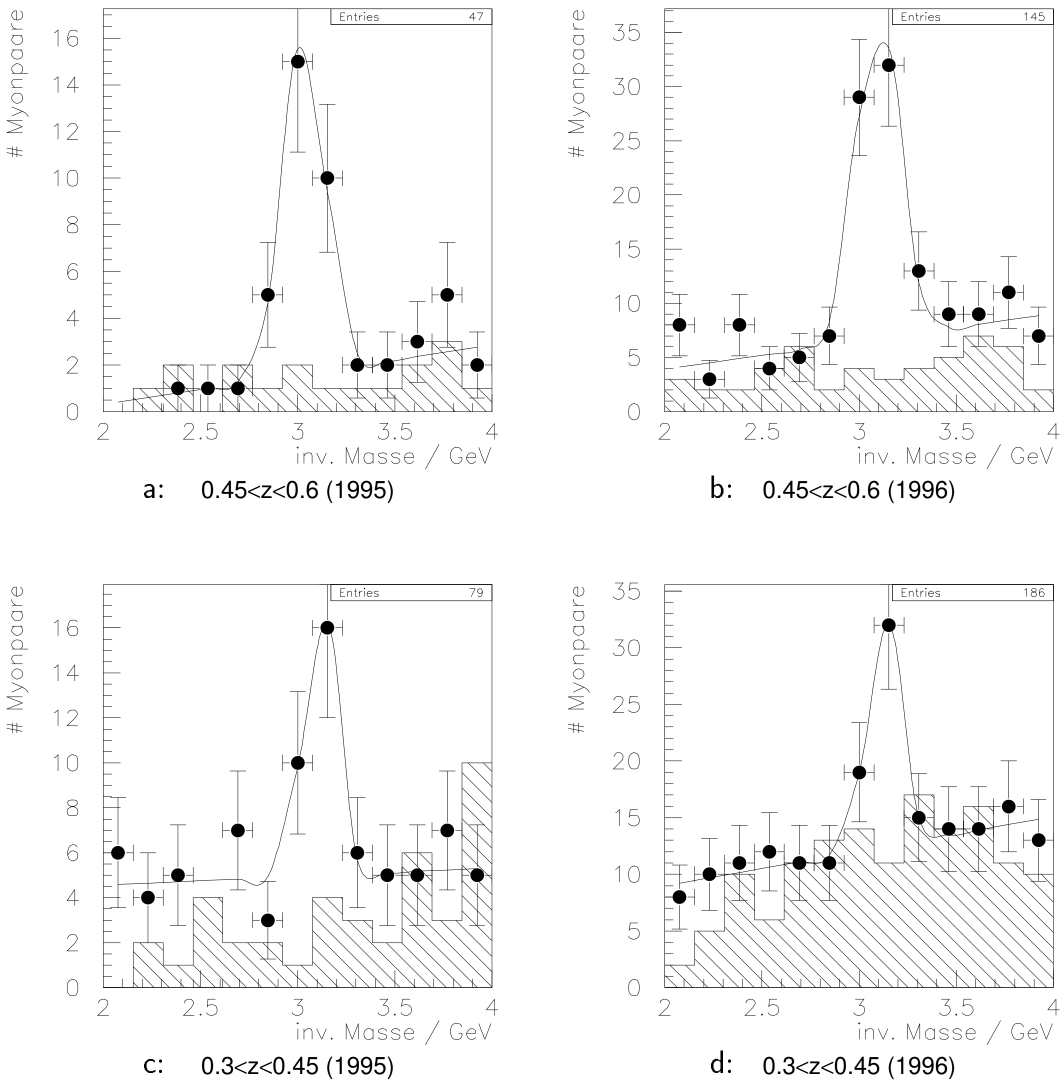


Abbildung 5.7: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare in den ersten beiden z-Bereichen nach dem Myonqualitätsschnitt. a:* $\mathbf{0.45 < z < 0.6}$, *1995; b:* $\mathbf{0.45 < z < 0.6}$, *1996; c:* $\mathbf{0.3 < z < 0.45}$, *1995; d:* $\mathbf{0.3 < z < 0.45}$, *1996. Art der Darstellung: s. Abbildung 5.1.*

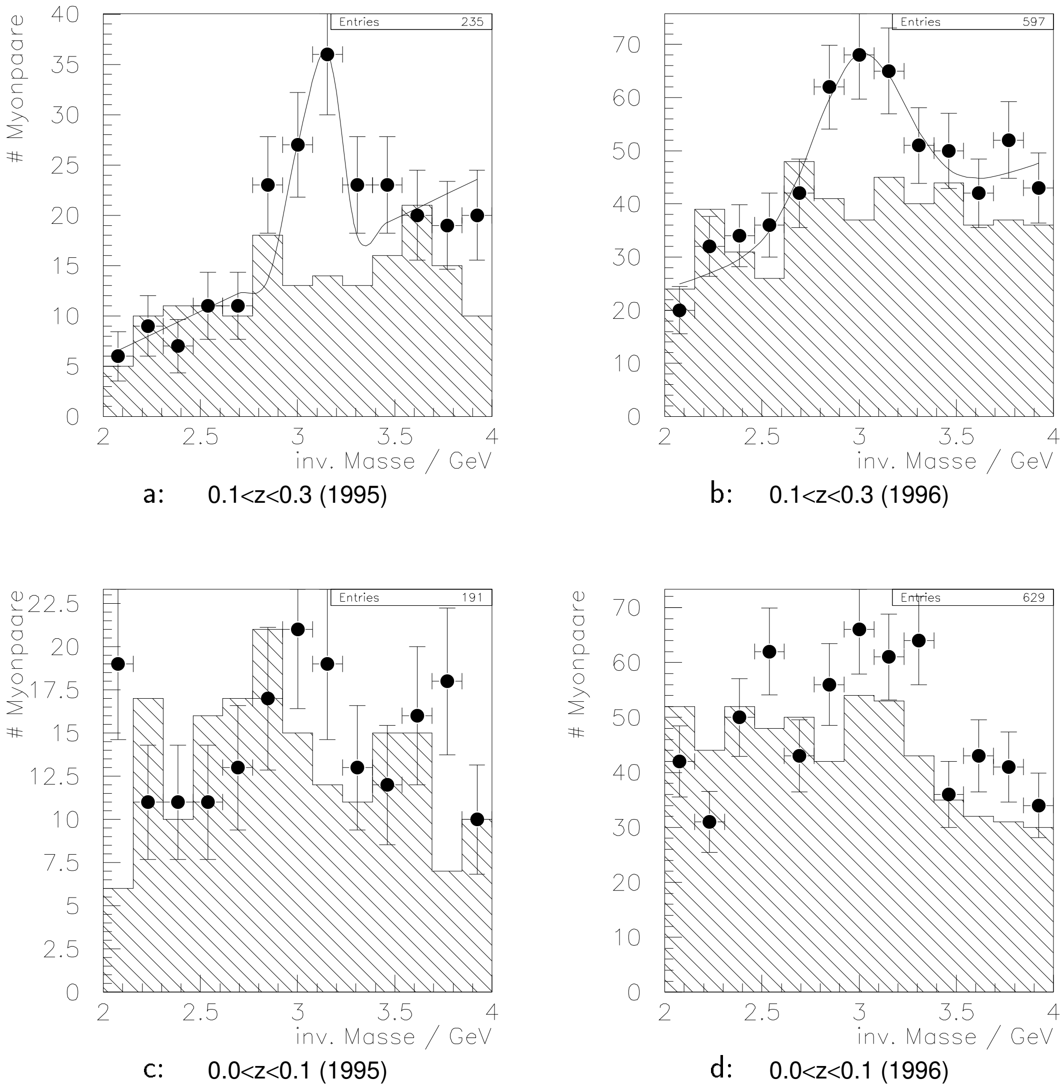


Abbildung 5.8: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare in den letzten beiden z-Bereichen nach dem Myonqualitätsschnitt. a:* $\mathbf{0.1 < z < 0.3}$*, 1995; b:* $\mathbf{0.1 < z < 0.3}$*, 1996; c:* $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$*, 1995; d:* $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$*, 1996. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

5.2.2 Monte-Carlo-Simulationen

Die Auswirkungen des Myonqualitätsschnittes habe ich anhand von Monte-Carlo-Simulationen der Boson-Gluon-Fusion, der J/ψ-Mesonen aus Zerfällen von B-Mesonen und des *resolved Photon*-Prozesses untersucht. Mit den auf diese Weise erlangten Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten habe ich bestimmt, wieviele Ereignisse man 1995 und 1996 aufgrund der einzelnen Simulationen erwartet.
Die Tabellen 5.1 bis 5.4 zeigen die Anzahl der jeweils verbleibenden Ereignisse nach verschiedenen Schnitten angeführt. Den Myonqualitätsschnitt passieren etwa 15% der Boson-Gluon-Fusions- und *resolved Photon*-Ereignisse, während es im Fall der J/ψ-Mesonen aus dem Zerfall von B-Mesonen immerhin etwa 27% sind. Die Kategorien in den Tabellen bedeuten im einzelnen:

- *generiert*: Anzahl der im jeweiligen Elastizitätsbereich generierten J/ψ-Mesonen.
- *„Detektorakzeptanz"*: Damit ein Teilchen überhaupt in einer der Spurkammern nachgewiesen werden kann, muß für seinen Polarwinkel $6^\circ < \vartheta < 160^\circ$ gelten. Daher wird verlangt, daß beide Myonen in diesem Polarwinkelbereich liegen. Im Falle der B-Mesonen wurde der Effekt des bereits beim Generieren angewandten Polarwinkelschnitts korrigiert (s. Abschnitt 2.3).
- *„z-Bereich gen+rek"*: Das Ereignis wird in demselben Elastizitätsintervall rekonstruiert, in dem es generiert worden ist.
- *„z-Bereich rek"*: Die Ereignisse, die in den anderen Elastizitätsabschnitten generiert worden sind, aber im jeweils betrachteten z-Bereich rekonstruiert werden, zähle ich hier dazu, da in den Daten auch nur die Information über die rekonstruierte Elastizität zur Verfügung steht und daher der wahre Wert von z nicht bekannt ist.
- *„zwei Myonen"*: Ein Ereignis sollte mindestens zwei entgegengesetzt geladene Myonen sowie eine weitere „gute" Spur aufweisen.
- *„Myonerkennung"*: Die beiden Myonen dürfen nicht ausschließlich im Vorwärts-Myon-System nachgewiesen worden sein und mindestens eines muß im Eisen identifiziert worden sein.
- *„Myonqualität"*: Beide Myonen müssen den Qualitätsschnitt passieren (d.h. es kommen gegenüber der „Myonerkennung" die unterschiedlichen Transversalimpulsschnitte für die verschiedenen Myonklassen hinzu).
- *„vorwärts"*: Mindestens eines der Myonen liegt im Vorwärtsbereich $\vartheta < 20^\circ$.
- *„zentral"*: Beide Myonen liegen im Zentralbereich $\vartheta > 20^\circ$.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für die drei simulierten Prozesse nach dem Myonqualitätsschnitt schwankt zwischen 10% (*resolved Photon* im letzten z-Bereich) und 30%

(B-Meson-Zerfall im ersten Abschnitt). Dabei liegt sie für die J/ψ-Mesonen aus dem Zerfall von B-Mesonen deutlich höher als für die anderen Prozesse. Im letzten Elastizitätsintervall beträgt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse mehr als 60%, da die Anzahl der hier rekonstruierten Ereignisse erheblich größer ist als die Anzahl der generierten Ereignisse. Die absoluten Zahlen zeigen jedoch, daß dieser Prozeß bei so kleinen z kaum von Bedeutung ist.
In den meisten Ereignissen, die den Myonqualitätsschnitt passieren, liegen die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons im Zentralbereich des Detektors („zentral"). Nur im Falle des *resolved Photon*-Prozesses stellt im Bereich $z < 0.1$ der Anteil der Ereignisse mit mindestens einem Myon im Vorwärtsbereich die Mehrheit dar.

Schnitt	Boson-Gluon-Fusion	B-Zerfall	*resolved Photon*
generiert	1071 $\widehat{=}$ 100.0%	196 $\widehat{=}$ 100.0%	53 $\widehat{=}$ 100.0%
Detektorakzeptanz	636 $\widehat{=}$ 59.4%	144 $\widehat{=}$ 73.5%	33 $\widehat{=}$ 62.3%
z-Bereich gen+rek	207 $\widehat{=}$ 19.3%	53 $\widehat{=}$ 27.0%	12 $\widehat{=}$ 22.6%
z-Bereich rek	435 $\widehat{=}$ 40.6%	106 $\widehat{=}$ 54.1%	21 $\widehat{=}$ 39.6%
zwei Myonen	403 $\widehat{=}$ 37.6%	97 $\widehat{=}$ 49.5%	19 $\widehat{=}$ 35.8%
Myonerkennung	270 $\widehat{=}$ 25.2%	82 $\widehat{=}$ 41.8%	10 $\widehat{=}$ 18.9%
Myonqualität	160 $\widehat{=}$ 14.9%	58 $\widehat{=}$ 29.6%	7 $\widehat{=}$ 13.2%
vorwärts	41 $\widehat{=}$ 3.8%	9 $\widehat{=}$ 4.6%	2 $\widehat{=}$ 3.8%
zentral	119 $\widehat{=}$ 11.1%	49 $\widehat{=}$ 25.0%	5 $\widehat{=}$ 9.4%

Tabelle 5.1: $\mathbf{0.45 < z_{gen} < 0.6}$: *Anzahl und Prozentsatz der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für verschiedene Monte-Carlo-Datensätze.*

Schnitt	Boson-Gluon-Fusion	B-Zerfall	*resolved Photon*
generiert	634 $\widehat{=}$ 100.0%	564 $\widehat{=}$ 100.0%	140 $\widehat{=}$ 100.0%
Detektorakzeptanz	393 $\widehat{=}$ 62.0%	457 $\widehat{=}$ 81.0%	97 $\widehat{=}$ 69.3%
z-Bereich gen+rek	136 $\widehat{=}$ 21.5%	194 $\widehat{=}$ 34.4%	35 $\widehat{=}$ 25.0%
z-Bereich rek	323 $\widehat{=}$ 50.9%	343 $\widehat{=}$ 60.8%	63 $\widehat{=}$ 45.0%
zwei Myonen	285 $\widehat{=}$ 45.0%	280 $\widehat{=}$ 49.6%	58 $\widehat{=}$ 41.4%
Myonerkennung	205 $\widehat{=}$ 32.3%	221 $\widehat{=}$ 39.2%	39 $\widehat{=}$ 27.9%
Myonqualität	106 $\widehat{=}$ 16.7%	149 $\widehat{=}$ 26.4%	26 $\widehat{=}$ 18.6%
vorwärts	30 $\widehat{=}$ 4.7%	18 $\widehat{=}$ 3.2%	2 $\widehat{=}$ 1.4%
zentral	76 $\widehat{=}$ 12.0%	131 $\widehat{=}$ 23.2%	24 $\widehat{=}$ 17.1%

Tabelle 5.2: $\mathbf{0.3 < z_{gen} < 0.45}$: *Anzahl und Prozentsatz der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für verschiedene Monte-Carlo-Datensätze.*

Schnitt	Boson-Gluon-Fusion	B-Zerfall	*resolved Photon*
generiert	379 $\widehat{=}$ 100.0%	1098 $\widehat{=}$ 100.0%	578 $\widehat{=}$ 100.0%
Detektorakzeptanz	255 $\widehat{=}$ 67.3%	879 $\widehat{=}$ 80.1%	492 $\widehat{=}$ 85.1%
z-Bereich gen+rek	126 $\widehat{=}$ 33.2%	646 $\widehat{=}$ 58.8%	266 $\widehat{=}$ 46.0%
z-Bereich rek	310 $\widehat{=}$ 81.8%	864 $\widehat{=}$ 78.7%	342 $\widehat{=}$ 59.2%
zwei Myonen	253 $\widehat{=}$ 66.8%	664 $\widehat{=}$ 60.5%	314 $\widehat{=}$ 54.3%
Myonerkennung	154 $\widehat{=}$ 40.6%	473 $\widehat{=}$ 43.1%	189 $\widehat{=}$ 32.7%
Myonqualität	79 $\widehat{=}$ 20.8%	289 $\widehat{=}$ 26.3%	96 $\widehat{=}$ 16.6%
vorwärts	27 $\widehat{=}$ 7.1%	56 $\widehat{=}$ 5.1%	14 $\widehat{=}$ 2.4%
zentral	52 $\widehat{=}$ 13.7%	233 $\widehat{=}$ 21.2%	82 $\widehat{=}$ 14.2%

Tabelle 5.3: $\mathbf{0.1 < z_{gen} < 0.3}$: *Anzahl und Prozentsatz der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für verschiedene Monte-Carlo-Datensätze.*

Schnitt	Boson-Gluon-Fusion	B-Zerfall	*resolved Photon*
generiert	37 $\widehat{=}$ 100.0%	347 $\widehat{=}$ 100.0%	2205 $\widehat{=}$ 100.0%
Detektorakzeptanz	20 $\widehat{=}$ 54.1%	248 $\widehat{=}$ 71.5%	960 $\widehat{=}$ 43.5%
z-Bereich gen+rek	10 $\widehat{=}$ 27.0%	131 $\widehat{=}$ 7.8%	588 $\widehat{=}$ 26.7%
z-Bereich rek	90 $\widehat{=}$ 243.2%	343 $\widehat{=}$ 98.8%	612 $\widehat{=}$ 27.8%
zwei Myonen	75 $\widehat{=}$ 202.7%	248 $\widehat{=}$ 71.5%	537 $\widehat{=}$ 24.4%
Myonerkennung	43 $\widehat{=}$ 116.2%	145 $\widehat{=}$ 41.8%	383 $\widehat{=}$ 17.4%
Myonqualität	24 $\widehat{=}$ 64.9%	83 $\widehat{=}$ 23.9%	224 $\widehat{=}$ 10.2%
vorwärts	9 $\widehat{=}$ 24.3%	27 $\widehat{=}$ 7.8%	128 $\widehat{=}$ 5.8%
zentral	15 $\widehat{=}$ 40.5%	56 $\widehat{=}$ 16.1%	96 $\widehat{=}$ 4.4%

Tabelle 5.4: $\mathbf{0.0 < z_{gen} < 0.1}$: *Anzahl und Prozentsatz der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für verschiedene Monte-Carlo-Datensätze.*

Mit diesen Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten läßt sich nun abschätzen, wieviele J/ψ-Mesonen aus *resolved Photon*-Prozessen und B-Zerfällen erwartet werden können. Außer der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $\epsilon_{rek}(z)$ werden der aus der Simulation entnommene Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep,MC}(z)$ für den jeweiligen Elastizitätsbereich und das Verzweigungsverhältnis $V = 6\%$ des Zerfalls von J/ψ-Mesonen in zwei Myonen sowie die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ berücksichtigt:

$$N(z) = \sigma_{ep,MC}(z)\,\mathcal{L}\,V\,\epsilon_{rek}(z) \tag{5.1}$$

Die Monte-Carlo-Simulationen wurden mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{ep,MC} = 1.7$ nb für *resolved Photon* bzw. $\sigma_{ep,MC} = 0.104$ nb für B-Zerfälle durchgeführt. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse aus diesen Prozessen und der Boson-Gluon-Fusion ($\sigma_{ep,MC} = 10.9$ nb) in den einzelnen Elastizitätsbereichen ist für 1995 ($\mathcal{L} = 3.8$ pb^{-1}) aus Tabelle 5.5 und für 1996 ($\mathcal{L} = 6.9$ pb^{-1}) aus Tabelle 5.6 ersichtlich. Zum Vergleich ist jeweils die Anzahl der in den Daten beobachteten J/ψ-Mesonen angegeben, die aus den Abbildungen 5.7 und 5.8 entnommen sind. Im Falle $z < 0.1$ ist 1996 in den Daten kein Signal zu sehen, deshalb ist hier stattdessen die gesamte Anzahl der Ereignisse in den vier um die nominelle J/ψ-Masse liegenden Intervallen der invarianten Masse eingetragen. 1995 habe ich auch in diesem Elastizitätsbereich eine Abschätzung der J/ψ-Ereignisse vorgenommen, obgleich man wegen des hohen Untergrundes kaum ein Signal erkennt.

Bei der Interpretation dieser Zahlen ist zu beachten, daß sie weder Triggereffizienzen noch Untersetzungsfaktoren enthalten, da ich mich bisher noch nicht auf einzelne Subtrigger beschränkt habe. Daher liegen die Erwartungen aus den Monte-Carlo-Simulationen in den ersten, von der Boson-Gluon-Fusion dominierten Elastizitätsabschnitten erwartungsgemäß höher als die Anzahl der beobachteten Ereignisse. Im Bereich $0.1 < z < 0.3$ weisen die Simulationen ein Defizit von etwa 30% auf. Dieses ist der Elastizitätsbereich, in dem man die meisten J/ψ-Mesonen aus dem Zerfall von B-Mesonen erwartet, deren Wirkungs-

[1] alle Ereignisse im Bereich der J/ψ-Masse

z-Bereich	B.-G.-Fusion	B-Zerfall	*resolved Photon*	Daten 1995
$0.45 < z < 0.6$	40	0.69	0.90	25
$0.3 < z < 0.45$	26	1.8	3.4	17
$0.1 < z < 0.3$	20	3.4	12	51
$0.0 < z < 0.1$	6	0.98	29	28

Tabelle 5.5: *Anzahl der 1995 in den einzelnen z-Bereichen aus verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen erwarteten Ereignisse nach dem Myonqualitätsschnitt.*

z-Bereich	B.-G.-Fusion	B-Zerfall	*resolved Photon*	Daten 1996
$0.45 < z < 0.6$	72	1.3	1.6	55
$0.3 < z < 0.45$	48	3.1	6.1	30
$0.1 < z < 0.3$	36	6.2	23	85
$0.0 < z < 0.1$	11	1.8	53	240[1]

Tabelle 5.6: *Anzahl der 1996 in den einzelnen z-Bereichen aus verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen erwarteten Ereignisse nach dem Myonqualitätsschnitt. $z < 0.1$: Es sind alle Ereignisse im Bereich der J/ψ-Masse ohne Subtraktion des Untergrundes angegeben.*

querschnitt in der Monte-Carlo-Simulation durchaus unterschätzt worden sein kann. Im letzten z-Intervall scheint die Übereinstimmung 1995 zu gut zu sein, wenn man bedenkt, daß keine Triggereffizienzen berücksichtigt worden sind. 1996 schließlich liegt das Niveau des Untergrundes weit über der Anzahl der aus den Simulationen erwarteten Ereignissen.

Zusammenfassend möchte ich folgendes festhalten: Es wurde ein Schnitt gefunden, nach dessen Anwendung auch bei kleinen Werten der Elastizität ein J/ψ-Signal in den Daten zu erkennnen ist, mit Ausnahme des Bereiches $z < 0.1$, in dem 1996 gar kein und 1995 nur ein schwaches Signal auszumachen ist. Derselbe Schnitt wurde auch auf verschiedene Datensätze aus Monte-Carlo-Simulationen angewandt und so seine Effizienz in Abhängigkeit von der Elastizität und der Art der J/ψ-Erzeugung bestimmt. Daraus wurden Obergrenzen für die Anzahl der in 1995 und 1996 zu beobachtenden Ereignisse abgeleitet. In den Bereichen mit $0.3 < z < 0.6$ werden diese Grenzen von den Daten eingehalten, bei kleineren Elastizitäten ($0.1 < z < 0.3$) zeigt sich, daß in den Daten mehr Ereignisse beobachtet werden, als man es aus den Monte-Carlo-Simulationen erwartet.

Kapitel 6

Untersuchung der Trigger

In diesem Kapitel möchte ich untersuchen, welche L1-Trigger die Aufzeichnung der J/ψ-Kandidaten ausgelöst haben. Es spielen dabei drei Gruppen von Triggern eine Rolle: SpaCal-Trigger, Myontrigger sowie Trigger, die eine Energiedeposition in einem der Kleinwinkeldetektoren verlangen. Die SpaCal-Trigger sprechen bei Ereignissen mit $Q^2 > 1$ GeV^2 auf das gestreute Positron an, während die Trigger der Kleinwinkeldetektoren auf den kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01$ GeV^2 beschränkt sind und somit Photoproduktionsereignisse triggern. Die Myontrigger schließlich sollen unabhängig von Q^2 auf die Zerfallsmyonen ansprechen.

Die SpaCal-Trigger S0 und S2 verlangen eine Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter, die eine bestimmte Schwelle übersteigt. 1996 wurde an S2 zusätzlich eine Spur- und Vertexbedingung gestellt. Die hier relevanten Myontrigger sprechen an, wenn ein Myon im Zentralbereich (S19, S35 und S57) oder in einer der Endkappen (S14, S18, S22 und S57) des instrumentierten Eisens nachgewiesen wurde und zusätzlich verschiedene Spur- und Vertexbedingungen erfüllt sind. Auch an die Trigger der Kleinwinkeldetektoren (z.B. S80, S82, S83, S84 und S87) werden verschiedene Spur- und Vertexbedingungen gestellt. S80 verlangt außerdem eine Energiedeposition im LAr-Kalorimeter, S87 ein identifiziertes Myon.

Die Abbildungen 6.1 bis 6.4 zeigen für jeden der vier z-Bereiche die Anzahl der Ereignisse mit 2.9 GeV $< M_{\mu\mu} <$ 3.3 GeV, in denen ein bestimmtes Triggerbit gesetzt ist, sowie die Massenverteilung der Ereignisse, in denen einer der jeweils vier wichtigsten Trigger angesprochen hat. Im Triggerhistogramm wird ein Ereignis nur dann für einen Trigger gezählt, wenn keiner der links davon aufgeführten Trigger angesprochen hat; ganz links ist das am häufigsten gesetzte Triggerbit dargestellt. Der letzte Balken enthält die restlichen Ereignisse, in denen keiner der einzeln aufgeführten Trigger angesprochen hat.

Im Kontrollbereich $0.45 < z < 0.6$ wird die Aufzeichnung der J/ψ-Ereignisse hauptsächlich von den Myontriggern S19, S22 und S35, sowie den Triggern S83 und S87 des Kleinwinkeldetektors ausgelöst, die SpaCal-Trigger spielen keine Rolle. Für $0.3 < z < 0.45$ sind ebenfalls die Myontrigger dominant, wobei 1995 S14 und S18 an Bedeutung gewinnen. Im Fall $0.1 < z < 0.3$ hingegen rangiert 1995 der SpaCal-Trigger S2 an zweiter Stelle nach S19, 1996 ist er, ebenso wie im Bereich $z < 0.1$, sogar der wichtigste Trigger.

Die Bedingungen, unter denen S2 anspricht, haben sich zwischen 1995 und 1996 erheblich verändert. Es gibt drei Energieschwellen, von denen die mittlere überschritten werden muß, damit S2 anspricht. 1995 war das SpaCal in drei Regionen unterteilt, die aus Abbildung 3.4 (rechts) zu entnehmen sind. In der innersten Region (1) betrug die mittlere Schwellenenergie 8.1 GeV, in der mittleren (2) 5.1 GeV und in der äußersten (3) lediglich 3.1 GeV. 1996 wurde diese räumliche Unterteilung aufgehoben und die mittlere Energieschwelle in allen Regionen auf 1.75 GeV abgesenkt, was zur Folge hat, daß S2 1996 deutlich mehr Untergrund mit sehr kleinen Energiedepositionen triggert als 1995. Daher habe ich 1996 nicht gefordert, daß S2 angesprochen hat, sondern habe die vier nächsthäufigsten Trigger verlangt. Dem entsprechend ist auch die Reihenfolge im Triggerhistogramm geändert.

Eine Alternative dazu wäre, 1996 nachträglich höhere Energieschwellen zu verlangen. So habe ich statt der mittleren Schwellenenergie versuchsweise die höchste benutzt, die 1996 bei 5.1 GeV angesiedelt war. Der Effekt erweist sich als sehr gering, was daran liegt, daß man auf diese Weise an die äußerste Region eine zu strenge Anforderung stellt. Qualitativ ist dies aus Abbildung 6.5 ersichtlich, in der für jedes Ereignis aus 1995 und 1996, in dem S2 angesprochen hat, die maximale Zellenergie im SpaCal dargestellt ist. 1996 liegt im größten Teil der Ereignisse die maximale Zellenergie unterhalb der in 1995 erkennbaren Schwelle, die niedriger als die oben genannte erscheint, da die Triggerschwellen sich auf die Summe der Energien in benachbarten Zellen und nicht auf einzelne Zellen beziehen. Es wird deutlich, daß 1996 die höchste Schwellenenergie von 5.1 GeV eine zu hohe Anforderung ist. Dieses Problem bedarf aber noch weiterer Analyse, wenn man in Zukunft J/ψ-Ereignisse mit Energiedepositionen im SpaCal untersuchen möchte.

Desweiteren habe ich überprüft, ob nicht einige der untersuchten Trigger zwar häufig ansprechen, aber dabei nur wenige J/ψ-Ereignisse triggern. Tatsächlich zeigt sich, daß S22 und S83 bei kleinen Elastizitäten sehr viel zum Untergrund beitragen. Die Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen die Verteilung der Trigger und der invarianten Masse, wenn man S22 und S83 durch andere Trigger ersetzt oder sie ganz wegläßt.

Für die Datennahmeperiode 1997 ist der Trigger S56 so eingerichtet worden, daß er neben einer Spur in den zentralen Spurkammern sowohl ein Myon (wobei die Vorwärtsregion nicht ausgeschlossen wird) als auch eine Energiedeposition im SpaCal, die die mittlere Schwelle übersteigt, verlangt. Nach den Erwartungen aus Monte-Carlo-Simulationen sollte eine solche Kombination für *resolved Photon*-Ereignisse günstig sein, so daß in Zukunft mehr Kandidaten für diese interessante Ereignisklasse zur Verfügung stehen sollten.

Bei *resolved Photon*-Ereignissen erwartet man vom Photonrest jedoch mehrere kleine, über das SpaCal verteilte Energiedepositionen, die nicht nur auf den elektromagnetischen Teil des SpaCals beschränkt sind. Daher wäre es für *resolved Photon*-Ereignisse noch günstiger zu verlangen, daß, anstelle einer einzelnen Energiedeposition, die Gesamtsumme der im elektromagnetischen oder hadronischen Teil des SpaCals deponierten Energien eine gewisse Schwelle übersteigt. Dies verdeutlicht Abbildung 6.8, in der für den Bereich $z < 0.6$ die elektromagnetische sowie die hadronische Energiesumme des SpaCals für jeweils 500 Boson-Gluon-Fusions- und *resolved Photon*-Ereignisse dargestellt ist. Dabei wurde verlangt, daß ein Myon in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens nachgewiesen wurde. In etwa 70% der *resolved Photon*-Ereignisse ist beispielsweise die Summe der elektromagnetischen oder der hadronischen Energie größer als 2 GeV, im Falle der Boson-

Gluon-Fusion trifft dies nur in ca. 10% der Ereignisse zu.

Ein wichtiges Ergebnis dieses Kapitels besteht darin, daß nach geeigneter Einschränkung der Trigger in allen Elastizitätsbereichen ein J/ψ-Signal zu sehen ist, auch in den Bereichen mit $z < 0.3$. Dabei hängt das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund von der Wahl der Trigger ab. Desweiteren hat sich gezeigt, daß mit abnehmender Elastizität die Aufzeichnung eines Ereignisses immer seltener von einem der Myontrigger ausgelöst wird. Dies ist nicht verwunderlich, da einerseits die extreme Vorwärtsregion des instrumentierten Eisens aufgrund zu hoher Untergrundraten nicht in den Myontriggern berücksichtigt wird, andererseits aber gerade dort die Zerfallsmyonen in den J/ψ-Ereignissen mit geringer Elastizität zu suchen sind. Lediglich der Trigger S87 verlangt zusätzlich zu einer Energiedeposition in einem der Kleinwinkeldetektoren ein Myon, das auch im extremen Vorwärtsbereich identifiziert worden sein darf. Somit erscheint es plausibel, daß S87 bei kleinen Elastizitäten J/ψ-Ereignisse effizienter erkennt als S22.
Die zunehmende Bedeutung der SpaCal-Trigger könnte zumindest zum Teil auf *resolved Photon*-Ereignisse zurückzuführen sein, was ich im nächsten Abschnitt näher diskutieren möchte.

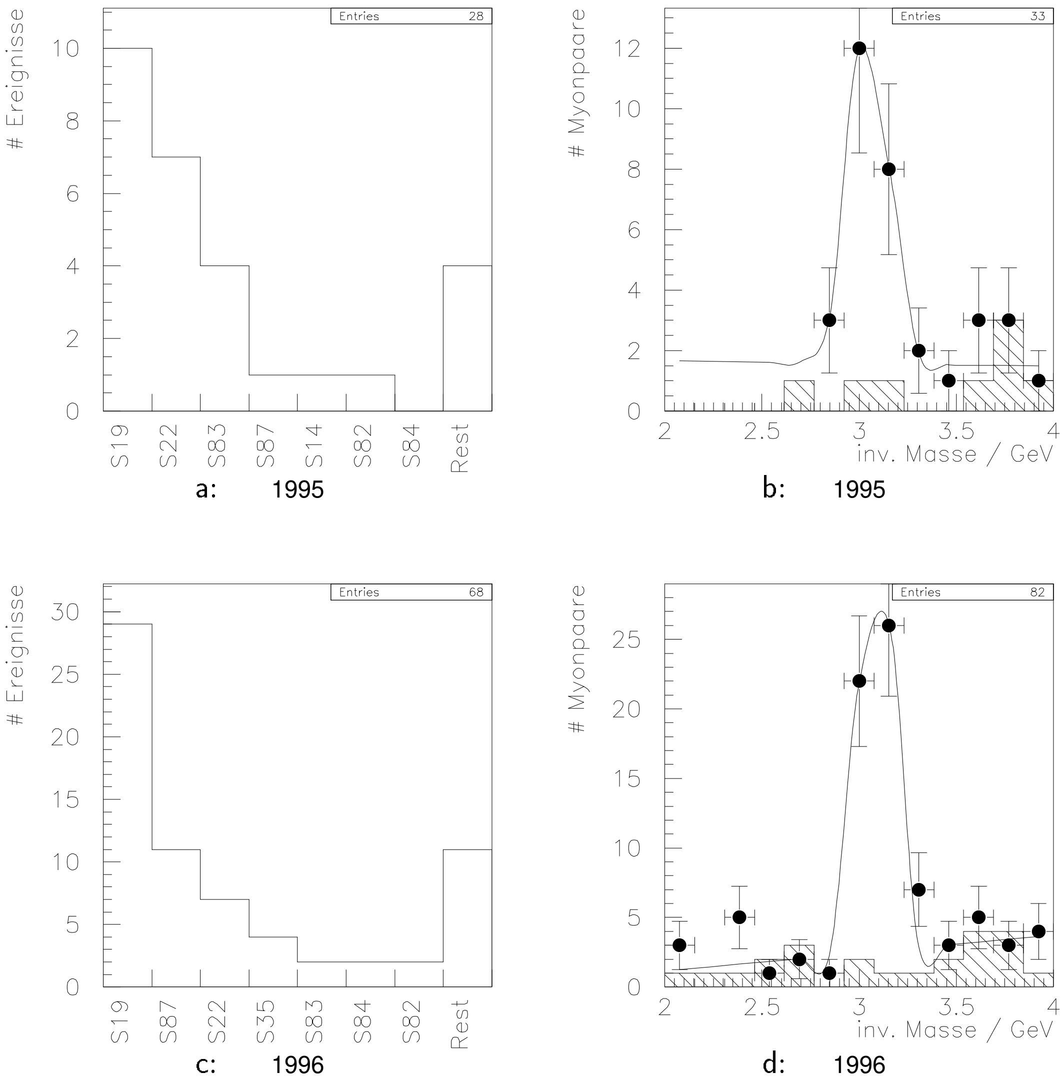


Abbildung 6.1: 0.45 < z < 0.6: *Die wichtigsten Trigger (a: 1995, c: 1996) sowie die invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare für die ersten vier dieser Trigger (b: 1995, d: 1996). Darstellung der Massenverteilung: siehe Abbildung 5.1.*

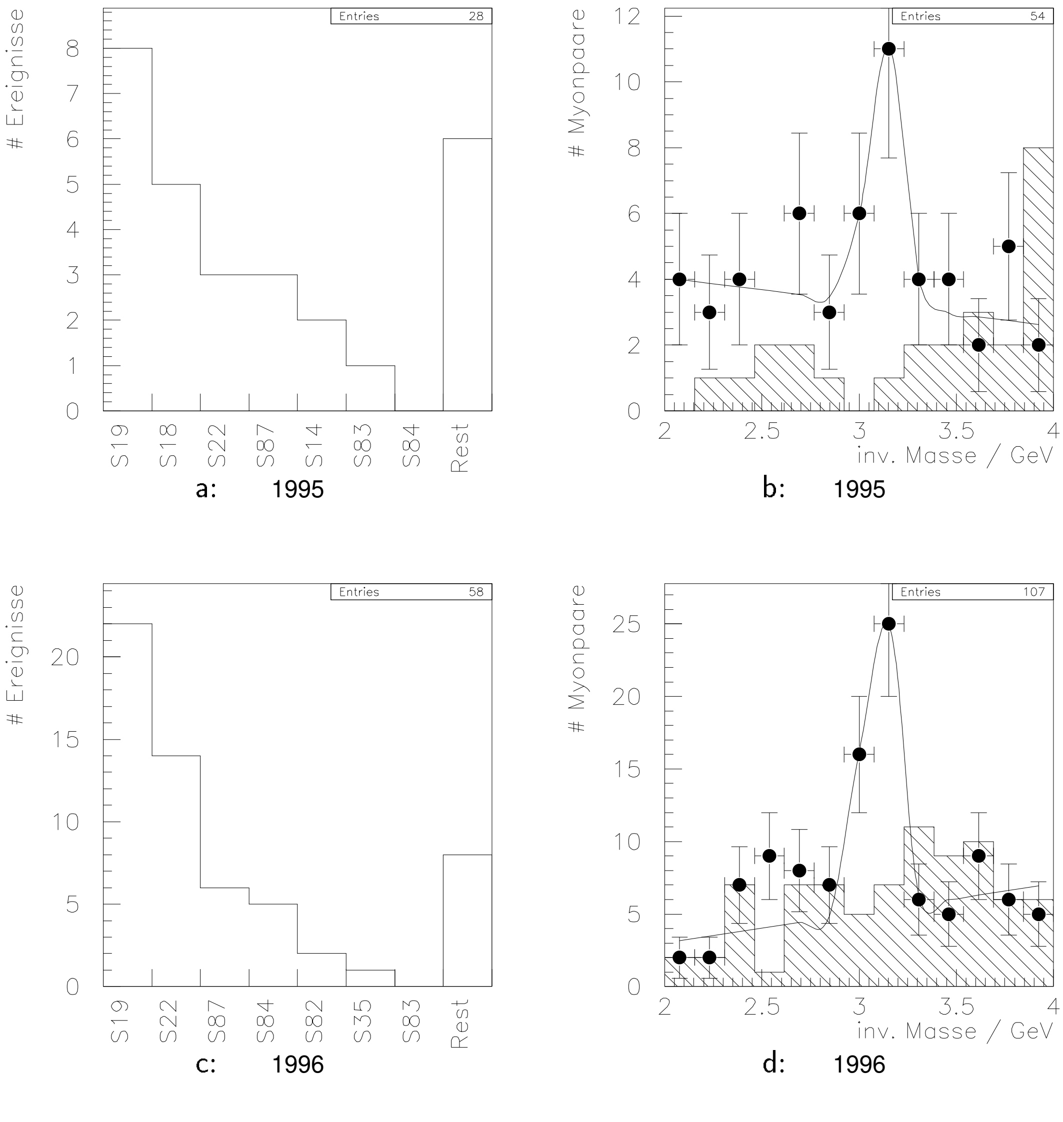


Abbildung 6.2: $0.3 < z < 0.45$: *Die wichtigsten Trigger (a: 1995, c: 1996) sowie die invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare für die ersten vier dieser Trigger (b: 1995, d: 1996). Darstellung der Massenverteilung: siehe Abbildung 5.1.*

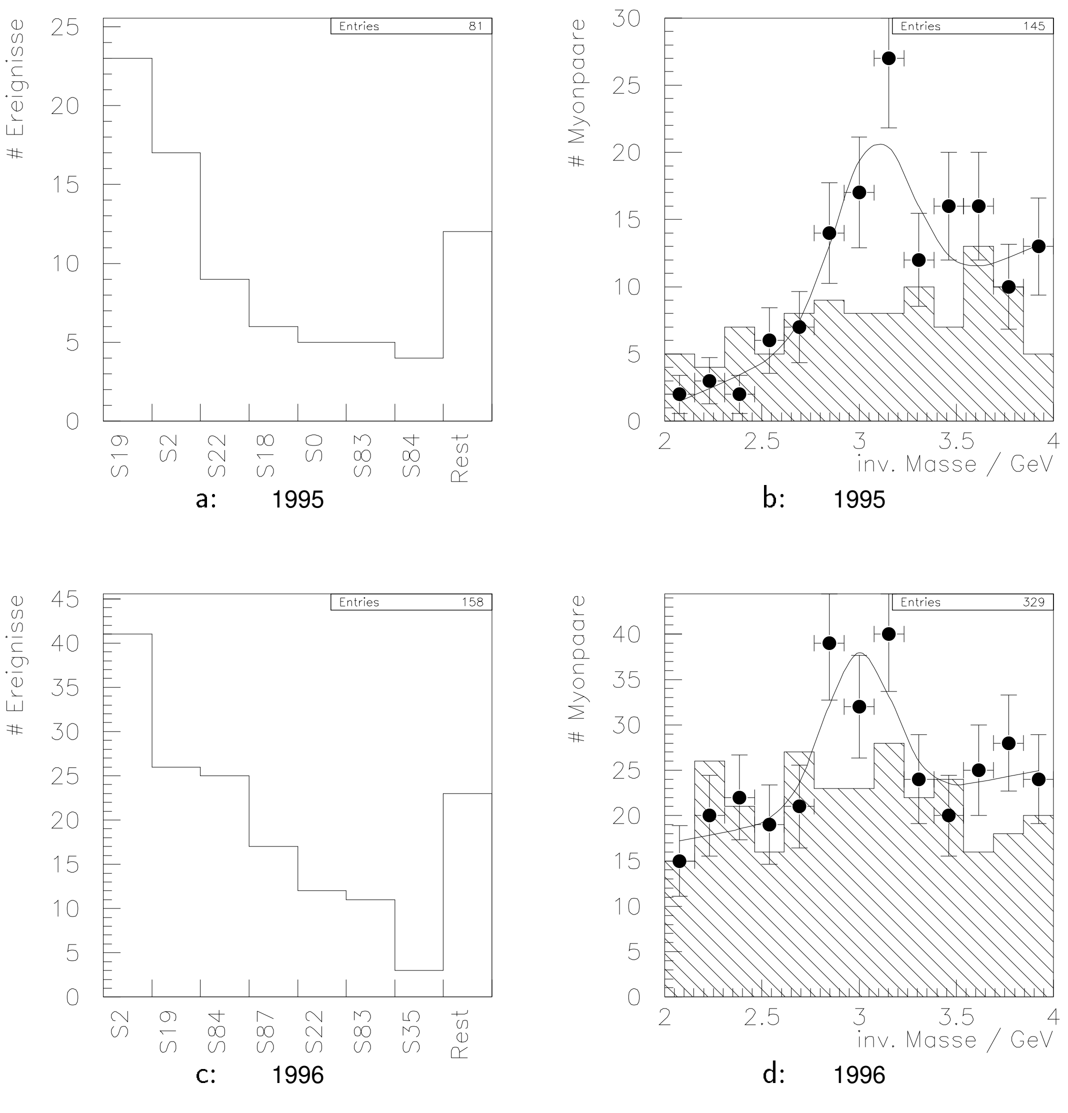


Abbildung 6.3: 0.1 < z < 0.3: *Die wichtigsten Trigger (a: 1995, c: 1996) sowie die invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare für S2, S18, S19 und S22 (1995, b), bzw. S19, S22, S84 und S87 (1996, d). Darstellung der Massenverteilung: siehe Abbildung 5.1.*

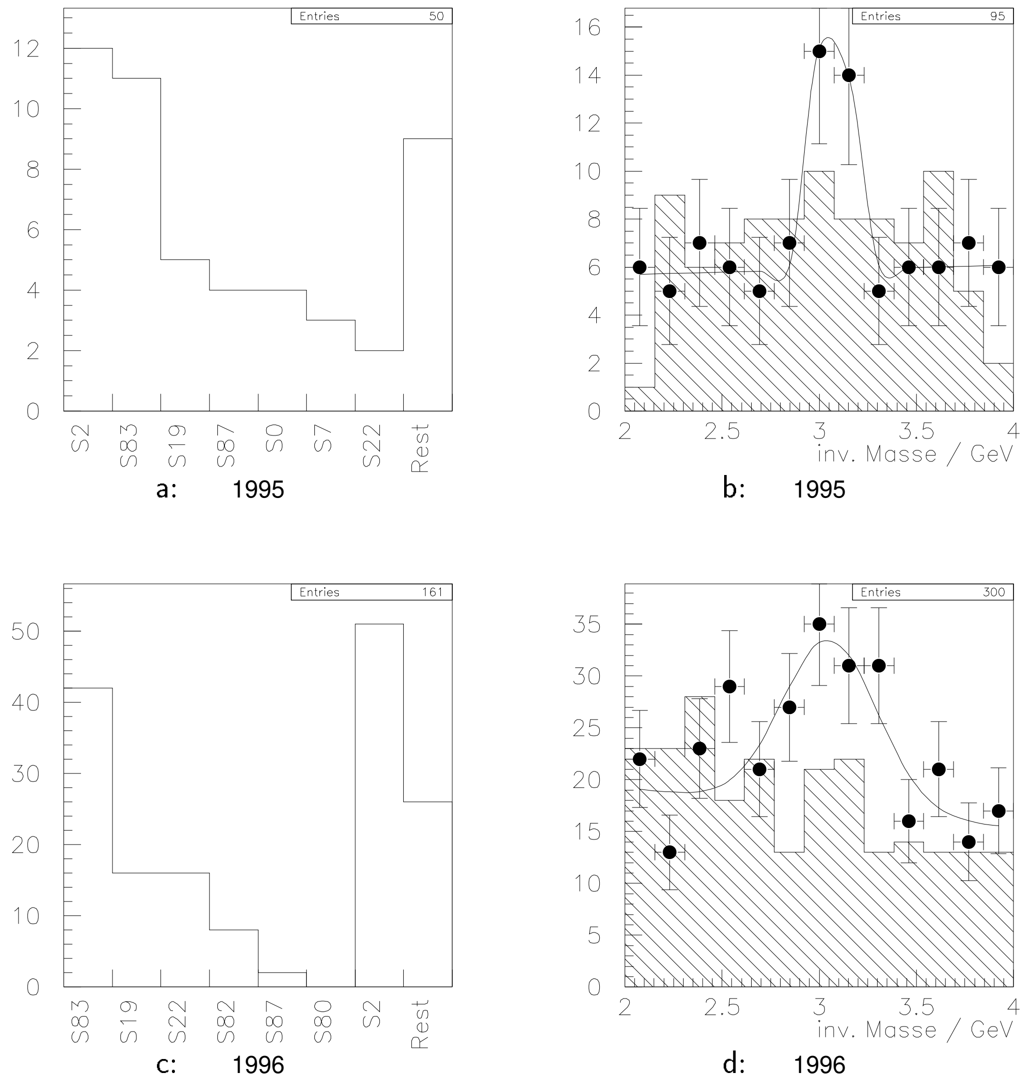


Abbildung 6.4: z $<$ 0.1: *Die wichtigsten Trigger (a: 1995, c: 1996) sowie die invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare für S2, S19, S83 und S87 (1995, b) bzw. S19, S22, S82 und S83 (1996, d). Darstellung der Massenverteilung: siehe Abbildung 5.1.*

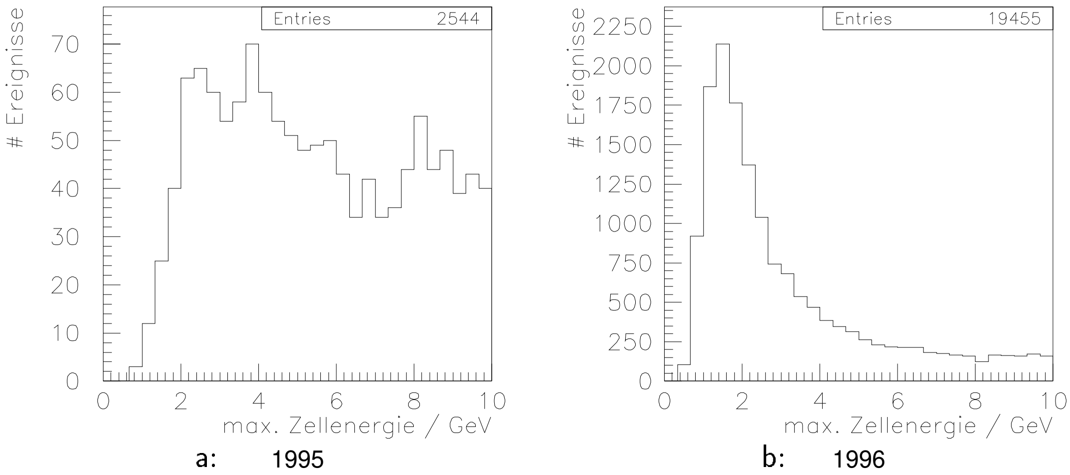


Abbildung 6.5: *Die maximale Zellenergie im SpaCal für Ereignisse, die von S2 getriggert worden sind. a: 1995, b: 1996 .*

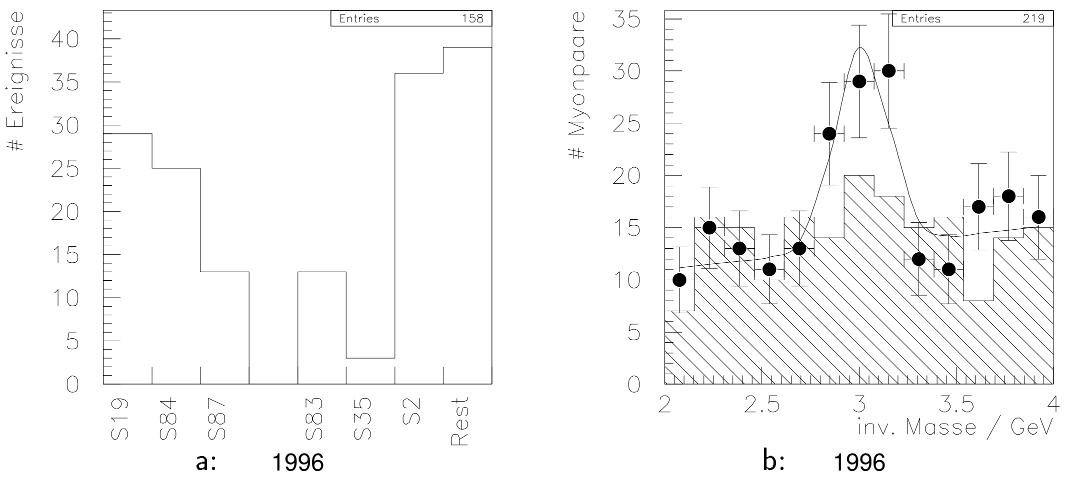


Abbildung 6.6: $0.1 < z < 0.3$: *Die wichtigsten Trigger (a) sowie die invariante Masse (b) für S19, S84 und S87. Im Gegensatz zu Abbildung 6.3 unten wird S22 nicht mehr verlangt, S2 wird ebenfalls nicht gefordert (s. Text). Darstellung der Massenverteilung: siehe Abbildung 5.1.*

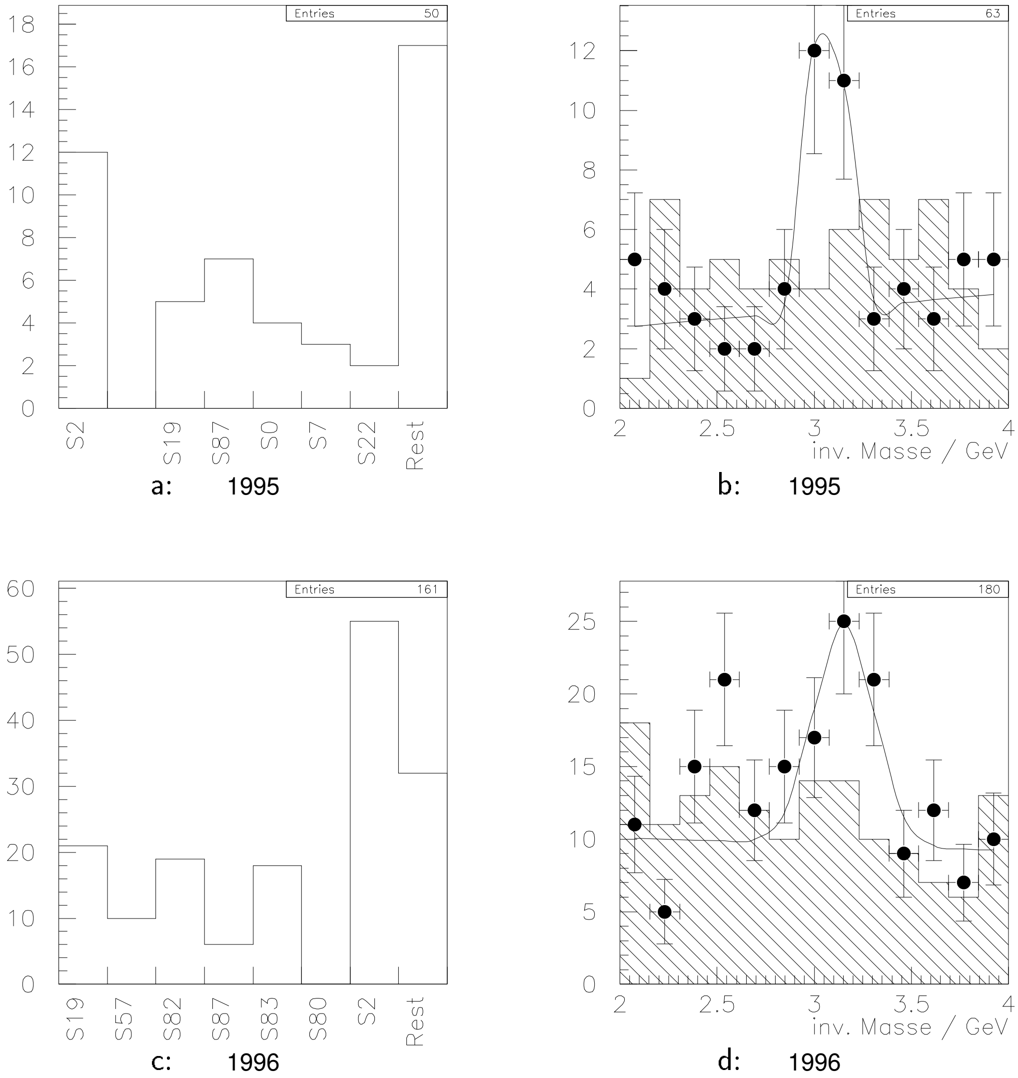


Abbildung 6.7: $0.0 < z < 0.1$: *Die wichtigsten Trigger (a,c) sowie die invariante Masse (b,d), wobei 1995 (a,b) nur S19, S2 sowie S87, also nicht mehr S83, verlangt wurde und 1996 (c,d) S22 und S83 durch S87 und den Myontrigger S57 ersetzt wurden (vgl. Abb. 6.4). Darstellung der Massenverteilung: siehe Abbildung 5.1.*

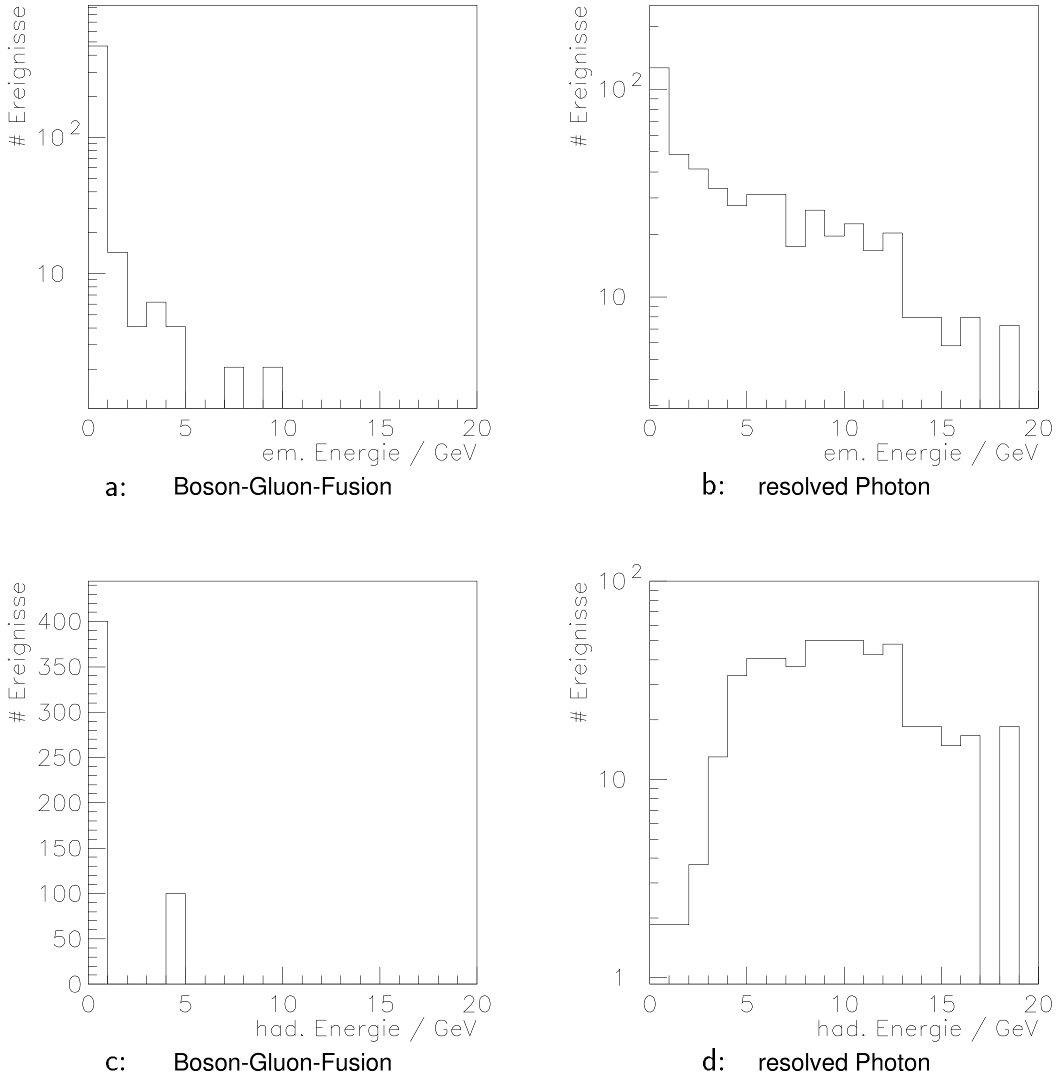


Abbildung 6.8: $\mathbf{0.0 < z < 0.6}$: *Energiesumme im elektromagnetischen (a,b) und hadronischen (c,d) Teil des SpaCals für 500 simulierte Boson-Gluon-Fusions- (a,c) bzw. resolved Photon-Ereignisse (b,d), in denen ein Myon in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens identifiziert wurde.*

Kapitel 7

Untersuchung der Erzeugungsmechanismen

In diesem Kapitel werde ich drei Aspekte der selektierten J/ψ-Ereignisse untersuchen: Den Transversalimpuls der J/ψ-Mesonen, die Energiedepositionen im SpaCal sowie die Polarwinkel der Zerfallsmyonen.

7.1 Der Transversalimpuls der J/ψ-Mesonen

Abbildung 7.1 zeigt die Transversalimpulsverteilungen der J/ψ-Kandidaten in den einzelnen Elastizitätsbereichen für die jeweils günstigste Kombination von Triggern. Die Wahl der Trigger und die entsprechenden Massenspektren sind aus folgenden Abbildungen zu entnehmen: Abb.6.1 für $0.45 < z < 0.6$, Abb.6.2 für $0.3 < z < 0.45$, Abb.6.3(1995) bzw. Abb.6.6(1996) für $0.1 < z < 0.3$ und Abb.6.7 für $z < 0.1$. Dargestellt wurden die Myonpaare aus 1995 und 1996 mit einer invarianten Masse zwischen 2.8 GeV und 3.4 GeV, wobei die Transversalimpulsverteilungen der entgegengesetzt geladenen und der gleichgeladenen Myonpaare von einander subtrahiert wurden, um den Untergrundanteil im Bereich des J/ψ-Signals zu berücksichtigen. Zum Vergleich ist die $p^2_{t,J/\psi}$-Verteilung für Monte-Carlo-Simulationen der Boson-Gluon-Fusion und des *resolved Photon*-Prozesses eingetragen, die entsprechend den Wirkungsquerschnitten, mit denen sie generiert worden sind (s. Abschnitt 2.3), gewichtet sind. Die Summe beider Monte-Carlo-Datensätze ist so normiert, daß sie im ersten $p^2_{t,J/\psi}$-Abschnitt die gleiche Anzahl von Einträgen aufweist wie die Verteilung der Daten. Für $z < 0.45$ stimmen die Verteilungen von Daten und Monte-Carlo-Simulationen innerhalb der statistischen Fehler überein. Im Bereich $0.45 < z < 0.6$ fällt jedoch auf, daß die Monte-Carlo-Verteilung deutlich steiler abfällt als die Verteilung der Daten. Dieser Effekt ist bereits in [Schi96] beobachtet worden. Er ist darauf zurückzuführen, daß die Berechnung in führender Ordnung von α_s, die der Monte-Carlo-Simulation zugrunde liegt, nicht ausreicht, um die Daten zu beschreiben, sondern daß dazu höhere Ordnungen nötig sind. Die Simulation des *resolved Photon*-Prozesses hingegen, die im niedrigsten z-Bereich verwendet wurde, weist bereits in führender Ordnung eine gute Übereinstimmung mit den Daten auf. Das Transversalimpulsspektrum wird ein wichtiges Mittel zur Separation verschiedener Erzeugungsmechanismen sein.

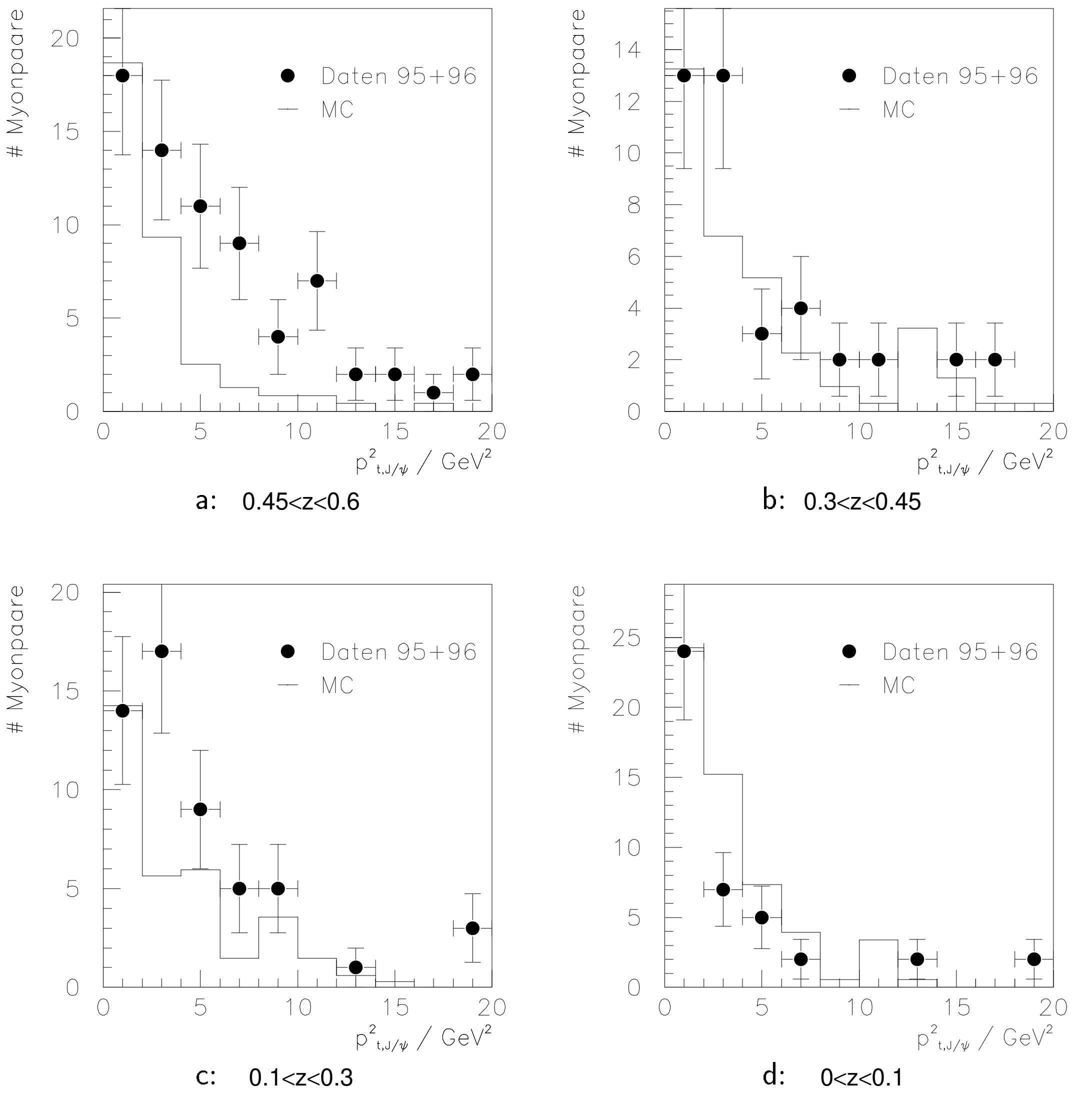


Abbildung 7.1: *$p^2_{t,J/\psi}$-Verteilung für Daten aus 1995 und 1996 sowie Monte-Carlo-Simulationen der Boson-Gluon-Fusion und des resolved Photon-Prozesses nach dem Myonqualitätsschnitt und den jeweiligen Triggerforderungen (s. Abb. 6.1, 6.2, 6.3 bzw. 6.6 und 6.7). Die Monte-Carlo-Datensätze sind relativ zueinander entsprechend den Wirkungsquerschnitten gewichtet, mit denen sie generiert worden sind, und auf die gleiche Anzahl von Einträgen im ersten Transversalimpulsabschnitt normiert, wie die Daten sie aufweisen.*

7.2 SpaCal-Klassen

Die relativ große Anzahl von Ereignissen bei sehr kleiner Elastizität, in denen ein SpaCal-Trigger gesetzt ist, veranlaßt dazu, die Energiedepositionen im rückwärtigen Kalorimeter näher zu untersuchen, und auf diese Weise Aufschluß über andere Erzeugungsmechanismen als die Boson-Gluon-Fusion zu erlangen. Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse sollten meist keine Aktivität im SpaCal zeigen, in einigen Fällen sollte jedoch das gestreute Positron nachgewiesen werden. Einen größeren Anteil an Ereignissen mit $Q^2 > 1$ GeV^2 erwartet man für den Zerfall von B-Mesonen. Bei den *resolved Photon*-Ereignissen sollte man zwar kein gestreutes Positron (s. Abschnitt 2.2.2), dafür aber den Photonrest im SpaCal identifizieren können, worauf ich in Abschnitt 7.2.1 genauer eingehen werde.

Um die Energiedepositionen im SpaCal in den Daten zu untersuchen, führe ich fünf „SpaCal-Klassen“ ein. Diese unterscheiden die Ereignisse entsprechend den in der DELE-Bank (s. Abschnitt 4.3) vermerkten Energiedepositionen von Kandidaten für das gestreute Positron sowie anhand der Energien der einzelnen Zellen im SpaCal folgendermaßen:

- SpaCal-Klasse 0 (Kandidaten für Boson-Gluon-Fusion in Photoproduktion): Es liegt kein Eintrag in der DELE-Bank vor und die Energiesumme der Zellen, deren x- und y-Koordinate dem Betrage nach kleiner als 20 cm sind, ist größer als die Energiesumme außerhalb dieses Quadrats.

- SpaCal-Klasse 1 („gute“ Kandidaten für DIS-Ereignisse (SpaCal)): Einer der Kandidaten in der DELE-Bank passiert sämtliche Schnitte, die das gestreute Positron im SpaCal definieren (s. Abschnitt 4.3).

- SpaCal-Klasse 2 (Kandidaten für *resolved Photon*-Ereignisse): Keiner der Einträge in der DELE-Bank besitzt eine Energie größer als 8 GeV oder es liegt kein Eintrag in der DELE-Bank vor, aber die Energiesumme der Zellen, deren x- und y-Koordinate dem Betrage nach kleiner als 20 cm sind, ist geringer als die Energiesumme außerhalb dieses Quadrats. Mindestens eine Zelle im SpaCal muß eine Energie von mehr als 1 GeV aufweisen.

- SpaCal-Klasse 3 („gute“ Kandidaten für DIS-Ereignisse (LAr)): Einer der Kandidaten in der DELE-Bank passiert sämtliche Schnitte, die das gestreute Positron im LAr-Kalorimeter definieren (s. Abschnitt 4.3).

- SpaCal-Klasse 4 (weitere Kandidaten für DIS-Ereignisse (SpaCal)): Es liegt zwar ein Eintrag mit einer Energie größer als 8 GeV in der DELE-Bank vor, aber dieser Kandidat erfüllt mindestens eine der sonstigen Anforderungen nicht, die im SpaCal oder LAr-Kalorimeter an ein gestreutes Positron gestellt werden.

Die letzten beiden Klassen haben, wie aus den späteren Abbildungen deutlich wird, für diese Analyse keine große Bedeutung und sind der Vollständigkeit halber erwähnt.

7.2.1 Monte-Carlo-Simulationen

Obwohl der Wirkungsquerschnitt der Boson-Gluon-Fusion bei kleinen Elastizitäten stark abnimmt, liefert dieser Prozeß im Bereich $0.1 < z < 0.3$ noch den größten Beitrag zur Anzahl der erwarteten J/ψ-Ereignisse und ist auch bei $z < 0.1$ noch vertreten (s. Tab. 5.5 bzw. 5.6). Die im SpaCal deponierte Energie liefert eine Möglichkeit, Boson-Gluon-Fusions- und *resolved Photon*-Ereignisse zu trennen. Daher werde ich sie zunächst anhand der generierten Vierervektoren und im Anschluß daran auf rekonstruiertem Niveau, also nach der Simulation der Detektorantwort, untersuchen.
Für *resolved Photon*-Ereignisse erwartet man durch den Photonrest eine wesentlich höhere Aktivität im rückwärtigen Bereich des Detektors, die sich zudem von der Signatur des gestreuten Positrons deutlich unterscheidet, da sie hadronischer Natur ist und sich über einen größeren Raumwinkelbereich erstreckt.

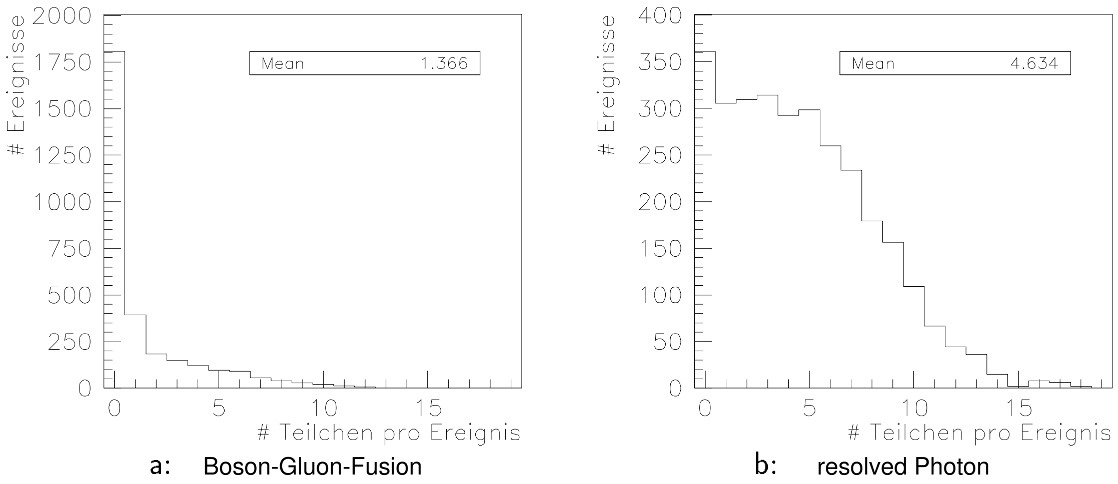


Abbildung 7.2: $\mathbf{0.0 < z < 0.6}$: *Anzahl der generierten Teilchen, die das SpaCal treffen, für a:* 3000 *Boson-Gluon-Fusions- und b:* 3000 *resolved Photon-Ereignisse. Der Mittelwert der Verteilung (mean) ist in GeV angegeben.*

Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, ist in Abbildung 7.2 für die jeweiligen Monte-Carlo-Datensätze die Anzahl der Teilchen auf Generator-Niveau, die ihrem Polarwinkel nach zu urteilen das SpaCal treffen würden, für $z < 0.6$ dargestellt. Es zeigt sich, daß bei vielen der *resolved Photon*-Ereignisse mehrere Teilchen im rückwärtigen Bereich zu finden sind, hingegen würde im Falle der Boson-Gluon-Fusion meist kein Teilchen das SpaCal treffen. Die Histogramme sind auf 3000 generierte Ereignisse im Bereich $z < 0.6$ normiert.

Abbildung 7.3 zeigt in den oberen vier Histogrammen die Energien, die die einzelnen Teilchen im SpaCal deponieren würden, wobei nach elektromagnetischen ($e^{\pm}, \gamma$) und hadronischen ($\pi^{\pm}, K^{\pm}$) Beiträgen getrennt wird. Die Verteilungen der Energie pro Teilchen weisen keine größeren Unterschiede zwischen dem *resolved Photon* Prozeß und der Boson-Gluon-Fusion auf. Da jedoch in den *resolved Photon*-Ereignissen eine erheblich höhere Anzahl von Teilchen beiträgt, ist die in den unteren vier Histogrammen dargestellte gesamte

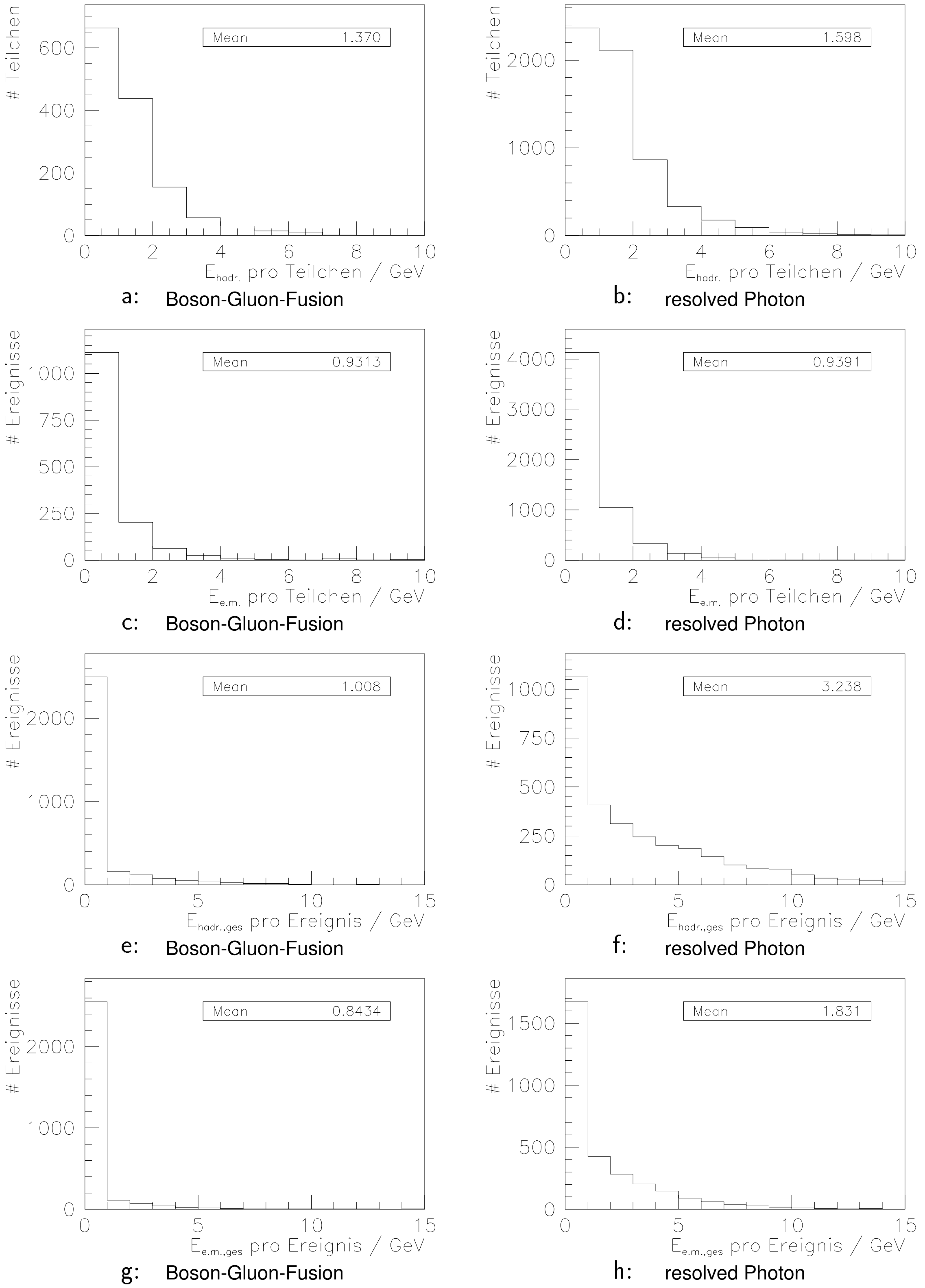


Abbildung 7.3: $0.0 < z < 0.6$: *Energien der generierten Teilchen, die das SpaCal treffen, (a bis d) und die daraus resultierende Gesamtenergie im SpaCal pro Ereignis (e bis g) für* 3000 *Boson-Gluon-Fusions- (linke Spalte) und* 3000 *resolved Photon-Ereignisse (rechte Spalte), wobei nach hadronischen (a, b, e und f) und elektromagnetischen Beiträgen getrennt worden ist. Der Mittelwert (mean) der SpaCal-Energie ist jeweils in GeV angegeben.*

Energiedeposition pro Ereignis sowohl im hadronischen als auch im elektromagnetischen Fall für diesen Prozeß größer als für die Boson-Gluon-Fusion. Der Mittelwert (*mean*) ist in GeV angegeben.

Nach der Rekonstruktion stehen in den Monte-Carlo-Datensätzen auch die SpaCal-Klassen zur Verfügung. Für jeweils 3000 Boson-Gluon-Fusion- und *resolved Photon*-Ereignisse ist die Verteilung der SpaCal-Klassen in Abbildung 7.4 dargestellt. Auf die SpaCal-Klasse 2 entfallen kaum Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse, während im Fall des *resolved Photon*-Prozesses die SpaCal-Klasse 2 etwa zwei Drittel der Ereignisse enthält. Auf die bei der Boson-Gluon-Fusion dominante SpaCal-Klasse 0 entfallen nur ca. ein Drittel der *resolved Photon*-Ereignisse. Die SpaCal-Klassen ermöglichen somit, speziell bei sehr kleinen Werten der Elastzität, einen weiteren Schnitt anzuwenden, den die *resolved Photon*-Ereignisse zum Großteil passieren, während er von Boson-Gluon-Fusions-Ereignissen nicht erfüllt wird. Wie sich im nächtsen Abschnitt zeigen wird, reduziert die Beschränkung auf SpaCal-Klasse 2 den Untergrund im Fall $z < 0.1$ erheblich.

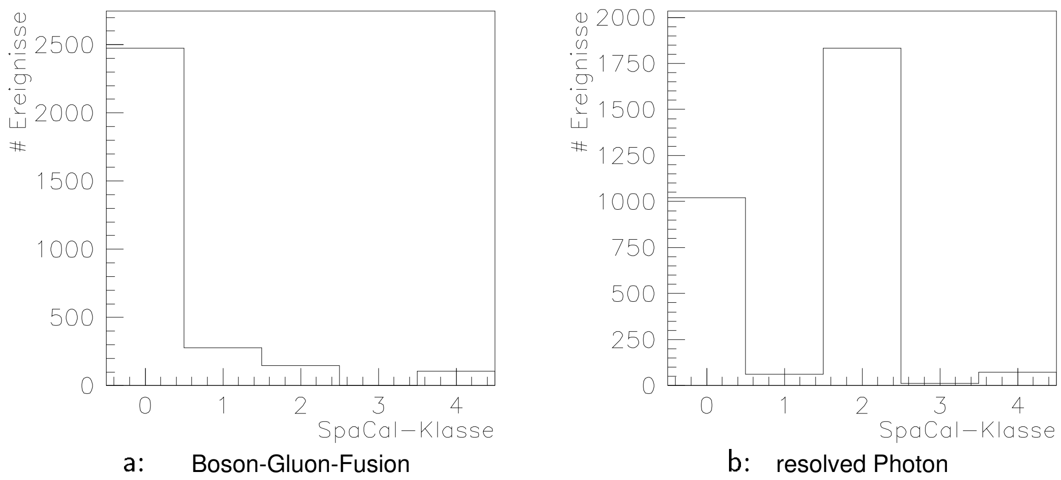


Abbildung 7.4: *Verteilung der SpaCal-Klassen nach dem Myonqualitätsschnitt für a:* 3000 *simulierte Boson-Gluon-Fusions- und b:* 3000 *simulierte resolved Photon-Ereignisse ohne Einschränkung der Elastizität.*

7.2.2 SpaCal-Klassen in den Daten

In diesem Abschnitt möchte ich die Verteilung der SpaCal-Klassen in den Daten sowie die entsprechenden Verteilungen der invarianten Masse diskutieren. Die Jahre 1995 und 1996 werde ich weiterhin separat behandeln, da sie sich aufgrund der geänderten Triggerbedingungen deutlich unterschiedlich verhalten (s. Kap. 6).
In den Abbildungen 7.5 und 7.6 ist für 1995 und 1996 in jedem Elastizitätsabschnitt die invariante Masse der Myonpaare gegen die SpaCal-Klasse aufgetragen. Zugrundegelegt

werden die Ereignisse, die den Myonqualitätsschnitt passieren, ohne daß Forderungen an die Trigger gestellt werden. Die Abbildungen 7.7 bis 7.9 zeigen für einige SpaCal-Klassen die Verteilung der invarianten Masse. Im folgenden möchte ich die z-Bereiche einzeln diskutieren:

$\mathbf{0.45 < z < 0.6}$: In diesem Elastizitätsintervall sind nur die ersten zwei Klassen vertreten (s. Abb. 7.5 oben). Die SpaCal-Klasse 0 enthält sowohl 1995 als auch 1996, wie man es in diesem von der Boson-Gluon-Fusion dominierten Abschnitt erwartet, das gesamte J/ψ-Signal, während sich in SpaCal-Klasse 1 ausschließlich Untergrund zeigt. In Abbildung 7.7 oben zeigen die Massenspektren der SpaCal-Klasse 0 ein deutliches J/ψ-Signal mit nur sehr geringem Untergrundanteil.

$\mathbf{0.3 < z < 0.45}$: Auch hier enthält die SpaCal-Klasse 0, also die Klasse der Kandidaten für Boson-Gluon-Fusion in Photoproduktion das gesamte J/ψ-Signal (s. Abb. 7.5 unten). Der Anteil der SpaCal-Klasse 1 hat sich erhöht, aber weder hier noch in der nun auch vertretenen SpaCal-Klasse 2 ist ein J/ψ-Signal zu erkennen. Abbildung 7.7 unten zeigt die Verteilungen der invarianten Masse für SpaCal-Klasse 0, die wiederum deutliche Maxima im Bereich der J/ψ-Masse aufweisen. 1996 ist ein deutlich höheres Untergrundniveau vorhanden.

$\mathbf{0.1 < z < 0.3}$: Im nächsten Elastizitätsabschnitt (s. Abb. 7.6 oben) deutet sich 1995 sowohl in SpaCal-Klasse 0 als auch in SpaCal-Klasse 1, also bei den Kandidaten für DIS-Ereignisse, und in SpaCal-Klasse 2 ein J/ψ-Signal an. Für diese Fälle ist die Verteilung der invarianten Masse in Abbildung 7.8 dargestellt. 1996 hingegen ist in keiner der SpaCal-Klassen ein signifikantes Maximum im Bereich der J/ψ-Masse auszumachen, auch nicht in der in Abbildung 7.8 gezeigten Massenverteilung für SpaCal-Klasse 0. Erstmals sind auch in den SpaCal-Klassen 3 und 4 einige Ereignisse zu finden.
Die J/ψ-Signale, die 1995 in SpaCal-Klasse 0 und 2 zu erkennnen sind, liegen im Rahmen der Erwartungen aus der Simulation der Boson-Gluon-Fusion bzw. des *resolved Photon*-Prozesses (vgl. Tab. 5.5). In Anbetracht dessen, daß in Tabelle 5.5 keine Triggereffizienzen berücksichtigt sind, erweisen sich die Erwartungen für den *resolved Photon*-Prozeß im Vergleich mit den Daten als zu gering.
Die Anzahl der Kandidaten für DIS-Ereignisse ist unerwartet groß. Aus der Boson-Gluon-Fusions-Simulation erwartet man in diesem Elastizitätsbereich nur sehr wenige SpaCal-Klasse-1-Ereignisse (vgl. Tab. 5.5 und Abb. 7.4). Von den drei in dieser Arbeit untersuchten Prozessen weisen die Ereignisse, in denen das J/ψ aus dem Zerfall eines B-Mesons stammt, mit fast 50% den höchsten Anteil von Ereignissen mit $Q^2 > 1$ GeV^2 auf (siehe Abschnitt 2.3). Es wird jedoch nur ein Teil davon in SpaCal-Klasse 1 rekonstruiert, so daß der Wirkungsquerschnitt mehr als zehnmal höher liegen müßte als angenommen, um zusammen mit der Boson-Gluon-Fusion das J/ψ-Signal in den DIS-Ereignissen zu erklären. Aus dem *resolved Photon*-Prozeß erwartet man keine Ereignisse mit so großer Virtualität, daß das gestreute Positron im SpaCal nachgewiesen werden könnte.

$0.0 < z < 0.1$: Im Bereich der kleinsten Elastizitäten fallen die meisten Ereignisse in SpaCal-Klasse 2, in der nur 1995 ein J/ψ-Signal erkennbar ist (s. Abb. 7.6 unten). Die anderen SpaCal-Klassen enthalten nur wenige, gleichmäßig über den gesamten Massenbereich verteilte Ereignisse. 1996 ist die SpaCal-Klasse 2 stark von Untergrund dominiert, dafür zeigt sich hier in SpaCal-Klasse 4 ein schwaches J/ψ-Signal. In Abbildung 7.9 ist das Spektrum der invarianten Masse 1995 für SpaCal-Klasse 1 und 2, 1996 für SpaCal-Klasse 2 und 4 dargestellt, die, mit Ausnahme der SpaCal-Klasse 2 aus 1996, J/ψ-Signale aufweisen, auch wenn es sich nur um wenige Ereignisse handelt. Wie im Bereich $0.1 < z < 0.3$ fällt auf, daß 1996, insbesondere in SpaCal-Klasse 2, viel mehr Untergrund vorhanden ist als 1995, was hauptsächlich auf die im vorherigen Abschnitt diskutierte Absenkung der Energieschwelle für die SpaCal-Trigger zurückzuführen ist.
Die Erwartungen aus der Boson-Gluon-Fusion können 1995 in keiner der SpaCal-Klassen diese Signale erklären, da in diesem Elastizitätsbereich insgesamt nur 6 Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse erwartet werden (vgl Tab. 5.5). Auf SpaCal-Klasse 4 entfallen 1996 nach Subtraktion des Untergrundes etwa 8 J/ψ-Ereignisse. Bei diesen Ereignissen, die eine genügend hohe Energiedeposition im SpaCal aufweisen, jedoch andere Anforderungen an einen Kandidaten für das gestreute Positron nicht erfüllen, kann man anhand der Verteilung der Größe $\sum_i E_i - p_{z,i}$, wobei i über alle Teilchen des Endzustandes läuft, feststellen, daß es sich dennoch um gestreute Positronen handelt. Diese 8 J/ψ-Ereignisse sind mehr als die Anzahl der aus der Boson-Gluon-Fusion erwarteten Ereignisse in SpaCal-Klasse 4 (vgl. Tab. 5.6 u. Abb. 7.4). Da in den in Abschnitt 5.2.2 vorgenommen Abschätzungen noch keine Triggereffizienzen und Untersetzungsfaktoren berücksichtigt sind, muß man auch hier zu dem Schluß gelangen, daß die Boson-Gluon-Fusion die beobachteten Ereignisse nicht allein erklären kann.

Zusammenfassend läßt sich folgendes feststellen: Im Bereich $0.3 < z < 0.6$ zeigt sich erwartungsgemäß kein Hinweis auf andere Erzeugungsmechanismen als die Boson-Gluon-Fusion. Wie in Abschnitt 5.2.2 deutet sich aber auch hier an, daß für $z < 0.3$ die Monte-Carlo-Simulationen nicht ausreichen, um die Daten zu beschreiben, daß also entweder die Wirkungsquerschnitte höher als angenommen sind oder daß noch weitere Prozesse in nennenswertem Umfang beitragen. Insbesondere zeigt sich ein Defizit bei Ereignissen mit hohem Q^2, sowie bei den Kandidaten für *resolved Photon*-Ereignisse.

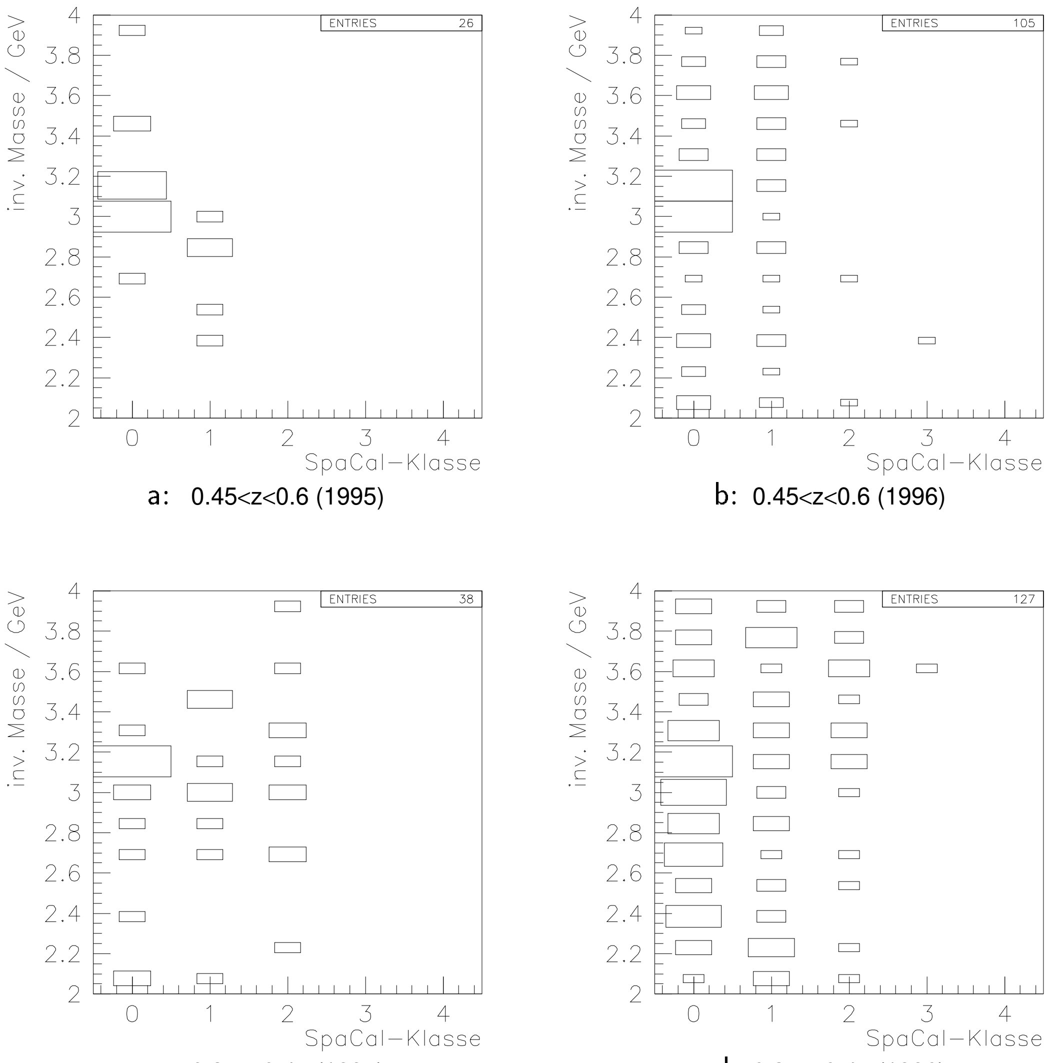


Abbildung 7.5: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare gegen die SpaCal-Klasse nach dem Myonqualitätsschnitt für* $\mathbf{0.45 < z < 0.6}$ *(a: 1995, b: 1996) und* $\mathbf{0.3 < z < 0.45}$ *(c: 1995, d: 1996) Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

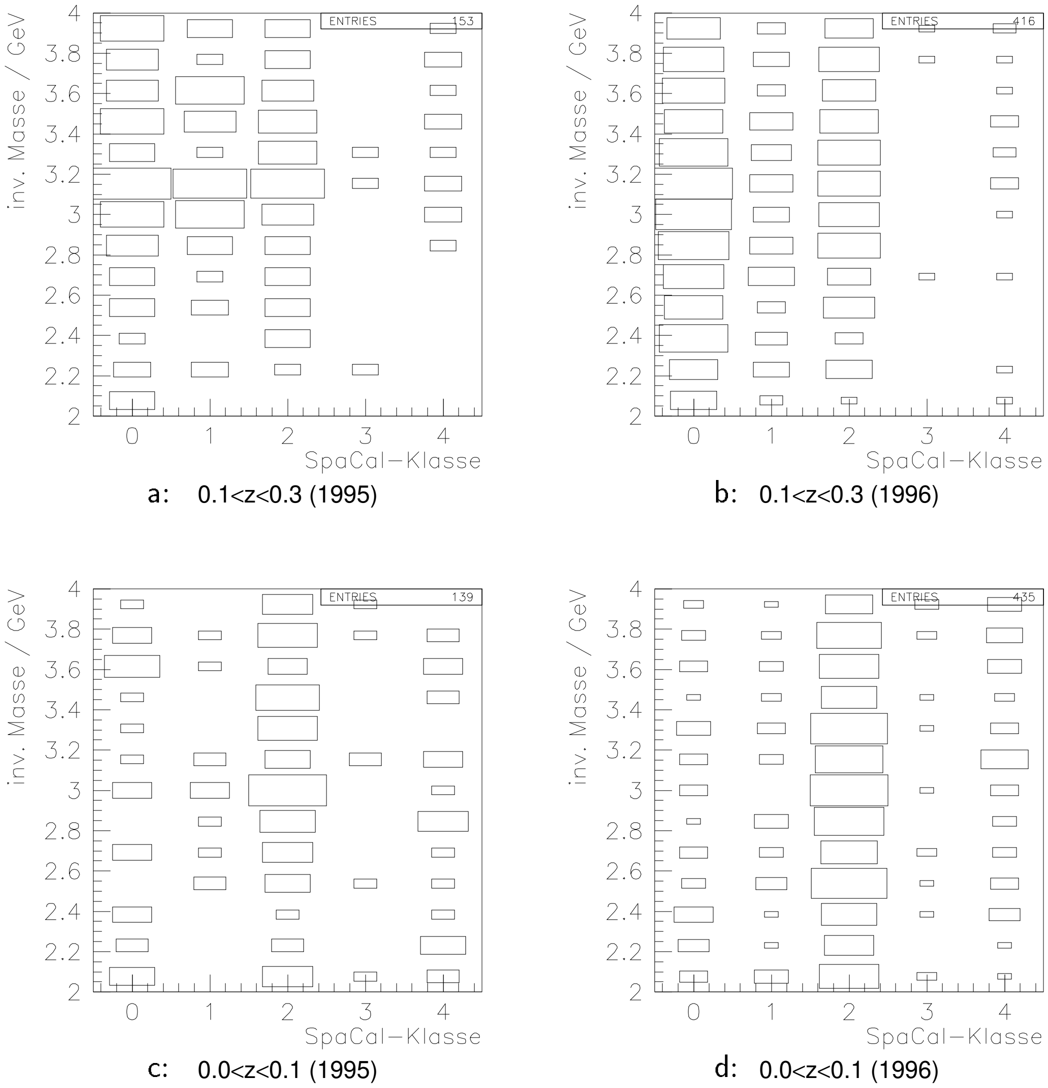


Abbildung 7.6: *Invariante Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare gegen die SpaCal-Klasse nach dem Myonqualitätsschnitt für* $\mathbf{0.1 < z < 0.3}$ *(a: 1995, b: 1996) und* $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$ *(c: 1995, d: 1996). Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

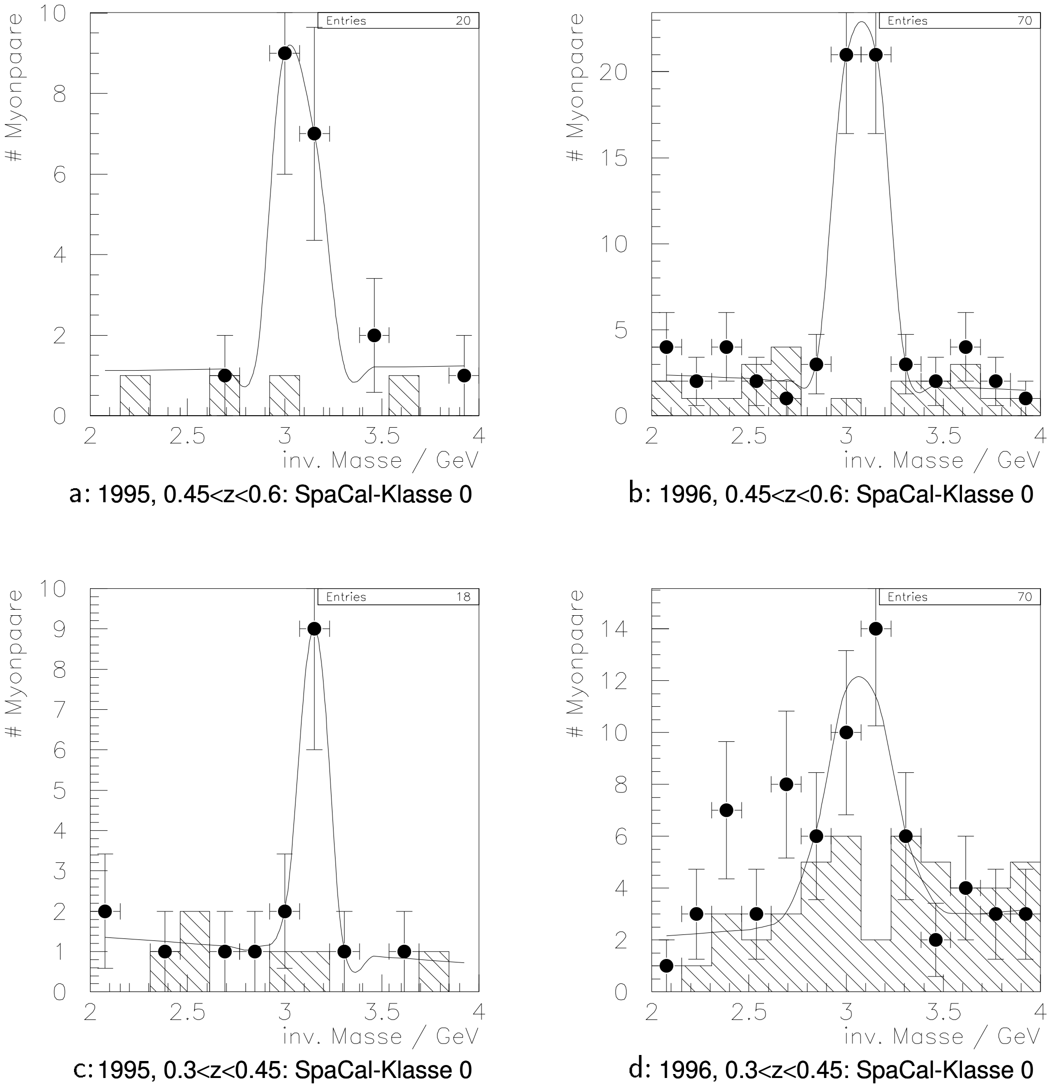


Abbildung 7.7: *Verteilung der invarianten Masse in SpaCal-Klasse* 0 *für* $\mathbf{0.45 < z < 0.6}$ *(a: 1995, b: 1996) und* $\mathbf{0.3 < z < 0.45}$ *(c: 1995, d: 1996). Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

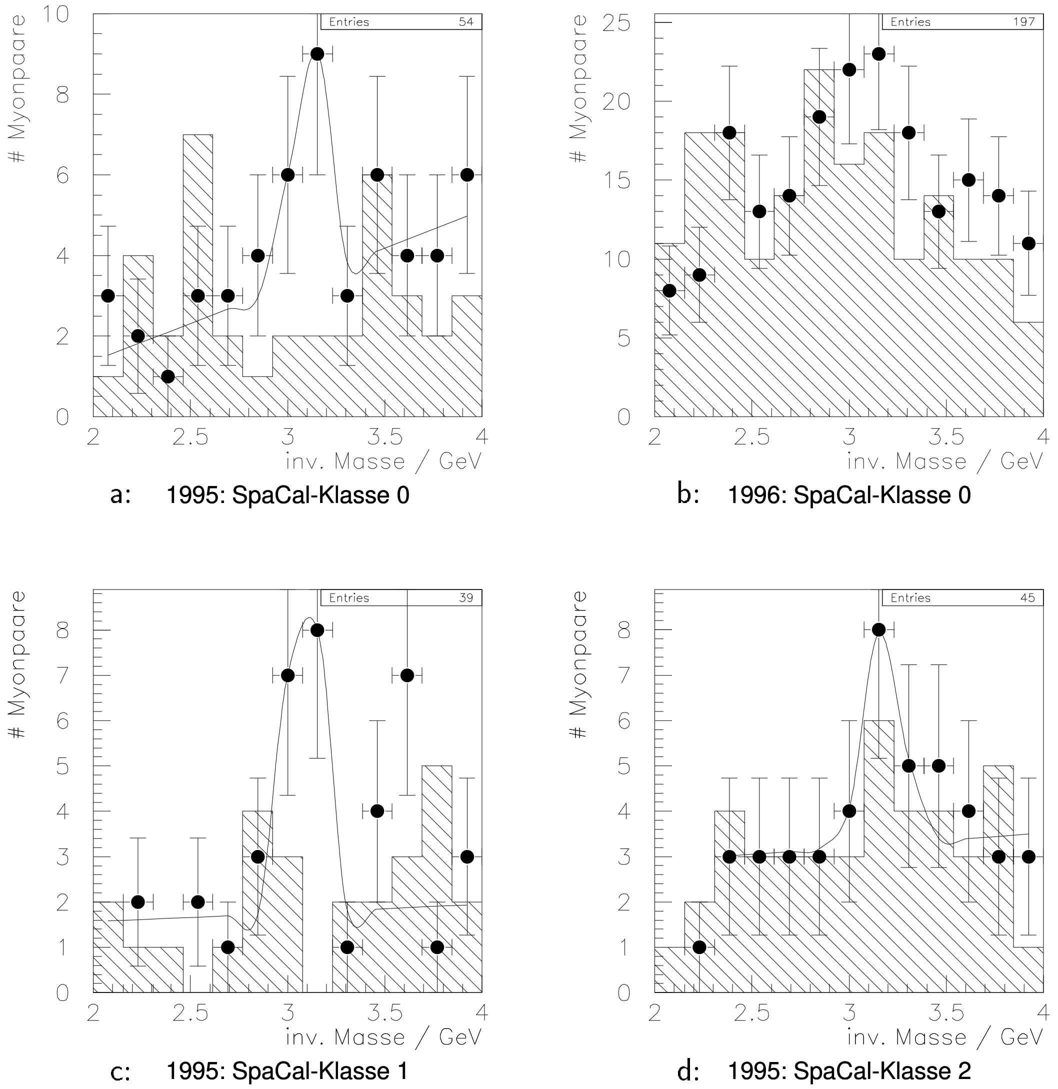


Abbildung 7.8: $0.1 < z < 0.3$: *Verteilung der invarianten Masse für verschiedene SpaCal-Klassen. a: SpaCal-Klasse* 0 *1995, b: SpaCal-Klasse* 0 *1996, c: SpaCal-Klasse* 1 *1995, d: SpaCal-Klasse* 2 *1995. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

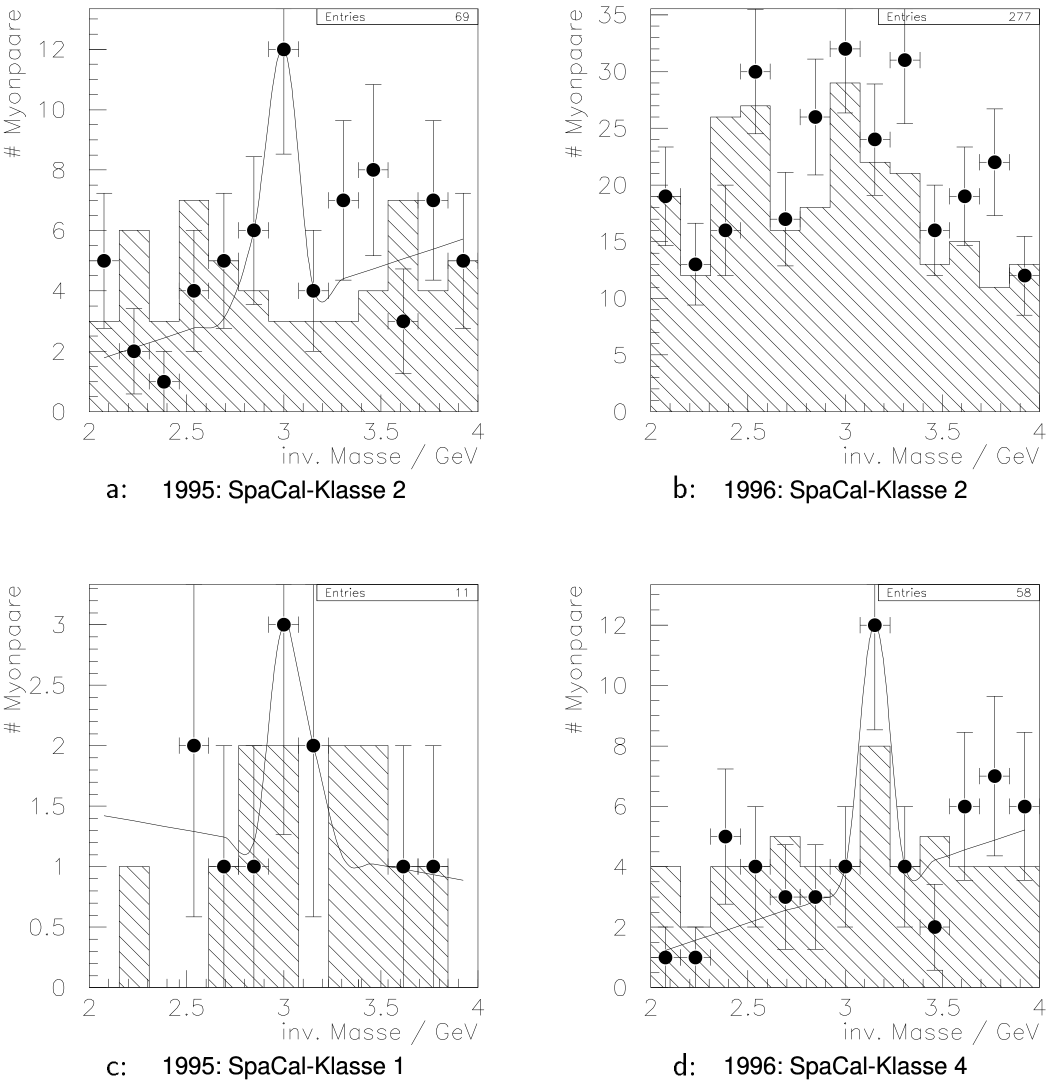


Abbildung 7.9: $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$: *Verteilung der invarianten Masse für verschiedene SpaCal-Klassen. a: SpaCal-Klasse* 2 *1995, b: SpaCal-Klasse* 2 *1996, c: SpaCal-Klasse* 1 *1995, d: SpaCal-Klasse* 4 *1996. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

7.3 Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen

Bislang wurden an den Polarwinkel ϑ_μ der Zerfallsmyonen keine Anforderungen gestellt. In Kapitel 2 habe ich die Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen für die drei simulierten Erzeugungsmechanismen vorgestellt (s. Abb. 2.10). Es zeigte sich, daß ϑ_μ mit abnehmender Elastizität im Mittel immer kleiner wurde. Daher unterteile ich die in den Daten selektierten Ereignisse nun nach der Anzahl der Myonen, deren Polarwinkel ϑ_μ weniger als 20° beträgt. Die Myonpaare, bei denen für beide Myonen $\vartheta_\mu > 20°$ gilt, bezeichne ich als „zentral“, den Rest, bei dem also mindestens ein Myon einen Polarwinkel kleiner als 20° besitzt, nenne ich „vorwärts“.

$\mathbf{0.45 < z < 0.6}$: In Abbildung 7.10 sind die entsprechenden Verteilungen der invarianten Masse für SpaCal-Klasse 0 dargestellt. Es zeigt sich, daß die „vorwärts“-Ereignisse nur in geringem Maße zum Signal beitragen. Abbildung 7.14 zeigt ein Ereignis der SpaCal-Klasse 0 aus 1996. Die beiden Myonen liegen im Zentralbereich und sind sowohl im LAr-Kalorimeter als auch im instrumentierten Eisen identifiziert worden. Die Myonen sind die Teilchen mit dem größten Polarwinkel; im rückwärtigen Bereich des Detektors ist keine Aktivität zu erkennen. Die Photon-Proton-Schwerpunktenergie beträgt 120 GeV.

$\mathbf{0.3 < z < 0.45}$: Abbildung 7.11zeigt, daß insbesondere 1996 die Ereignisse mit mindestens einem Myon in Vorwärtsrichtung Untergrund darstellen. Im Vergleich mit Abbildung 7.7.*d* verdeutlicht sich 1996 das J/ψ-Signal erheblich, wenn man nur Ereignisse mit zwei zentralen Myonen berücksichtigt.

$\mathbf{0.1 < z < 0.3}$: Für diesen Bereich sind mehrere SpaCal-Klassen zu betrachten. In Abbildung 7.12 sind für 1995 SpaCal-Klasse 0 und SpaCal-Klasse 1 dargestellt, für 1996 nur SpaCal-Klasse 0. In allen drei Fällen zeigt sich eine ähnliche Situation wie im vorhergehenden z-Abschnitt, denn auch hier trägt die Gruppe „vorwärts“ nicht zum J/ψ-Signal bei, daß sogar 1996 für beide Gruppen zusammen nicht zu erkennen ist.

$\mathbf{0.0 < z < 0.1}$: Abbildung 7.13 zeigt die Verteilung der invarianten Masse 1995 für SpaCal-Klasse 1 und SpaCal-Klasse 2, 1996 für SpaCal-Klasse 2. Im letzteren Fall ist ebenfalls nur für die Ereignisse mit zwei zentralen Myonen ein Maximum im Bereich der J/ψ-Masse zu erkennen. 1995 verhält es sich gerade anders herum; hier wird das J/ψ-Signal von den Ereignissen mit mindestens einem Myon in Vorwärtsrichtung gebildet, wie man es für kleine Werte der Elastizität erwartet. 1996 sollte daher ebenfalls ein J/ψ-Signal zu identifizieren sein, wenn es gelingt, den Untergrund weiter zu reduzieren. Dazu müßte man wahrscheinlich den Effekt der abgesenkten SpaCal-Energieschwelle besser verstehen. Fordert man, daß einer der Trigger S19, S57, S82 und S87 angesprochen hat (s. Abschnitt 6), so verdeutlicht sich das Signal bei den Ereignissen mit zwei Myonen im Zentralbereich, bei den Ereignissen mit mindestens einem Vorwärtsmyon verliert man jedoch fast alle Ereignisse, da hauptsächlich S2 und, aufgrund des geringen Polarwinkels der Myonen, nicht einer der Myontrigger angesprochen hat.
Die Abbildungen 7.15 bis 7.17 zeigen Beispiele für Ereignisse der SpaCal-Klasse 2 aus 1995 und 1996. Auffällig ist stets die starke Aktivität im SpaCal, insbesondere im ha-

dronischen Teil. Eines der Myonen besitzt einen kleinen Polarwinkel und hat sowohl im LAr-Kalorimeter als auch im instrumentierten Eisen eine Spur hinterlassen, während das zentrale Myon nur im Kalorimeter identifiziert wurde. In den Abbildungen 7.16 und 7.17 ist ein vergrößerter Ausschnitt der Seitenansicht dargestellt, um die Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter besser sichtbar zu machen. Die geringe Anzahl von Spuren ist nicht repräsentativ für Ereignisse in diesem Elastizitätsbereich. Diese drei Ereignisse wurden vielmehr aufgrund der niedrigen Multiplizität ausgewählt, da sich andernfalls die optische Interpretation sehr schwierig gestaltet.

In den ersten drei Elastizitätsintervallen sind also die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons vorwiegend im Zentralbereich des Detektors zu finden. Lediglich für $z < 0.1$ besitzt die Mehrheit der J/ψ-Ereignisse mindestens ein Myon in Vorwärtsrichtung, wie man es für *resolved Photon*-Ereignisse erwartet.

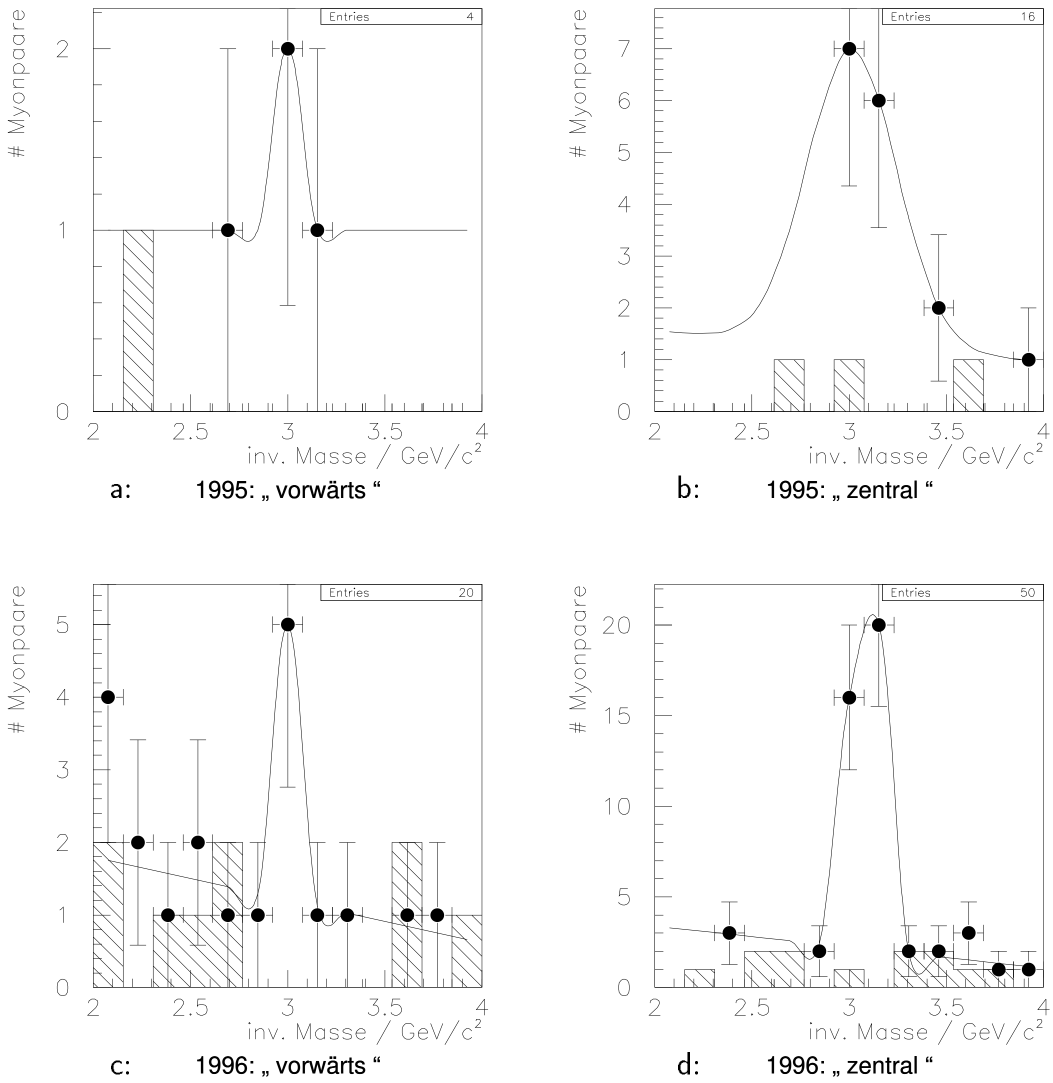


Abbildung 7.10: 0.45 $<$ z $<$ 0.6, *SpaCal-Klasse* 0*: Invariante Masse für Myonpaare aus mindestens einem Myon mit $\vartheta_\mu < 20°$ („vorwärts“) und aus zwei Myonen mit $\vartheta_\mu > 20°$ („zentral“). a: 1995: „vorwärts“, b: 1995: „zentral“, c: 1996: „vorwärts“, d: 1996: „zentral“. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

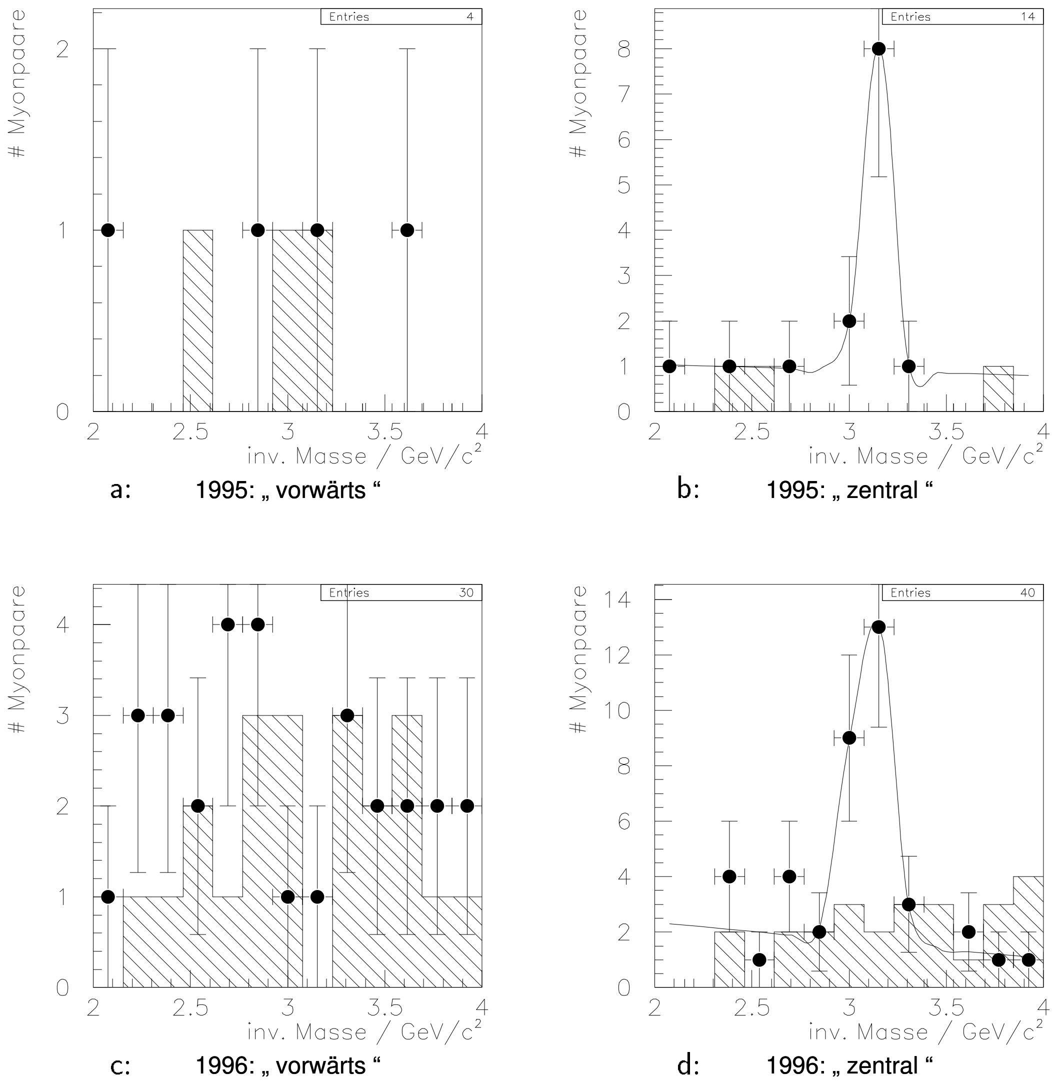


Abbildung 7.11: 0.3 $<$ z $<$ 0.45, *SpaCal-Klasse* 0*: Invariante Masse für Myonpaare aus mindestens einem Myon mit $\vartheta_\mu < 20°$ („vorwärts“) und aus zwei Myonen mit $\vartheta_\mu > 20°$ („zentral“). a: 1995: „vorwärts“, b: 1995: „zentral“, c: 1996: „vorwärts“, d: 1996: „zentral“. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

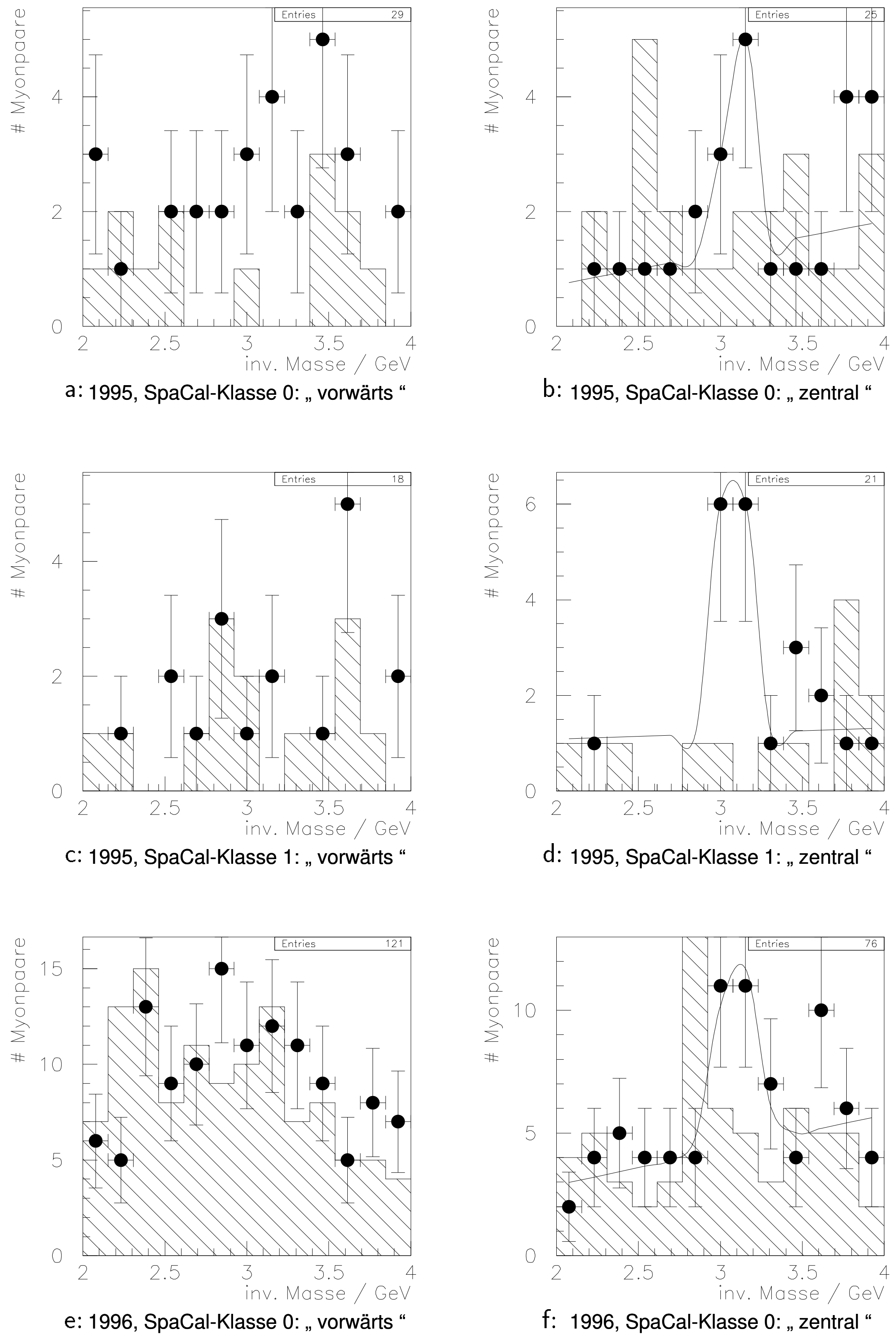


Abbildung 7.12: $0.1 < z < 0.3$: *Invariante Masse für Myonpaare aus mindestens einem Myon mit $\vartheta_\mu < 20°$ („vorwärts“) und aus zwei Myonen mit $\vartheta_\mu > 20°$ („zentral“). a: 1995, SpaCal-Klasse 0: „vorwärts“, b: 1995, SpaCal-Klasse 0: „zentral“, c: 1995, SpaCal-Klasse 1: „vorwärts“, d: 1995, SpaCal-Klasse 1: „zentral“, e: 1996, SpaCal-Klasse 0: „vorwärts“, f: 1996, SpaCal-Klasse 0: „zentral“. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

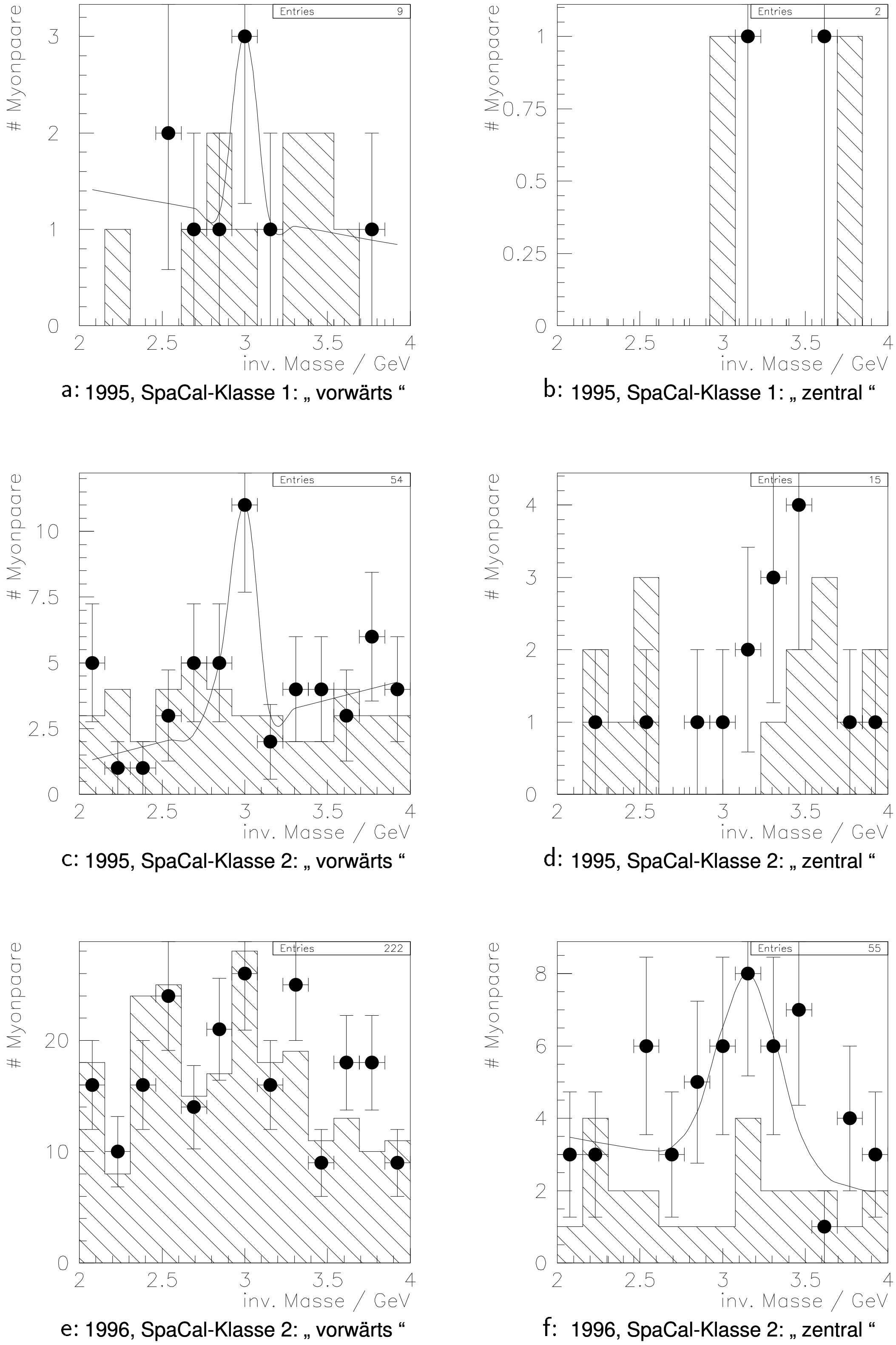


Abbildung 7.13: *1995,* $\mathbf{z < 0.1}$*, SpaCal-Klassen* 0, 2 *und* 1*: Invariante Masse für Myonpaare aus mindestens einem Myon mit* $\vartheta_\mu < 20°$ *(„vorwärts“) und aus zwei Myonen mit* $\vartheta_\mu > 20°$ *(„zentral“). a: 1995, SpaCal-Klasse* 1*: „vorwärts“, b: 1995, SpaCal-Klasse* 1*: „zentral“, c: 1995, SpaCal-Klasse* 2*: „vorwärts“, d: 1995, SpaCal-Klasse* 2*: „zentral“, e: 1996, SpaCal-Klasse* 2*: „vorwärts“, f: 1996, SpaCal-Klasse* 2*: „zentral“. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*

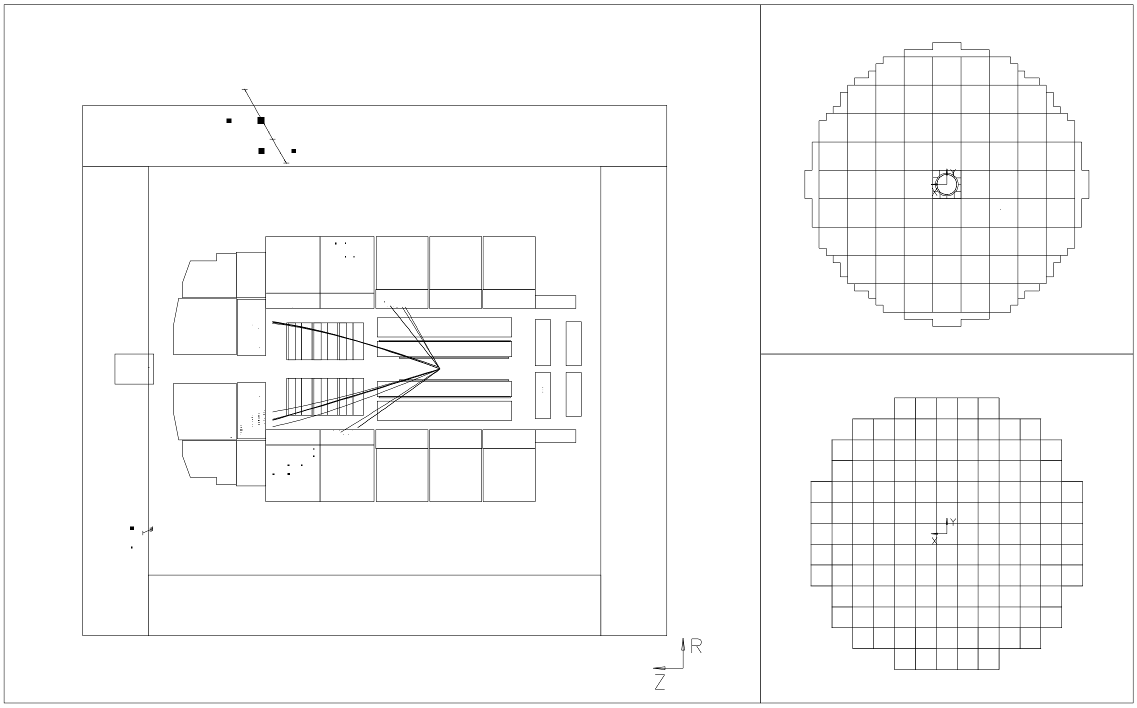


Abbildung 7.14: Beispiel für ein Ereignis mit $0.45 < z < 0.6$ aus SpaCal-Klasse 0 (1996): $M_{\mu\mu} = 3.05$ GeV, $W_{\gamma p} = 120$ GeV. Links: Seitenansicht des H1-Detektors, rechts: elektromagnetischer (oben) und hadronischer (unten) Teil des SpaCals in Frontalansicht.

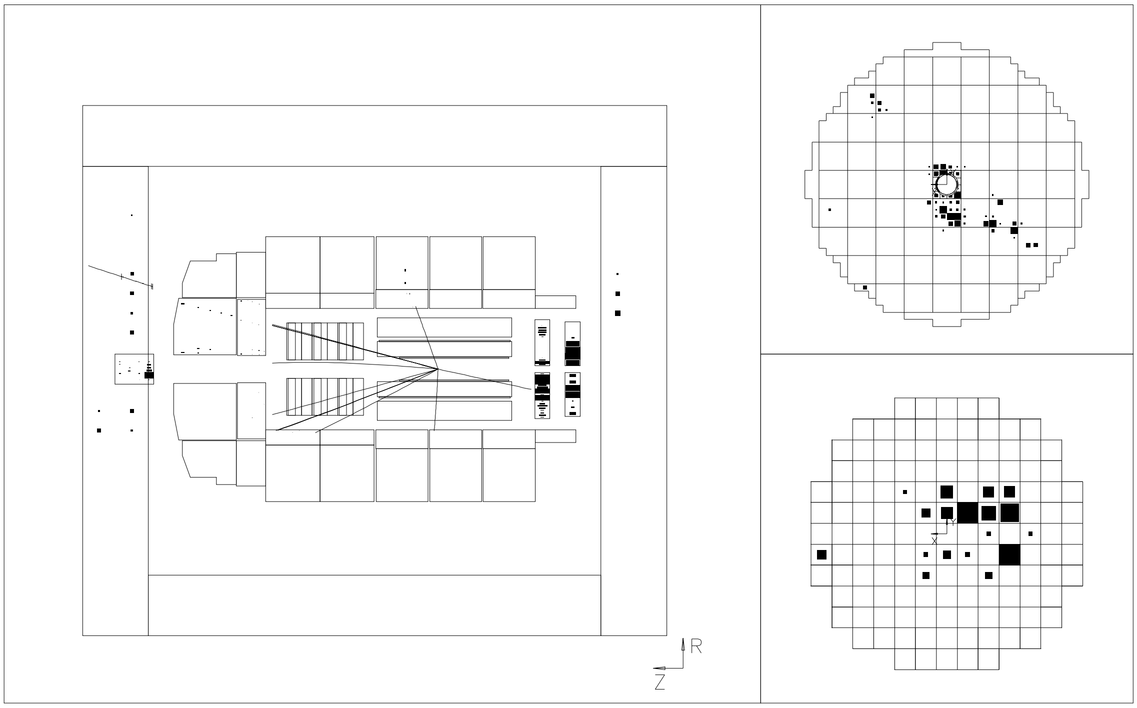


Abbildung 7.15: Beispiel für ein Ereignis mit $0.0 < z < 0.1$ aus SpaCal-Klasse 2 (1995): $M_{\mu\mu} = 2.99$ GeV, $W_{\gamma p} = 280$ GeV. Links: Seitenansicht des H1-Detektors, rechts: elektromagnetischer (oben) und hadronischer (unten) Teil des SpaCals in Frontalansicht.

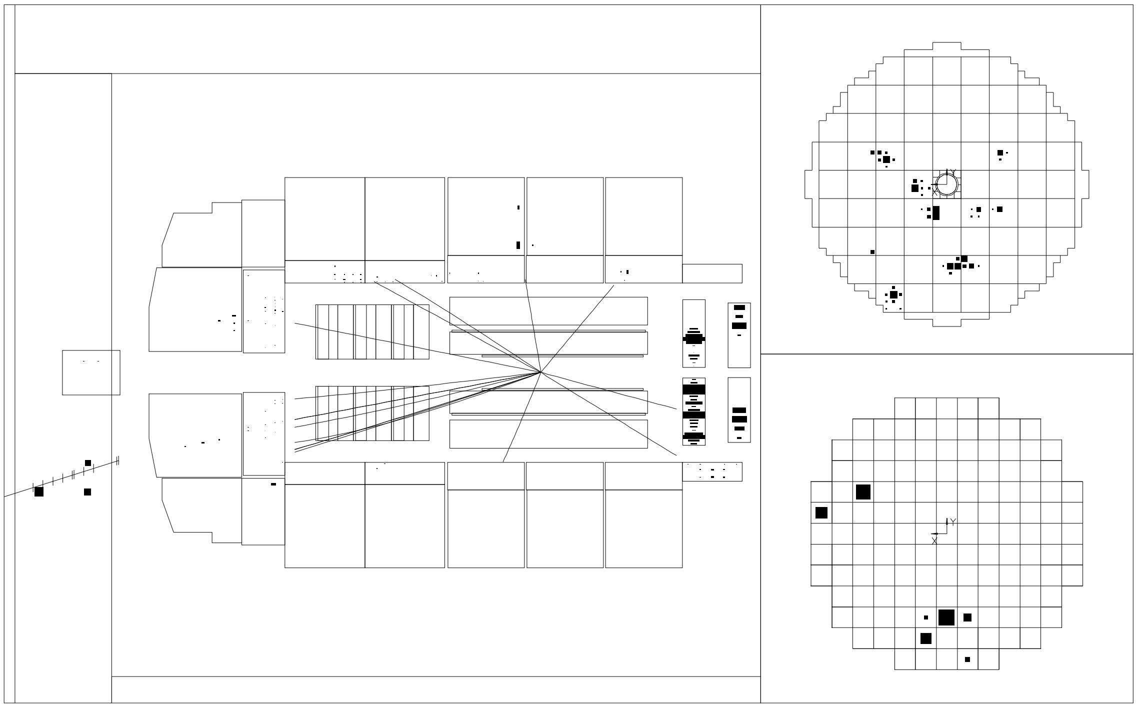


Abbildung 7.16: Beispiel für ein Ereignis mit $0.0 < z < 0.1$ aus SpaCal-Klasse 2 (1996): $M_{\mu\mu} = 3.15$ GeV, $W_{\gamma p} = 220$ GeV. Links: Ausschnitt aus der Seitenansicht des H1-Detektors, rechts: elektromagnetischer (oben) und hadronischer (unten) Teil des SpaCals in Frontalansicht.

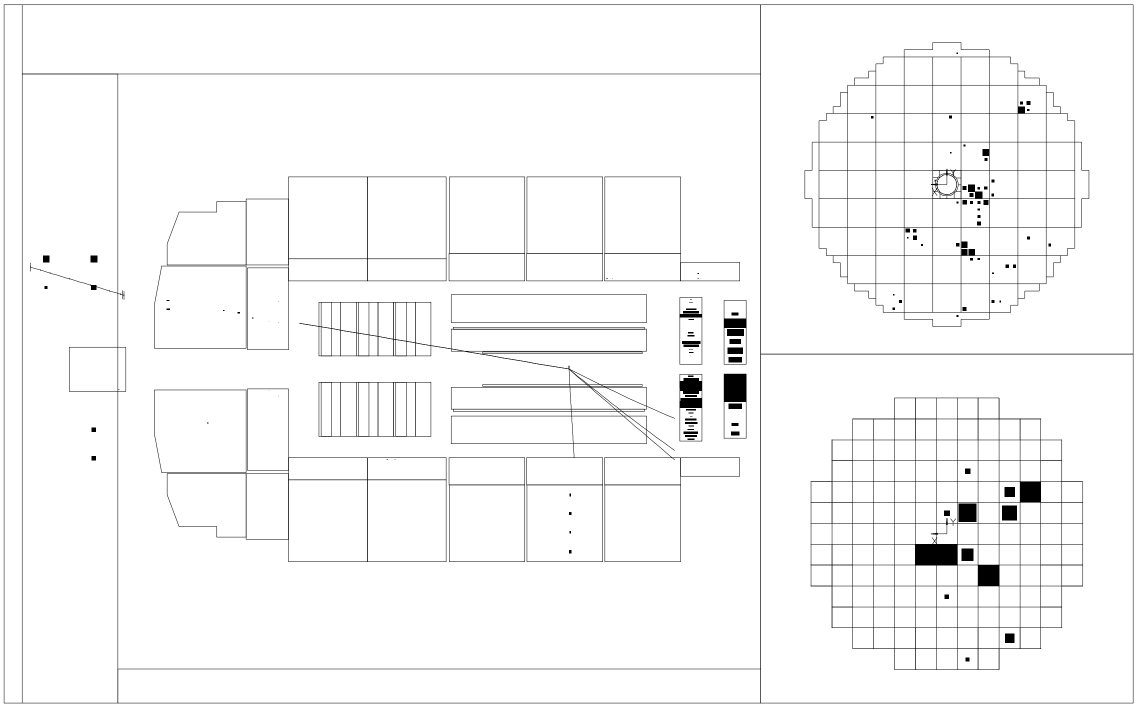


Abbildung 7.17: Beispiel für ein Ereignis mit $0.0 < z < 0.1$ aus SpaCal-Klasse 2 (1995): $M_{\mu\mu} = 3.02$ GeV, $W_{\gamma p} = 210$ GeV. Links: Ausschnitt aus der Seitenansicht des H1-Detektors, rechts: elektromagnetischer (oben) und hadronischer (unten) Teil des SpaCals in Frontalansicht.

Kapitel 8

Abschätzung der Wirkungsquerschnitte

Nach dem Myonqualitätsschnitt und geeigneten Triggerforderungen erhält man in den vier in dieser Arbeit untersuchten Elastizitätsbereichen sowohl für 1995 als auch für 1996 ein J/ψ-Signal in der Verteilung der invarianten Masse der entgegengesetzt geladenen Myonpaare (s. Kapitel 6). Da der Bereich $z < 0.45$ bei H1 noch nicht analysiert worden ist, möchte ich in diesem Kapitel eine Abschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{\gamma p}/dz$ vornehmen. Das Intervall $0.45 < z < 0.6$ überlappt mit dem Bereich $0.45 < z < 0.9$, in dem $d\sigma_{\gamma p}/dz$ bereits gemessen worden ist [H196] und liefert daher eine Kontrollmöglichkeit für diese Abschätzung.
Um einen besseren Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen zu ermöglichen, nehme ich die Abschätzung nur für den Fall vor, daß der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons mindestens 1 GeV beträgt.
Für $0.1 < z < 0.6$ beschränke ich mich auf 1996, da sich 1995 nicht nur die Zusammensetzung, sondern auch die Untersetzungsfaktoren der einzelnen Trigger für diesen Elastizitätsbereich stark geändert haben, so daß eine einfache Abschätzung nicht möglich ist. Im Bereich der kleinsten Elastizitäten, $z < 0.1$, ist jedoch nach der Forderung $p_{t,J/\psi} > 1$ GeV kein J/ψ-Signal mehr zu erkennen (s. Abb. 8.1). Daher verwende ich in diesem Fall ausschließlich die in 1995 aufgezeichneten Daten.
Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\gamma p}/dz$ der J/ψ-Produktion in Photon-Proton-Wechselwirkung berechnet sich nach der folgenden Formel:

$$\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dz} = \frac{N}{\mathcal{L}\, V\, A\, \epsilon_{rek}\, \epsilon_{trig}\, \overline{U}^{-1}\, \Delta z\, \Phi} \tag{8.1}$$

Dabei steht N für die Anzahl der Ereignisse im Signal nach Subtraktion des Untergrundes, $\mathcal{L}$ für die integrierte Luminosität, V für das Verzweigungsverhältnis des myonischen Zerfallskanals, A für die geometrische Akzeptanz des Detektors, ϵ_{rek} für die Effizienz der Rekonstruktion und der Analyseschnitte, ϵ_{trig} für die Effizienz der Trigger, wobei ich einen mittleren Untersetzungsfaktor $\overline{U}$ berücksichtige, Δz für die Breite des betrachteten z-Intervalls sowie Φ für den Photonfluß, der in Abhängigkeit von Q^2 und $W_{\gamma p}$ numerisch berechnet wird.

Die Werte der einzelnen Größen habe ich folgendermaßen abgeschätzt:

N: Die Anzahl der Ereignisse nach Subtraktion des Untergrundes ist aus Abbildung 8.2 entnommen.

A, ϵ_{rek}: Der Effekt der eingeschränkten Akzeptanz des Detektors sowie die Effizienz des Myonqualitätsschnitts wurde für $p_{t,J/\psi} \geq 1$ GeV aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Die Differenz zu den in Tabelle 5.1 bis 5.4 angegebenen Werten beträgt etwa 0.03. In den einzelnen Elastizitätsbereichen hier wie auch zur Bestimmung der Triggereffizienzen wurden verschiedene Monte-Carlo-Datensätze verwendet:

$0.0 < z < 0.1$: Es wurde nur die *resolved Photon*-Simulation benutzt.

$0.1 < z < 0.3$: Die *resolved Photon*- und die Boson-Gluon-Fusions-Simulationen wurden entsprechend der Anzahl der jeweils erwarteten Ereignisse (vgl. Tab. 5.6) zugrunde gelegt.

$0.3 < z < 0.45$: Es wurde ausschließlich die Boson-Gluon-Fusions-Simulation benutzt.

$0.45 < z < 0.6$: Auch hier wurde nur die Boson-Gluon-Fusions-Simulation verwendet.

ϵ_{trig}: Auch die Triggereffizienzen wurden anhand der Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Im einzelnen wurden folgende Trigger gefordert:

$0.0 < z < 0.1$: S2, S19, S87 (s. Abb. 6.7 b)

$0.1 < z < 0.3$: S19, S84, S87 (s. Abb. 6.6)

$0.3 < z < 0.45$: S19, S22, S84, S87 (s. Abb. 6.2 d)

$0.45 < z < 0.6$: S19, S22, S35, S87 (s. Abb. 6.1 d)

1996 hatten die ausgewählten Trigger mit Ausnahme weniger, kurzer Abschnitte keinen Untersetzungsfaktor. Für 1995 wurden die Untersetzungsfaktoren gemittelt, wobei die Trigger mit der Anzahl der Ereignisse, in denen sie angesprochen haben, gewichtet wurden. Dies war möglich, da hier pro Ereignis meist nur einer der ausgewählten Trigger angesprochen hat.

Φ: Der Photonfluß wurde für $Q^2 < 1$ GeV^2 und die $W_{\gamma p}$-Bereiche, in denen die Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten liegen und für die die Effizienzen bestimmt wurden, numerisch integriert:

$0.0 < z < 0.1$: 120 GeV$< W_{\gamma p} <$ 300 GeV

$0.1 < z < 0.3$: 40 GeV$< W_{\gamma p} <$ 300 GeV

$0.3 < z < 0.45$: 40 GeV$< W_{\gamma p} <$ 280 GeV

$0.45 < z < 0.6$: 40 GeV$< W_{\gamma p} <$ 200 GeV

z-Bereich	$0.0 < z < 0.1$	$0.1 < z < 0.3$	$0.3 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.6$
Jahr	1995	1996	1996	1996
N	15.0	28.0	19.0	34.0
$1/\sqrt{N}$	0.26	0.19	0.23	0.17
$\mathcal{L}$ / pb^{-1}	3.8	6.9	6.9	6.9
V	0.06	0.06	0.06	0.06
$A\,\epsilon_{rek}$	0.073	0.143	0.123	0.101
ϵ_{trig}	0.717	0.521	0.370	0.495
$\overline{U}$	2.6	1.0	1.0	1.0
Δz	0.10	0.20	0.15	0.15
$\overline{W}_{\gamma p}$ / GeV	250.3	161.5	144.8	145.8
Φ	0.0451	0.1410	0.1390	0.1260
$d\sigma_{\gamma p}/dz$ / nb	729.3	32.2	48.4	87.2

Tabelle 8.1: *Abschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{\gamma p}/dz$ in den vier untersuchten Elastizitätsintervallen.*

Die auf diese Weise erhaltenen Werte sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt. Eine Abschätzung für die statistischen Fehler ist durch $1/\sqrt{N}$ gegeben. Zusätztlich sind die Mittelwerte $\overline{W}_{\gamma p}$ der Photon-Proton-Schwerpunktenergie aufgelistet.

Bevor ein Vergleich mit früheren Messungen [Schi96] oder der theoretischen Vorhersage möglich ist, muß berücksichtigt werden, daß die hier zugrundegelegten Ereignisse im Mittel deutlich höhere Photon-Proton-Schwerpunktenergien aufweisen als der Wert von $W_{\gamma p} = 100$ GeV, bei dem sowohl die bisherige Analyse als auch die theoretischen Berechnungen durchgeführt worden sind. Für $z > 0.45$ ist der totale Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Werten von $W_{\gamma p}$ im Bereich von 30 GeV$< W_{\gamma p} < 150$ GeV gemessen worden [Schi96]. Extrapoliert man diese Messungen zu höheren Photon-Proton-Schwerpunktenergien und nimmt man an, daß sich die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nicht zu stark mit dem betrachteten Elastizitätsbereich verändert, so kann man daraus entnehmen, daß der Wert des Wirkungsquerschnitts bei $W_{\gamma p} = 250$ GeV mehr als doppelt so groß ist wie bei $W_{\gamma p} = 100$ GeV. Tabelle 8.2 enthält neben den abgeschätzten „$W_{\gamma p}$-Faktoren“ die Werte von $d\sigma_{\gamma p}/dz$ bei $W_{\gamma p} = 100$ GeV.

Die größten Beiträge zum systematischen Fehler liefern die Triggereffizienz, die Untersetzungsfaktoren sowie die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts bis zu $W_{\gamma p} = 250$ GeV. Die Fehler der Rekonstruktions- und Triggereffizienz sind bei kleinen Elastizitäten höher anzusiedeln, da für die Simulation des *resolved Photon*-Prozesses nicht bekannt ist, wie gut sie die Verteilungen der kinematischen Größen und der Trigger in den Daten tatsächlich beschreibt. Für die Boson-Gluon-Fusions-Simulation wurden entsprechende Untersuchungen in [Schi96] mit verschiedenen Strukturfunktionen durchgeführt. Da der Mittelwert

z-Bereich	$0.0 < z < 0.1$	$0.1 < z < 0.3$	$0.3 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.6$
Jahr	1995	1996	1996	1996
$\overline{W}_{\gamma p}$ / GeV	250.3	161.5	144.8	145.8
$d\sigma_{\gamma p}/dz$ / nb	729.3	32.2	48.4	87.2
$W_{\gamma p}$-Faktor	2.6	1.7	1.5	1.5
$d\sigma_{\gamma p}/dz$ / nb bei 100 GeV	280	19	32	58
stat. Fehler / nb	72	4	7	10
syst. Fehler / nb	140	8	10	17

Tabelle 8.2: *Umrechnung der Wirkungsquerschnitte auf $W_{\gamma p} = 100$ GeV, sowie die statistischen und systematischen Fehler. Der statistische Fehler wurde zu $1/\sqrt{N}$ angenommen, als systematischer Fehler sind für $z < 0.1$ 50%, für $0.1 < z < 0.3$ 40% sowie für $0.3 < z < 0.45$ und $0.45 < z < 0.6$ jeweils 30% des Wirkungsquerschnitts angegeben.*

der $W_{\gamma p}$-Verteilung mit abnehmender Elastizität wächst und daher $d\sigma/dW_{\gamma p}$ über einen größeren Bereich extrapoliert werden muß, trägt auch diese Fehlerquelle im niedrigsten z-Bereich am stärksten bei. Die Fehler der Luminosität, des Verzweigungsverhältnisses, des Photonflußes sowie der Subtraktion des Untergrundes sind im Vergleich zu den oben genannten Fehlern zu vernachlässigen. Für den Bereich $z < 0.1$ muß man daher einen systematischen Fehler von mindestens 50% annehmen, während es im Abschnitt $0.1 < z < 0.3$ 40% und für $0.3 < z < 0.6$ nur etwa 30% sind. Der statistische und der systematische Fehler sind ebenfalls in Tabelle 8.2 angegeben.

Abbildung 8.3 zeigt noch einmal die Vorhersage nach M.Krämer [Kräm97] für $d\sigma_{\gamma p}/dz$ mit *Color-Singlet*-und *Color-Octet*-Beiträgen sowie die bisher veröffentlichten Messwerte von H1 (schwarze Kreise) und ZEUS (schwarze Quadrate) (vgl. Abb. 2.5). Zusätzlich sind nun die Abschätzungen dieser Analyse als weiße Kreise dargestellt. Man erkennt die gute Übereinstimmung mit den Werten von H1 und ZEUS im Bereich $0.45 < z < 0.6$. Auch für die zwei nächst kleineren Werte der Elastizität liegen die abgeschätzten Werte nicht wesentlich höher über der *Color-Singlet*-Vorhersage als die veröffentlichten Werte von H1 und ZEUS. Die Form der Vorhersage, deren absolute Höhe aufgrund der eingehenden Parameter noch unsicher ist (schraffierter Bereich), geben sie gut wieder.
Im niedrigsten z-Abschnitt hingegen zeigt sich ein deutlicher Anstieg, so daß der abgeschätzte Wert des Wirkungsquerschnitts mehr als eine Größenordnung oberhalb der *Color-Singlet*-Vorhersage liegt. Mit $d\sigma_{\gamma p}/dz = 280$ nb ist der hier abgeschätzte Wert sogar einen Faktor drei größer als der unter Berücksichtigung der *Color-Octet*-Beiträge berechnete Wert von etwa 90 nb (s. Abb. 8.3), was allerdings im Rahmen der Fehler liegt. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die *Color-Octet*-Berechnungen den gleichen Unsicherheiten wie die *Color-Singlet*-Vorhersage unterliegen, die in Abbildung 8.3 durch den schraffierten Bereich angedeutet sind. Dazu kommen weitere Unsicherheiten durch die zugrunde gelegten Matrixelemente, die aus den Messungen am Tevatron extrahiert wurden [Kräm97].

In meine Abschätzung sind mehrere aus den Monte-Carlo-Simulationen bestimmte Größen eingegangen. Der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion scheint so gut verstanden zu sein, daß sich auch bei Verwendung der simulierten Effizienzen eine gute Übereinstimmung mit den sorgfältigeren Berechnungen zeigt, die früher durchgeführt wurden. Im Falle des *resolved Photon*-Prozesses muß dies jedoch nicht der Fall sein. Desweiteren steht mir die Simulation der SpaCal-Trigger nur in der 1996 zum Einsatz gekommenen Version zur Verfügung. Da die Schwellenergien der SpaCal-Trigger 1995 höher lagen als 1996, ist die Triggereffizienz für den Bereich $0.0 < z < 0.1$ etwas zu groß angenommen worden. Eine kleinere Triggereffizienz würde zu einem noch höheren Wert für den Wirkungsquerschnitt führen. Eine weitere erhebliche Fehlerquelle ist die Extrapolation von $d\sigma/dW_{\gamma p}$ um einen Faktor 2.5. Schließlich könnten noch weitere Mechanismen der J/ψ-Erzeugung zum Wirkungsquerschnitt beitragen, wie z.B. der Zerfall von B-Mesonen oder die assoziierte J/ψ-γ-Produktion, die in die hier zitierten Vorhersagen nicht einbezogen sind. Beiträge aus Fragmentationsprozessen spielen hier vermutlich keine Rolle, da die Transversalimpulse der J/ψ-Kandidaten mit weniger als 3 GeV dafür zu niedrig sind (s. Abb. 7.1).

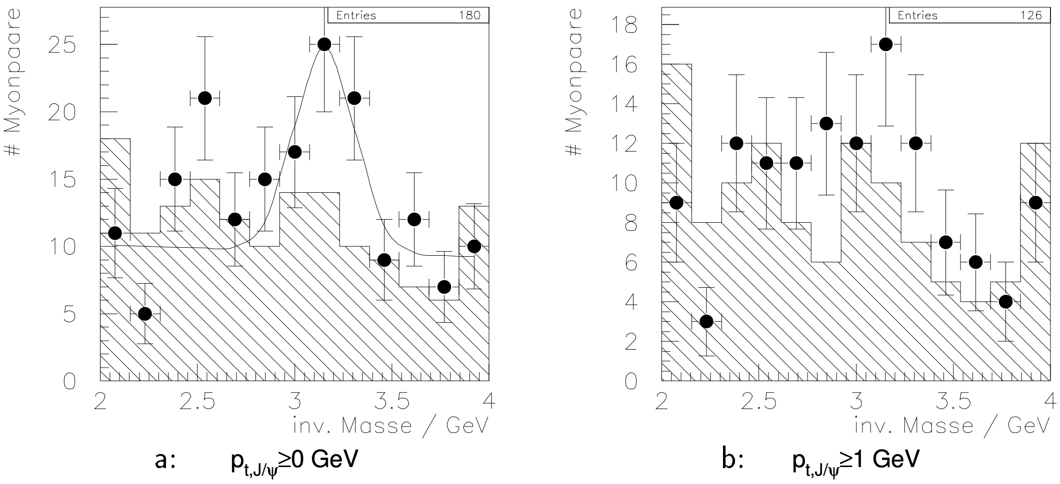


Abbildung 8.1: $\mathbf{0.0 < z < 0.1}$, *1996: Verteilungen der invarianten Masse nach Myonqualitätsschnitt und Triggerforderungen. Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.*
a: ohne Schnitt auf den Transversalimpuls des J/ψ-Kandidaten, b: mit $p_{t,J/\psi} > 1$ GeV.

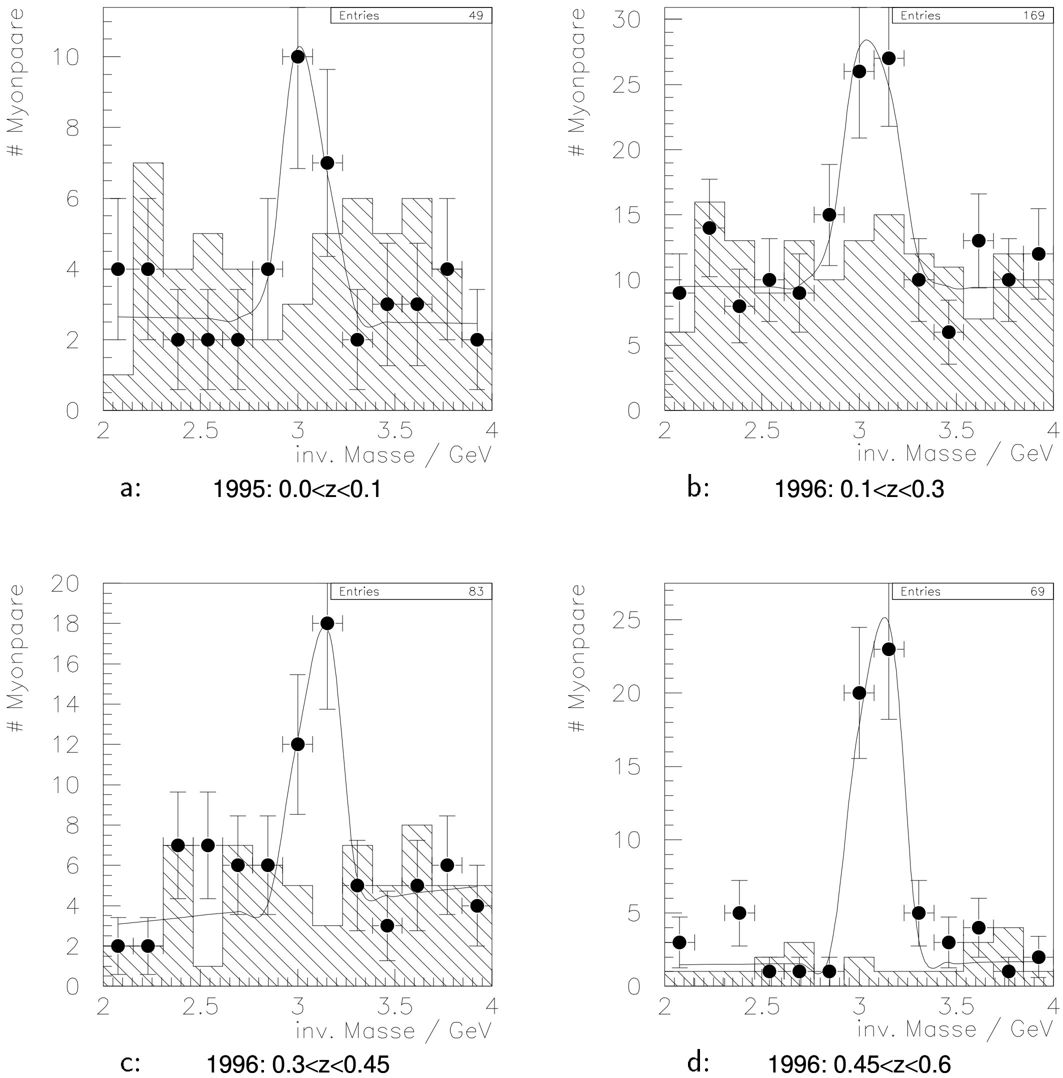


Abbildung 8.2: *Verteilungen der invarianten Masse mit* $p_{t,J/\psi} > 1$ *GeV, Myonqualitätsschnitt und Triggerforderungen, aus denen die Anzahl der Ereignisse zur Abschätzung der Wirkungsquerschnitte entnommen wurde:*
a: 1995, $0.0 < z < 0.1$*, b: 1996,* $0.1 < z < 0.3$*, c: 1996,* $0.3 < z < 0.45$*, d: 1996,* $0.45 < z < 0.6$*.*
Art der Darstellung: siehe Abbildung 5.1.

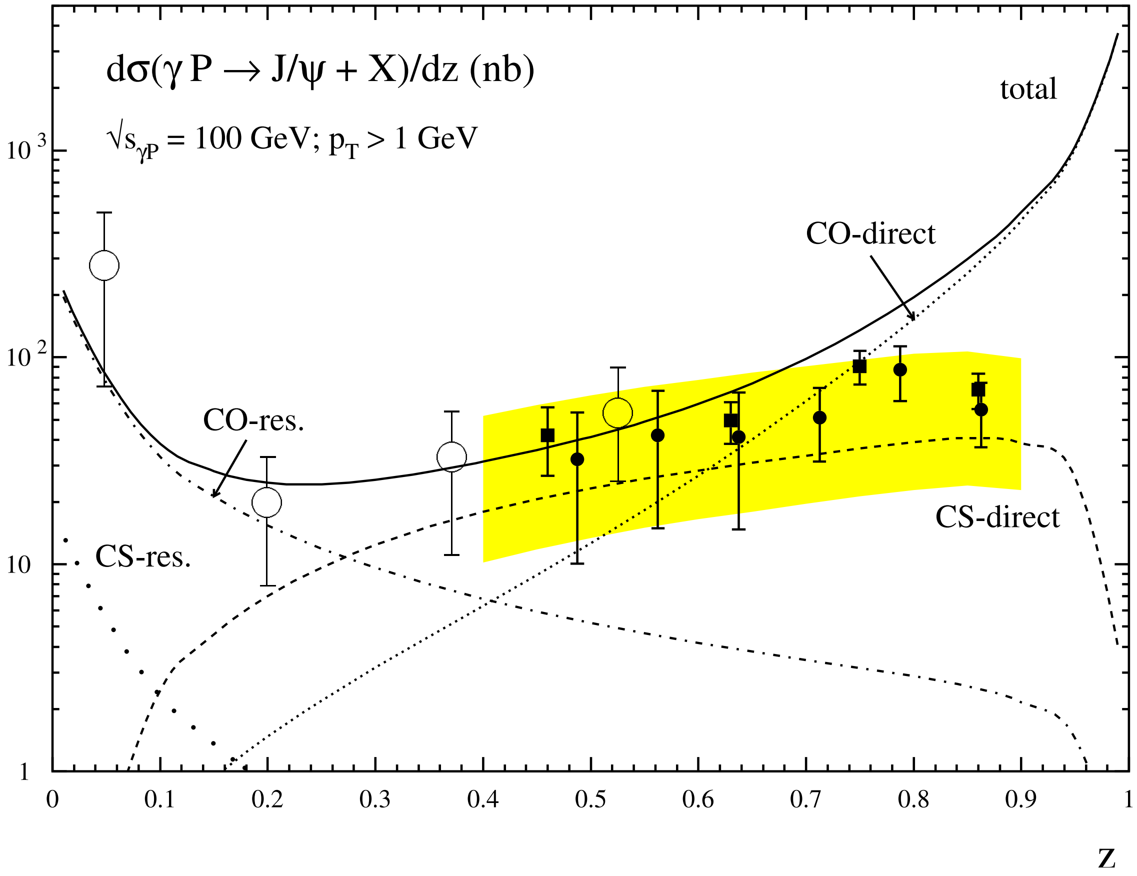


Abbildung 8.3: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ der inelastischen J/ψ-Produktion bei $W_{\gamma p} = 100$ GeV und $p_{t,J/\psi} > 1$ GeV. Die von den Experimenten H1 [H196] und ZEUS [ZEUS97] veröffentlichten Meßerte sind als schwarze Kreise bzw. Quadrate, die Abschätzungen dieser Analyse als weiße Kreise dargestellt. Die Balken symbolisieren die lineare (im Falle der veröffentlichten Werte die quadratische) Summe aus statistischem und systematischen Fehler. Gestrichelt: Boson-Gluon-Fusion im Color-Singlet-Modell, die Unsicherheit der Normierung aufgrund der Wahl für m_c ($m_c = 1.5$ GeV) und α_s ist als schraffierte Fläche dargestellt. Eng punktiert: Color-Octet-Beitrag zur Boson-Gluon-Fusion; weit punktiert: resolved Photon-Beitrag im Color-Singlet-Modell; strichpunktiert: Color-Octet-Beitrag zum resolved Photon-Prozeß. Die durchgezogene Kurve ist die Summe dieser vier Beiträge.*

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit hat sich mit dem Nachweis von J/ψ-Mesonen bei sehr kleinen Elastizitäten z[1] anhand der 1995 und 1996 beim H1-Experiment aufgezeichneten Daten beschäftigt. Es wurde erstmals bei allen Werten der Elastizität ein J/ψ-Signal beobachtet. Für $z < 0.3$ übersteigt die Anzahl der beobachteten Ereignisse die Erwartungen aus den Monte-Carlo-Simulationen, die auf dem *Color-Singlet*-Modell in führender Ordnung basieren.
Folgende Anforderungen müssen gestellt werden, um in allen Elastizitätsbereichen ein J/ψ-Signal nachweisen zu können: Nach der Selektion von Ereignissen mit Paaren aus entgegengesetzt geladenen Myonen sowie mindestens einer weiteren Spur wurde verlangt, daß mindestens eines der Myonen im instrumentierten Eisen nachgewiesen wurde. Zusätzlich wurde auf nur im Kalorimeter identifizierte Myonen ein Transversalimpulsschnitt von $p_{t,\mu} > 1$ GeV und auf nur im instrumentierten Eisen erkannte von $p_{t,\mu} > 1.4$ GeV andewendet. An den Transversalimpuls von Myonen, die sowohl im Eisen als auch im Kalorimeter nachgewiesen worden sind, wurden keine weiteren Anforderungen als die durch die Spurselektion vorgegebene (s. Tab. A.2) gestellt. Nur im Vorwärts-Myon-Spektrometer detektierte Myonen wurden ausgeschlossen. Im Bereich $z < 0.1$ ist es außerdem nötig, sich auf bestimmte Trigger zu beschränken (1995: S2, S19, S87; 1996: S19, S57, S82, S87). Eine Untersuchung der relevanten Trigger hat ergeben, daß bei kleinen Elastizitäten der SpaCal-Trigger S2 aufgrund der *resolved Photon*-Beitrags von großer Bedeutung ist, da der Photonrest deutliche Aktivität im rückwärtigen Bereich des Detektors hervorruft. Bei der Analyse der Datennahmeperiode 1996 bereiten allerdings die geänderten Energieschwellen der SpaCal-Trigger Probleme. Um die Statistik für *resolved Photon*-Ereignisse gezielt zu erhöhen, wäre es sinnvoll, einen Trigger einzusetzen, der sowohl einen Mindestbetrag für die Gesamtenergie im SpaCal als auch ein Myonsignal in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens verlangt.
Durch weitere Forderungen an die Struktur der Energiedepositionen im SpaCal und an die Polarwinkel der Zerfallsmyonen konnte das Untergrundniveau erheblich reduziert werden. Ein Überschuß von J/ψ-Ereignissen gegenüber der Boson-Gluon-Fusion im *Color-Singlet*-Modell zeigt sich vor allem bei Kandidaten für den *resolved Photon*-Prozeß sowie bei Ereignissen mit $Q^2 > 1$ GeV^2.

[1] Im Ruhesystem des Protons ist z das Verhältnis der J/ψ- zur Photonenergie.

Die Transversalimpulsverteilung der J/ψ-Kandidaten stimmt unterhalb von $z = 0.45$ recht gut mit den Monte-Carlo-Simulationen überein. Im Bereich $0.45 < z < 0.6$ deutet sich hingegen in den Daten ein Überschuß bei großen Transversalimpulsen an, der darauf zurückzuführen ist, daß die Simulation keine höheren Ordnungen in α_s berücksichtigt.
Schließlich wurde eine erste Abschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dz$ vorgenommen. Das Ergebnis stimmt im bereits analysierten Bereich $0.45 < z < 0.6$ gut mit den von H1 und ZEUS veröffentlichten Werten überein. Der deutliche Anstieg bei $z < 0.1$ ist jedoch nicht allein durch den Beitrag des *resolved Photon*-Prozeß im *Color-Singlet*-Modell zu erklären.

Aufgrung des in dieser Abschätzung gefundenen starken Anstiegs des Wirkungsquerschnitts bei $z < 0.1$ wäre es sehr interessant, eine sorgfältige Berechnung durchzuführen, nach Möglichkeit mit höherer Statistik als mir zur Verfügung stand. Zu diesem Zweck sollten in 1997 insbesondere die von S56 getriggerten Ereignisse berücksichtigt werden. Aber auch die Entwicklung eines noch besser auf J/ψ-Ereignisse bei kleinen Elastizitäten abgestimmten Triggers würde hilfreich sein, da eine sorgfältige Analyse mit so vielen Triggern, wie ich benötigt habe, kaum durchzuführen ist. Ebenfalls sollte es möglich sein, geeignete Kriterien zu finden, um die 1996 genommenen Daten bei kleinen Elastizitäten besser nutzen zu können.
Desweiteren wäre ein Vergleich mit der Theorie deutlich zuverlässiger, wenn Vorhersagen entweder bei entsprechend hohen Photon-Proton-Schwerpunktenergien oder direkt im Elektron-Proton-System berechnet würden, um eine Extrapolation über einen so großen Bereich, wie es hier nötig war, zu vermeiden.

Anhang A

Tabellen zur Spur- und Myonselektion von Lee West

vordere Endkappe			hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6	N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5	$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6	$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
Barrel			**Kalorimetermyonen**		
ρ	$<$	100 cm	$\mu - Qualität$	$\geq$	2
z_0	$<$	100 cm	$Separationswinkel$	$>$	12°
N_{Lagen}	$\geq$	2			
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5			
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2			

Tabelle A.1: *Schnitte der Myonselektion*

Die Abkürzungen bedeuten:

- ρ, ρ_x, ρ_y: radialer Abstand der zurückextrapolierten Eisenspur vom Ereignisvertex sowie dessen x- und y-Komponente
- z_0: z-Koordinate am Anfangspunkt der Eisenspur
- N_{Lagen}: Anzahl der getroffenen Lagen im Eisen, wobei die Myonboxen nicht mitgezählt werden
- $i_{ersteLage}$, $i_{letzteLage}$: Nummer der ersten bzw. der letzten getroffenen Lage im instrumentierten Eisen

kombinierte Spuren		
p_t	$>$	0.150 GeV/c
θ	$>$	0.0°
	$<$	180.0°
R_{start}	$<$	50.0 cm
$\|DCA\|$	$<$	5.0 cm

zentrale Spuren		
p_t	$>$	0.150 GeV/c
θ	$>$	20.0°
	$<$	160.0°
$\|DCA\|$	$<$	2.0 cm
R_{start}	$<$	50.0 cm
Spurlänge	$>$	10.0 cm für $\theta < 150°$
Spurlänge	$>$	5.0 cm für $\theta > 150°$

Vorwärtsspuren		
p_t	$>$	0.150 GeV/c
θ	$>$	6.0°
	$<$	25.0°
R_0	$<$	10.0 cm
$\chi^2_{Spuranpassung}$	$<$	10.0
$\chi^2_{Vertexanpassung}$	$<$	25.0
$N_{prim.+sek.\ planare\ Segmente}$	$\geq$	1
$N_{planare+radiale\ Segmente}$	$\geq$	2
σ_p/p	$<$	1

Tabelle A.2: *Schnitte der Spurselektion*

Die Abkürzungen bedeuten:

- p_t: Transversalimpuls
- θ: Polarwinkel
- R_0: radialer Abstand der Spur zum nominellen Vertex vor der Anpassung an den Ereignisvertex
- $\chi^2_{Spuranpassung}$: χ^2 der Anpassung der Spur an die Treffer in den Spurkammern
- $\chi^2_{Vertexanpassung}$: χ^2 der Anpassung der Spur an den Ereignisvertex
- $N_{prim.+sek.\ planare\ Segmente}$: Anzahl der getroffenen primären und sekundären Segmente des Vorwärtsspurdetektors
- $N_{planare+radiale\ Segmente}$: Anzahl der getroffenen planaren und radialen Segmente des Vorwärtsspurdetektors
- σ_p/p: relativer Fehler der Impulsmessung
- R_{start}: radialer Abstand des ersten Treffers von der z-Achse

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Berg81] E.L.Berger, D.Jones, *Inelastic Photoproduction of J/ψ and Υ by Gluons*, Phys. Rev. D23 (1981) 1521.

[Bodw95] G.T.Bodwin, E.Braaten und G.P.Lepage, *Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium*, Phys. Rev. D51, (1995) 1125.

[CDF95] CDF Collaboration, F.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69, (1992) 3704; 71, (1993) 2537; 75, (1995) 1451.

[Dres97] M.Dressel, *Suche nach b-Quarks mit Myonen aus dem semileptonischen Zerfall im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit am Institut für Experimentelle Kernphysik Universität Karlsruhe, Juni 1997.

[H196] H1 Collaboration, S.Aid *et al.*, Nucl. Phys. B472 (1996) 3.

[H197] H1 Collaboration, I.Abt *et al.*, *The H1-Detector at HERA*, Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 310, 348, 397.

[Jacq79] A.Blondel und F.Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, Editor: U.Amaldi, DESY 79-48 (1979) 391.

[Jung94] H.Jung, *Monte Carlo Generator EPJPSI for J/ψ mesons in high energy γp, ep, μp, $p\bar{p}$ and pp collisions version 3.3*, Hamburg (1994).

[Knie97] B.Kniehl und G.Kramer, *Color-Octet Contributions to J/ψ Photoproduction via Fragmentetion at HERA*, hep-ph/9703280.

[Kram97] B.Kniehl und G.Kramer, *Charmonium Production via Fragmentetion at DESY HERA*, hep-ph/9706369.

[Kräm97] M.Krämer, *Inclusive J/ψ Photoproduction at HERA*, hep-ph/9707449.

[Krüg97] K.Krüger, *Inelastische Produktion von J/ψ-Mesonen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit in Vorbereitung am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1997

[PDG96] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D54 (1996) No. 1, Part I.

[Schi96] S.Schiek, *Untersuchung der inelastischen Photoprodution von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg (1996).

[Sjös93] T.Sjöstrand, it JETSET 7.4 Physics Manual, CERN-TH.7112.93 (1993)

[Weiz34] C.F. von Weizsäcker, it Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen, Z.Phys. 88 (1934) 612

[West96] L.West, *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code Version 1.00/12*, Hamburg (1996).

[Will34] E.J. Williams, it Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae, Phys. Rev. 45 (1934) 729

[ZEUS97] ZEUS Collaboration, M.Derrick *et al.*, *Measurement of Inelastic J/ψPhotoproduktion at HERA*, DESY-97-147.

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir im vergangenen Jahr mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben:

Frau Prof. Beate Naroska danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die gute Betreuung.

Die Mitglieder der Myon-Gruppe und die FPSler haben nicht nur geholfen, zahllose Tippfehler zu beseitigen und Computerprobleme zu lösen, sondern haben auch durch fachliche Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Spezieller Dank gebührt „Papa“ Illhardt, der mich dazu verführt hat, Physik zu studieren.