Suche nach angeregten Leptonen mit dem H1-Detektor

Von der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

Vorgelegt von

Diplom-Physiker
Torsten Köhler
aus Essen

Referent: Universitätsprofessor Dr. Christoph Berger
Korreferent: Professor Dr. Wolfgang Braunschweig
Tag der mündlichen Prüfung: 10.2.1995

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das sogenannte Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik hat sich bisher in allen Experimenten bestens bewährt.

Die Grundbausteine der Materie teilen sich in zwei Teilchenklassen, Leptonen und Quarks, die Wechselwirkung untereinander wird durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Leptonen und Quarks werden zu linkshändigen Dubletts und rechtshändigen Singletts zusammengefaßt:

Leptonen (Spin 1/2):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L , e_R^- , \mu_R^- , \tau_R^-$$

Quarks (Spin 1/2):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L , u_R , d_R , s_R , c_R , b_R , t_R$$

Eichbosonen (Spin 1):

$$\gamma , Z^0 , W^\pm , g$$

Skalar (Spin 0):

Higgs

Zu jedem Lepton und Quark existiert noch das entsprechende Antiteilchen mit der entgegengesetzten elektrischen Ladung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird mit hoher Präzision durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Der beeindruckendste Beweis der erreichten Genauigkeit ist die Messung und die theoretische Vorhersage des gyromagnetischen Moments des Elektrons bzw. des Myons [1, 2, 3]:

$$\left(\frac{g_e - 2}{2}\right)_{\text{exp}} = 1\,159{,}652\,193(10) \times 10^{-6}, \tag{1.1}$$

$$\left(\frac{g_e - 2}{2}\right)_{\text{theor}} = 1\,159{,}652\,460(127)(75) \times 10^{-6}, \tag{1.2}$$

$$\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right)_{\text{exp}} = 1\,165{,}923\,0(84) \times 10^{-6}, \tag{1.3}$$

$$\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right)_{\text{theor}} = 1\,165{,}920\,2(20) \times 10^{-6}. \tag{1.4}$$

Die Quarks tragen neben ihrer drittelzahligen elektrischen Ladung noch eine Farbladung, die „Color", welche in drei Ladungszuständen vorkommen kann. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung als Gluon-Austausch zwischen Quarks und Gluonen. Wegen der Selbstwechselwirkung der Gluonen bilden sich zwischen Teilchen mit Farbladung sehr starke Kräfte aus, die dazu führen, daß gebundene Zustände immer farblos sind. Deswegen konnten bisher keine freien Quarks oder Gluonen beobachtet werden.

Erste Hinweise auf das top-Quark wurden Anfang 1994 im Fermilab Tevatron-Beschleuniger gefunden [4]. Die Masse des top-Quarks wurde zu $174 \pm 10^{+13}_{-12}$ GeV bestimmt; damit ist es das bislang schwerste Elementarteilchen. Das Higgs-Boson, welches im SM für die Erzeugung der Teilchenmassen verantwortlich ist, wurde noch nicht gefunden. Aus theoretischen Überlegungen heraus sollte seine Masse jedoch unterhalb von etwa 1 TeV liegen.

Das Standardmodell macht aber keine Aussage darüber, warum es genau *drei* Lepton- und Quarkfamilien gibt, oder warum die elektrischen Ladungen von Quarks und Leptonen in dem einfachen Verhältnis von 1:3 stehen. Es ist naheliegend, anzunehmen, daß eine tieferliegende Symmetrie eine Verbindung zwischen Lepton- und Quarksektor zieht.

Es gibt nun einige theoretische Modelle, welche das SM erweitern und dieses als Grenzfall für niedrige Energien enthalten. Die wichtigsten drei Ansätze sind:

1. Sogenannte „Grand Unified Theories" (GUT) [5] vereinigen die Wechselwirkungen der QCD mit denen der Glashow-Salam-Weinberg Theorie [6]. Sie führen zu einer Vorhersage des Weinberg-Winkels $\sin^2\theta_W \approx 0{,}21$, der im SM ein freier Parameter ist und experimentell zu 0,2325 bestimmt wurde. In den GUT's wird der Zerfall des Protons vorhergesagt, welcher aber nicht beobachtet wurde. Die untere Grenze an die Protonlebensdauer beträgt $\tau_N = 4{,}7 \times 10^{32}$ Jahre (90% Confidence Level). Ungeklärt ist in diesen Modellen auch das sog. Hierarchie-Problem; damit wird der große Abstand der beiden Energieskalen der Vereinigungstheorien einerseits ($\approx 10^{15}$ GeV) und der elektroschwachen Symmetriebrechung andererseits ($\approx 10^2$ GeV) bezeichnet.

2. In Supersymmetrischen Theorien wird jedem Fermion ein Boson als Partner zugeordnet [7]; dieser Ansatz löst möglicherweise das Hierarchie-Problem [8]. Außerdem besteht die Möglichkeit zur Quantisierung der Gravitation (Supergravitation).

3. In „Compositeness"-Theorien bekommen Quarks und Leptonen, evtl. auch Bosonen, Substruktur, d.h. die bekannten Teilchen sind Bindungszustände der Konstituenten, der sog. Präonen [9]. Diese Modelle lösen möglicherweise das

Generationenproblem; auch die Massen der Teilchen könnten ihre Ursache in der Dynamik der Präonen haben.

In „Compositeness"-Modellen tauchen natürlicherweise neue Teilchenzustände auf; die Existenz angeregter Fermionen würde den eindeutigsten Hinweis für Substruktur liefern. Aber auch Mischzustände von Leptonen und Quarks bzw. Gluonen, sog. Leptoquarks bzw. Leptogluonen, müßte man als starken Hinweis für „Compositeness" interpretieren. In diesen Modellen werden zwei Effekte vorhergesagt, die bisher nicht beobachtet wurden:

1. Protonzerfall,

2. Flavor-ändernde neutrale Ströme.

Beide Effekte werden möglicherweise durch eine chirale Symmetrie unterdrückt, welche dynamisch gebrochen ist.

In praktisch allen neuen Theorien, die über das SM hinausgehen, werden neue schwere Teilchen vorhergesagt. Zum Beispiel kommen rechtshändige schwere Neutrinos [10] in Theorien basierend auf $SO(10)$-Symmetrien vor, in rechts-links symmetrischen Theorien oder in Modellen mit „Mirror Fermions" [11].

Für die Suche nach neuen Teilchen, insbesondere für Leptoquarks und Leptogluonen, ist ein Hochenergie-ep-Beschleuniger ideal geeignet. Das neue Teilchen kann als Resonanz mit einer Masse bis zur Schwerpunktsenergie des Beschleunigers erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion einer schmalen Resonanz H und den folgenden Zerfall mit dem Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ ist in ep-Reaktionen gegeben durch

$$\sigma(e+p \to H+X) = \frac{4\pi^2}{s}(2J+1)\,\frac{\Gamma}{M}\,\mathcal{B}\;f_{i/p}(M^2/s),$$

wobei J und M den Spin bzw. die Masse des Teilchens H bezeichnen, $\sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie. $f_{i/p}(x)\,dx$ gibt die Zahl der vom Proton mit Impulsbruchteil x abgestrahlten Bosonen i an; z.B. ist für die Produktion angeregter Elektronen die Zahl der Photonen im Proton, $f_{\gamma/p}(x)\,dx$, entscheidend. Die Zerfallsbreite Γ und das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ hängen vom speziellen Modell ab; diese Größen enthalten sozusagen die Physik des Modells. Die obige Formel ist für schmale Resonanzen („Narrow Width Approximation") in der niedrigsten Ordnung (Born Term) gültig.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich speziell mit der Suche nach angeregten Elektronen und Neutrinos mit dem H1-Detektor am ep-Speicherring HERA. Dabei ist die eigentliche Suche relativ modellunabhängig, nur die Ergebnisse werden dann später in einem speziellen Modell für angeregte Leptonen interpretiert.

Die wesentlichen Ergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind, führten innerhalb der H1-Kollaboration zu zwei Veröffentlichungen [12, 13].

Kapitel 2

HERA und der H1-Detektor

2.1 Der HERA-Speicherring

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage) nahm im Jahr 1991 seinen Betrieb auf. In ihm kommen Elektronen mit einem Impuls von 26,7 GeV und Protonen mit 820 GeV an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision; die Schwerpunktsenergie beträgt etwa 296 GeV. Im Frühjahr des Jahres 1992 konnten die beiden Experimente H1 und ZEUS die ersten Daten aufnehmen. Eine Übersicht über den HERA Speicherring und dessen Vorbeschleuniger ist in Abb. 2.1 gegeben.

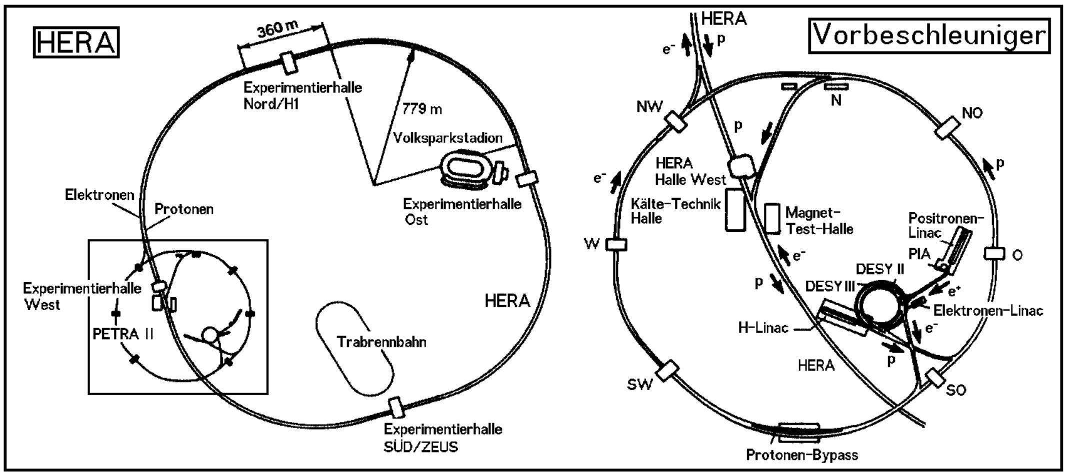

Abbildung 2.1: Der HERA Speicherring und die Vorbeschleuniger DESY und PETRA.

Der Ring hat einen Umfang von etwa 6,3 km und befindet sich in einer Tiefe von 10–20 m unter der Erde. In dem eigentlichen Tunnel sind zwei voneinander völlig unabhängige Beschleuniger untergebracht, wobei der Proton-Ring mit supraleitenden Magneten ausgestattet ist. Die Elektronen werden nach Vorbeschleunigung in den Speicherringen DESY und PETRA mit einer Energie von 14 GeV in den HERA-Elektronenring injiziert und dort auf eine Energie von maximal 30 GeV beschleunigt. Die Protonen haben eine Injektionsenergie von 40 GeV, nachdem sie ebenfalls in den

	Design-Werte		1.Betriebsjahr 1992	
	p-Ring	e-Ring	p-Ring	e-Ring
Endenergie [GeV]	820	30	820	26,7
Anzahl Teilchenpakete	210	210	10	10
Teilchen/Paket [10^{11}]	210	80	2,6	3,7
Strahlstrom/Paket [μA]	760	290	200	280
Füllzeit [min]	20	15	120	30
Umfang [m]	6336			
Kollisionsrate [MHz]	10,4			
Schwerpunktsenergie [GeV]	314		296	
Luminosität [cm^{-2} sec^{-1}]	$1{,}5 \times 10^{31}$		$3{,}0 \times 10^{29}$	

Tabelle 2.1: Technische Daten des HERA Speicherringes (aus [14]).

Ringen DESY und PETRA vorbeschleunigt wurden.

Die Kollisionen an den Wechselwirkungspunkten geschehen unter 0°. Die Strahlen bestehen je aus bis zu 210 „Bunchen“ von Teilchen, welche im zeitlichen Abstand von 96 ns aufeinandertreffen, das entspricht einer Kollisionsrate von etwa 10 MHz. Die longitudinale Ausdehnung der Protonbunche führt zu einem Wechselwirkungspunkt im Bereich von etwa ±50 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt.

In der Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Parameter des HERA-Speicherrings aufgeführt, jeweils die Design-Werte sowie die 1992 erreichten Werte [14].

2.2 Der H1-Detektor

Der Aufbau des H1-Detektors ist in Abb. 2.2 schematisch wiedergegeben. In diesem Bild kommen die Protonen von rechts, die Elektronen von links. Da das Schwerpunktsystem der beiden Reaktionspartner stark in Protonrichtung „geboostet“ ist, ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut. Zur Beschreibung der Geometrie wird ein Kugelkoordinatensystem verwendet, wobei die z-Achse in Richtung der einlaufenden Protonen zeigt; der Polarwinkel wird mit θ und der Azimutwinkel mit φ bezeichnet. Die Richtung der einlaufenden Protonen ist also durch $\theta = 0°$ gegeben.

Die einzelnen Detektorkomponenten mit ihren wesentlichen Eigenschaften sind im folgenden kurz aufgeführt. Eine detaillierte Beschreibung findet man in Ref. [14, 15, 16, 17].

Spule (in Abb. 2.2 mit 6 gekennzeichnet): Am Ort der zentralen Spurkammern erzeugt eine supraleitende Spule ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1,2 T. Die Spule besitzt eine Länge von 5,16 m und einen Radius von 2,75 m. Damit umschließt die Spule die Kalorimeter. Die radiale Dicke der Spule beträgt inklusive des zugehörigen Kryostaten etwa 4 Strahlungslängen.

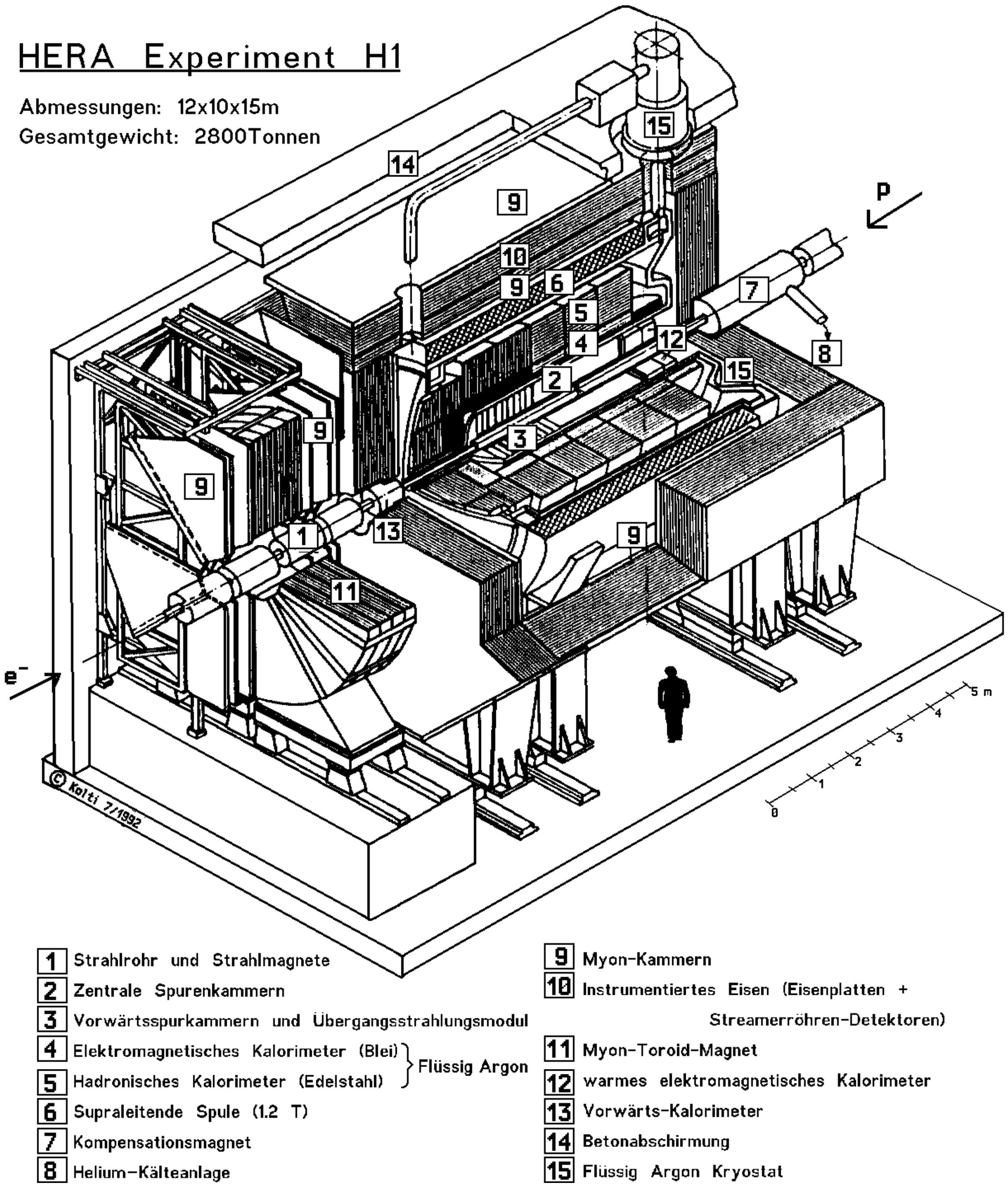

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor.

Zentrale Spurkammern (CJC)(2): Die zentralen Spurkammern sind zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Das Strahlrohr (1) wird von innen nach außen umschlossen von einer Vieldraht-Proportionalkammer (CIP), einer z-Driftkammer (CIZ), einer inneren Jetkammer (CJC1), einer äußeren z-Driftkammer (COZ), einer äußeren Proportionalkammer (COP) sowie einer äußeren Jetkammer (CJC2). Die beiden Jetkammern dienen der Spurmessung in der r-φ-Ebene. Die Impulsauflösung $\Delta p/p^2$ beträgt etwa $3 \times 10^{-3}\,\mathrm{GeV}^{-1}$, die Ortsauflösung $\sigma_{r\varphi} \approx 160\,\mu\mathrm{m}$. Die z-Koordinate kann durch Ladungstrennung auf etwa $2,5\,\mathrm{cm}$ genau bestimmt werden. Die Ortsauflösung der z-Driftkammern beträgt $\sigma_z \approx 300\,\mu\mathrm{m}$. Die Information der Proportionalkammern wird im Trigger des H1-Detektors verwendet.

Vorwärts-Spurkammern (FTD)(3): Das Vorwärts-Spurkammersystem besteht aus drei sog. Supermodulen. Jedes dieser Module besteht wiederum aus drei planaren Driftkammern, welche jeweils um 60° gegeneinander verdreht sind, einer Vieldraht-Proportionalkammer, Material zur Erzeugung von Übergangsstrahlung und aus einer radialen Driftkammer. Die Ortsauflösung der planaren Driftkammern beträgt etwa $210\,\mu\mathrm{m}$. Die Kammern werden zur Messung des Polarwinkels benutzt. Die radialen Driftkammern haben die gleiche Ortsauflösung und rekonstruieren einerseits die Spuren in der r-φ-Ebene, andererseits weisen sie die Übergangsstrahlung nach. Die Vieldraht-Proportionalkammern dienen zu Triggerzwecken.

Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr)(4 und 5): Innerhalb der supraleitenden Spule befindet sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter, welches etwa den Winkelbereich $4° < \theta < 153°$ abdeckt. Es besteht aus einem elektromagnetischen (e.m.) und einem hadronischen Teil:

- Elektromagnetischer Teil (4): Der elektromagnetische Teil des Sampling-Kalorimeters besteht aus Bleiabsorberplatten von jeweils 2,4 mm Stärke und 2,35 mm dicken aktiven Schichten flüssigen Argons. Die Auslese geschieht über sog. „Pads“, segmentierte Ausleseelektroden, welche zu Türmen zusammengefaßt werden. Diese Türme bilden Projektionen auf den Wechselwirkungspunkt und werden analog ausgelesen. Die Tiefe des e.m. Kalorimeters variiert zwischen 20 und 30 Strahlungslängen.

  Die Energieauflösung wurde in Testmessungen am CERN mit Elektronen im Energiebereich von 3,7–80 GeV bestimmt zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$$

  mit

$$\begin{aligned} A &= (11{,}16 \pm 0{,}05) \times 10^{-2}\sqrt{\mathrm{GeV}}, \\ B &= (152 \pm 4)\,\mathrm{MeV}, \\ C &= (0{,}64 \pm 0{,}07) \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

- Hadronischer Teil (5): In diesem Sampling-Kalorimeter finden 19 mm dicke Stahlplatten als Absorbermaterial Verwendung, die aktiven Schichten von $2 \cdot 2{,}4$ mm bestehen wieder aus flüssigem Argon. Die Tiefe des gesamten Flüssig-Argon-Kalorimeters (incl. des e.m. Teils) variiert zwischen 4,5 und 8 Wechselwirkungslängen. In Testmessungen mit Pionen im Energiebereich von 3,7–170 GeV konnte die Auflösung bestimmt werden zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$$

mit

$$\begin{aligned} A &= (46{,}1 \pm 0{,}7) \times 10^{-2}\sqrt{\mathrm{GeV}}, \\ B &= (730 \pm 30)\,\mathrm{MeV}, \\ C &= (2{,}6 \pm 0{,}2) \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

Das Kalorimeter ist nichtkompensierend, d.h. elektromagnetische Schauer und hadronische Schauer der gleichen Energie liefern unterschiedlich hohe Signale. Diese Unterschiede werden in der Rekonstruktion ausgeglichen, indem elektromagnetische und hadronische Schauer identifiziert werden und deren Energien verschiedene Skalierungsfaktoren erhalten. Ein großer Vorteil dieses Kalorimeters ist dessen sehr feine Segmentierung. Insgesamt werden etwa 45000 Zellen ausgelesen.

Rückwärtiges e.m. Kalorimeter (BEMC)(12): Dieses Kalorimeter ergänzt das Flüssig-Argon-Kalorimeter in Rückwärtsrichtung und deckt etwa den Winkelbereich von $151° < \theta < 177°$ ab. Es ist 22,5 Strahlungslängen bzw. 0,97 Absorbtionslängen tief und besteht aus 2,5 mm dicken Bleiabsorberplatten und 4 mm starken Szintillatorplatten, welche über Photodioden ausgelesen werden. Es wird eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

für Elektronen und

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

für Hadronen erreicht.

PLUG-Kalorimeter (PLUG)(13): Diesem Kalorimeter dienen Kupferplatten als Absorber; mittels Siliziumpads kann die hadronische Energie nahe des Strahlrohres gemessen werden ($0{,}6° < \theta < 3°$). Die Energieauflösung beträgt hier

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}.$$

Instrumentiertes Eisen (10): Außerhalb der Spule befindet sich ein Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses. Es besteht aus zehn Eisenplatten der Dicke 7,5 cm, zwischen denen Streamerrohrkammern eingeschoben sind. Die Kammern werden nicht nur an den Drähten ausgelesen, sondern sie enthalten auch noch Pads und Streifen. Mit den Pads wird die Restenergie von Hadronen bestimmt, welche nicht vollständig im LAr-Kalorimeter absorbiert wurden. Die Streifen, welche senkrecht zu den Drähten auf den Kammern sitzen, ermöglichen eine Ortsbestimmung für geladene Teilchenspuren. Mit Hilfe dieser Kammern werden z.B. Myonspuren erkannt.

Vorwärts-Myon-Spektrometer (9 und 11): Dieser Detektor dient dem Nachweis und der Impulsbestimmung von Myonen in Vorwärtsrichtung ($3° < \theta < 17°$). Ein Toroidmagnet erzeugt ein Magnetfeld, welcher eine Impulsmessung ermöglicht. Vor und hinter dem Magneten befinden sich je zwei radiale und eine azimutale Driftkammer. Die Impulsauflösung beträgt für Myonen mit einem Impuls von 200 GeV etwa 36%.

Flugzeitzähler (TOF): Hinter dem BEMC bei $z = -1{,}95$ m und $z = -2{,}25$ m sind Szintillatoren angebracht, um Teilchen zu erkennen, die von hinten und nicht vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus in den Detektor gelangen. Ein Triggerveto bei Koinzidenz der beiden Zähler unterdrückt den Untergrund.

Luminositätsdetektoren: Zwei weitere Kalorimeter dienen hauptsächlich der Luminositätsmessung. Bei $z = -33{,}4$ m steht ein sog. Elektron-Tagger und bei $z = -102{,}9$ m befindet sich ein Photon-Zähler. In Koinzidenz wird die Rate des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow e\gamma p$ zur Luminositätsbestimmung herangezogen. Zufällige Koinzidenzen werden statistisch subtrahiert. Mit Hilfe eines Elektron-Pilot-Bunches, welcher keinen Proton-Partner hat, kann die reine Untergrundrate gemessen werden. Die erreichte Genauigkeit der Luminositätsmessung beträgt 5% [18].

Kapitel 3

Angeregte Leptonen

3.1 Das Modell

Der signifikanteste Hinweis für „Compositeness“ im Fermionsektor wäre durch die Existenz angeregter Fermionen gegeben. Der experimentelle Nachweis dieser neuen Zustände würde eindeutig belegen, daß die bekannten Fermionen des Standardmodells eine Substruktur besitzen. Die Möglichkeit des Nachweises hängt von der Masse der neuen Teilchen ab, die in der Größenordnung einer Compositeness-Skala

$$\Lambda \approx 1\,\mathrm{TeV}$$

erwartet werden. Diese Energie stellt auch eine natürliche Skala für mögliche Abweichungen vom Standardmodell dar.

Die Theorien einer möglichen Substruktur wurden in der Literatur ausführlich diskutiert [19]. Da eine tieferliegende Theorie zur Dynamik der Konstituenten angeregter Fermionen fehlt, ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen, welche die wesentlichen Punkte neuer Effekte beschreiben sollen. Im folgenden wird das phänomenologische Modell der Kopplungen angeregter Leptonen an die Teilchen des SM's nach Ref. [20] vorgestellt.

In allgemeiner Form lassen sich die Kopplungen von angeregten Spin-1/2 Fermionen (F) an Fermionen des SM's (f) durch eine effektive Lagrangedichte beschreiben:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{V=\gamma,Z,W} \frac{e}{\Lambda} \bar{F} \sigma^{\mu\nu} (c_{VFf} - d_{VFf}\gamma_5) f \partial_\mu V_\nu + h.c. \tag{3.1}$$

Hierbei ist e die elektrische Elementarladung, Λ ist der Skalenparameter der Substruktur und die Größen c_{VFf} und d_{VFf} geben die genauen Kopplungsstärken an den verschiedenen Vertizes an. V ist das Feld der Vektor-Bosonen. Die Skala Λ und die Masse der angeregten Leptonen sind also zunächst voneinander unabhängig; sie sollten aber nicht um mehrere Größenordnungen differieren.

Es ist also durchaus möglich, daß trotz einer Skala Λ der $\mathcal{O}(1\,\mathrm{TeV})$ die niedrigsten Anregungszustände eine Masse besitzen, die mit den bei HERA zur Verfügung stehenden Energien gesehen werden können.

Aus den Präzisionsmessungen von $(g-2)_e$ sowie aus der Abwesenheit eines elektrischen Dipolmoments des Elektrons folgt für die Kopplungen c_{VFf} und d_{VFf} die

Bedingung $c_{VFf} = d_{VFf}$, falls $\Lambda = \mathcal{O}(1\,\mathrm{TeV})$ ist (siehe Kapitel 3.2). Das heißt aber, daß nur noch linkshändige Fermionen an die angeregten Fermionen koppeln können.

Die Zahl der unabhängigen Kopplungen wird durch weitere Annahmen eingeschränkt. Die angeregten Leptonen bilden ein Dublett

$$\ell^* = \begin{pmatrix} \nu^* \\ e^* \end{pmatrix},$$

welches an das linkshändige Dublett des SM's

$$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

koppelt. Die zugrunde liegende Lagrangedichte ist invariant unter $SU(2) \times U(1)$-Transformationen und hat die folgende Form:

$$\mathcal{L} = \frac{gf}{\Lambda}\bar{\ell}^* \sigma^{\mu\nu} \frac{\vec{\tau}}{2} \ell_L \partial_\mu \vec{W}_\nu + \frac{g' f'}{\Lambda} \bar{\ell}^* \sigma^{\mu\nu} Y \ell_L \partial_\mu B_\nu + h.c. \tag{3.2}$$

Die Kopplungen g und g' sind dabei die Standard-Kopplungen der $SU(2)$ und $U(1)$, für die $e = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W$ gilt, mit dem Weinbergwinkel θ_W. $\vec{\tau}$ bezeichnet die Pauli-Matrizen und $Y = -1$ die schwache Hyperladung der angeregten Leptonen. $\vec{W}_\nu$ und B_ν sind die Felder der Standard-Eichbosonen. In diesem Modell gilt für alle Kopplungen $c_{V\ell^*\ell} = d_{V\ell^*\ell}$.

Aus dem Vergleich von Gl. (3.1) mit Gl. (3.2) folgt für die einzelnen Kopplungskonstanten:

$$c_{\gamma e^* e} = -\frac{1}{4}(f + f'), \tag{3.3}$$

$$c_{\gamma \nu^* \nu} = \frac{1}{4}(f - f'), \tag{3.4}$$

$$c_{Z e^* e} = -\frac{1}{4}(f \cot\theta_W - f' \tan\theta_W), \tag{3.5}$$

$$c_{Z \nu^* \nu} = \frac{1}{4}(f \cot\theta_W + f' \tan\theta_W), \tag{3.6}$$

$$c_{W^+ \nu^* e} = c_{W^- e^* \nu} = \frac{f}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}. \tag{3.7}$$

Die Produktion angeregter Leptonen in ep-Reaktionen geschieht im Falle der e^*-Erzeugung durch den Austausch eines γ- oder Z-Bosons, für die ν^*-Produktion durch W-Boson-Austausch (siehe Abb. 3.1).

Für angeregte Elektronen kann dieser Prozeß elastisch, quasielastisch oder inelastisch ablaufen. Im ersten Fall bleibt das gestreute Proton als solches erhalten, die typischen 4er-Impulsüberträge Q^2 sind sehr klein. Der quasielastische und der inelastische Bereich sind durch den Wert des 4er-Impulsübertrages Q^2, den das ausgetauschte Boson trägt, gekennzeichnet; etwa ab $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ beginnt der inelastische Bereich, in dem die Standard-Quarkdichte-Verteilungen des Protons verwendet werden können, für kleinere Werte von Q^2 (quasielastischer Bereich) tauchen u.a. resonanzartige Anregungen des Protons auf. Hier werden spezielle Parametrisierungen

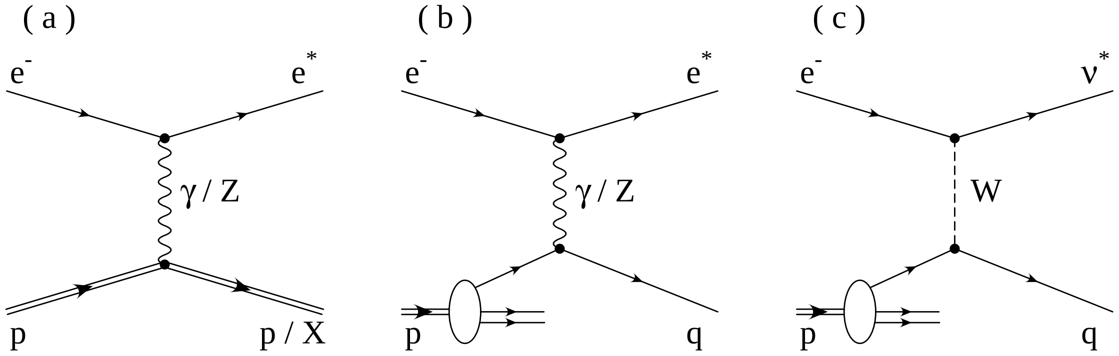

Abbildung 3.1: Feynman-Diagramme zur Produktion angeregter Leptonen in ep-Kollisionen. In (a) ist der elastische bzw. quasielastische e^*-Prozeß, in (b) der inelastische Prozeß der e^*-Erzeugung, und in (c) die ν^*-Produktion dargestellt.

der Strukturfunktionen F_1 und F_2 verwendet, welche über die Resonanzstrukturen mitteln.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion angeregter Elektronen über den Photon-Austausch in ep-Reaktionen steigt bei kleinen Q^2 sehr stark an, deshalb ist der Z-Boson-Austausch praktisch zu vernachlässigen. Da angeregte Neutrinos nur über den Austausch eines massiven W-Bosons produziert werden können, ist dieser Wirkungsquerschnitt etwa um einen Faktor 10 gegenüber der e^*-Produktion unterdrückt; dies zeigt sich am Ende auch in den Grenzen an die Kopplungen. Die genauen Formeln der Wirkungsquerschnitte finden sich in Ref. [20]. In Abb. 3.2 sind die integrierten Wirkungsquerschnitte zur Produktion angeregter Elektronen und Neutrinos bei HERA gezeigt. Dabei ist auch die Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen berücksichtigt worden. Die verwendeten Parameter sind $f = f' = 1$, $\Lambda = 1\,\mathrm{TeV}$, $\alpha^{-1} = 128$. Im Bereich $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ sind die Partondichte-Verteilungen nach MRS D$^-$ [21] verwendet worden, im quasielastischen Bereich die speziellen Parametrisierungen der Strukturfunktionen F_1 und F_2 nach Brasse et al. [22].

Für die Wirkungsquerschnitte gilt näherungsweise:

$$\sigma(ep \to e^*X) \quad \sim \quad \frac{c^2_{\gamma e^* e}}{\Lambda^2}, \tag{3.8}$$

$$\sigma(ep \to \nu^*X) \quad \sim \quad \frac{c^2_{W+\nu^* e}}{\Lambda^2}. \tag{3.9}$$

Der Zerfall angeregter Leptonen ist prinzipiell in drei Kanäle möglich:

$$\begin{aligned} \ell^* &\to \ell\,\gamma, \\ \ell^* &\to \ell\,Z, \\ \ell^* &\to \ell'\,W. \end{aligned}$$

Die beiden letzten Zerfälle sind natürlich nur dann möglich, wenn die Masse M der angeregten Leptonen größer ist als die der Z- bzw. W-Bosonen. Die partiellen

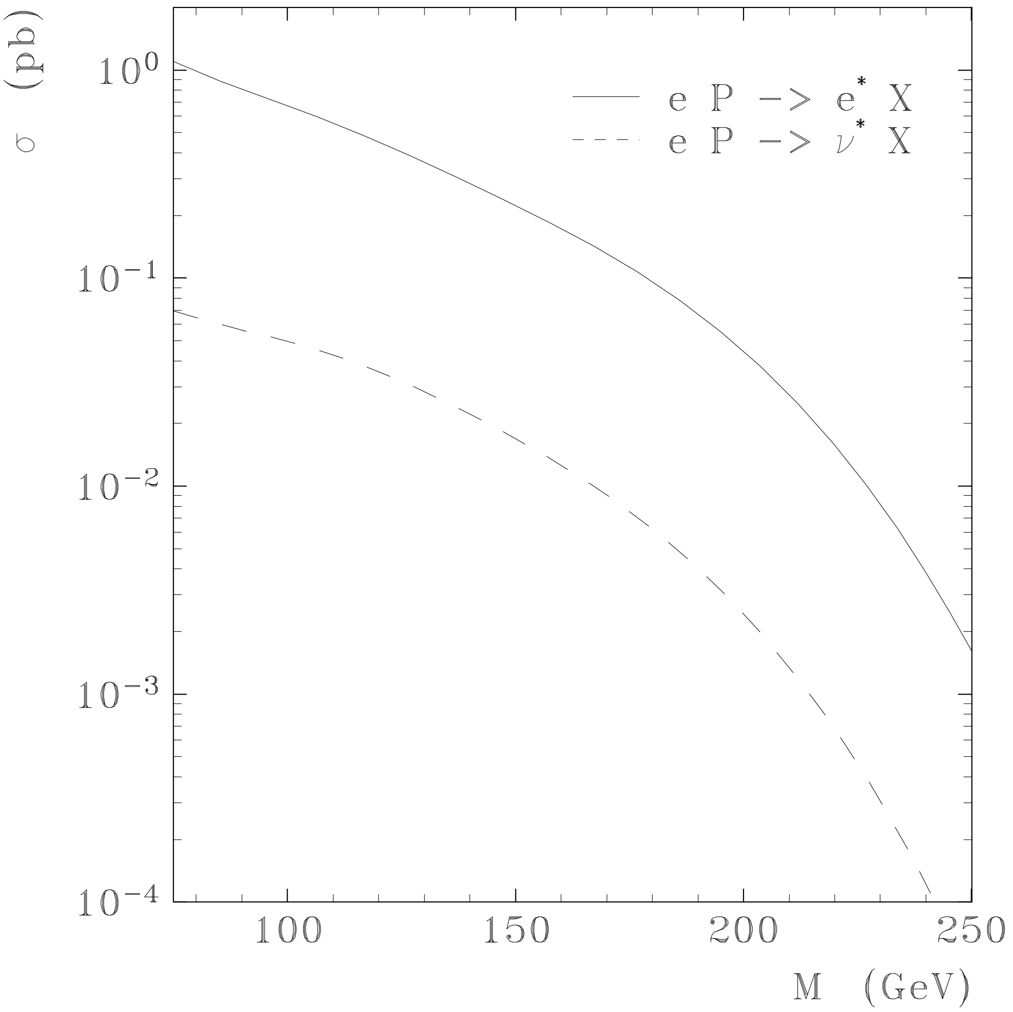

Abbildung 3.2: Produktions-Wirkungsquerschnitte für angeregte Leptonen bei HERA.

Zerfallsbreiten sind in dem gewählten Modell von den Kopplungen $c_{V\ell^*\ell}$ abhängig und haben die Form [23, 24]

$$\Gamma(\ell^* \to \ell\, V) = c^2_{V\ell^*\ell}\, \alpha\, \frac{M^3}{\Lambda^2} \left(1 - \frac{M_V^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + \frac{M_V^2}{2M^2}\right), \tag{3.10}$$

wobei V eines der Bosonen γ, Z oder W bezeichnet; M_V ist die Masse des jeweiligen Bosons. α ist die Feinstrukturkonstante. Die Summe der drei partiellen Breiten ergibt die totale Zerfallsbreite, $\Gamma_{tot} = \sum \Gamma_i$, $i = \gamma$, Z und W. Das Verzweigungsverhältnis (BR_i^*) in einen bestimmten Kanal ist dann durch

$$BR_i^* = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{tot}} \tag{3.11}$$

gegeben und hängt deshalb implizit von den Parametern f und f' ab. In der Abb. 3.3

sind die Verzweigungsverhältnisse der angeregten Leptonen für $f = f' = 1$ gezeigt. Im Fall $f = -f' = 1$ ergeben sich die gleichen Bilder, wenn man e^* und ν^* vertauscht.

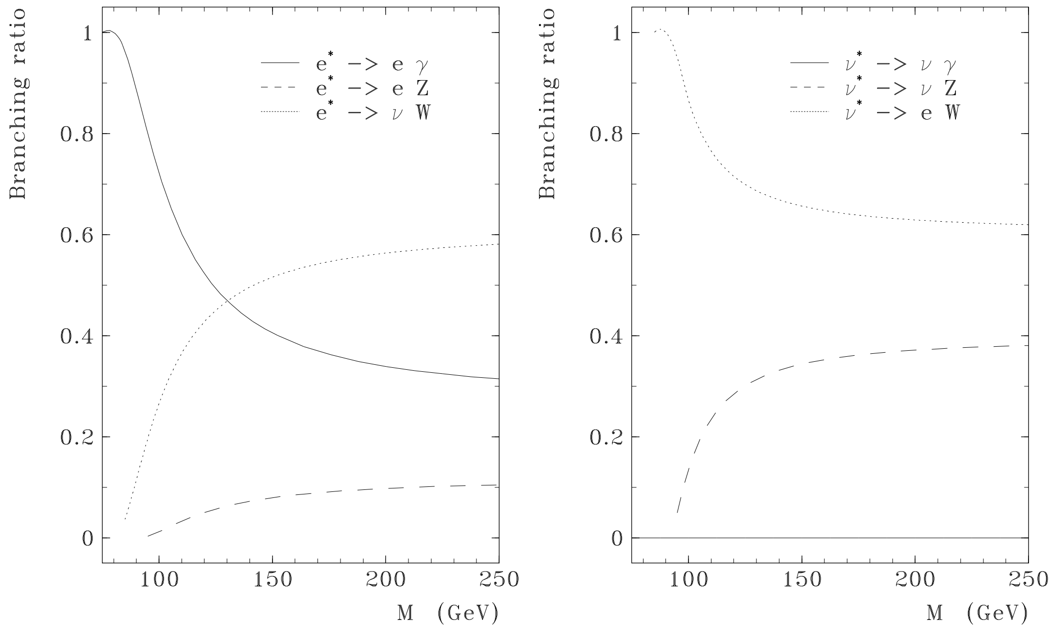

Abbildung 3.3: Verzweigungsverhältnisse angeregter Leptonen in verschiedene Zerfallskanäle.

Unterhalb der W-Masse ist nur der Zerfall in Lepton und Photon möglich, für größere Massen dominiert dagegen der Zerfall in ein Lepton und ein W-Boson. Der Zerfall in Z-Bosonen spielt nur eine untergeordnete Rolle. Falls aber $f = 0$ sein sollte, koppeln angeregte Leptonen in diesem Modell überhaupt nicht mehr an W-Bosonen und es können nur noch γ- oder Z-Zerfälle vorkommen.

Im Ruhsystem des angeregten Leptons gilt für die Polarwinkelverteilung (θ^*) des auslaufenden Leptons bzgl. des einlaufenden Leptons die Beziehung [25]

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{d\cos\theta^*} = \frac{1 + \cos\theta^* + \frac{\kappa}{2}(1 - \cos\theta^*)}{2 + \kappa} \tag{3.12}$$

mit $\kappa = M_V^2/M^2$.

3.2 Grenzen aus Niederenergie-Experimenten

Das anomale magnetische Moment der Fermionen erhält im Rahmen von Compositeness-Theorien zusätzliche Beiträge [26], welche aber experimentell auf sehr kleine

Werte eingeschränkt sind [27]:

$$\delta(g-2)_e \leq \delta_e = 5{,}2 \times 10^{-10}, \tag{3.13}$$
$$\delta(g-2)_\mu \leq \delta_\mu = 7{,}6 \times 10^{-9}. \tag{3.14}$$

In Ref. [24] wird unter Verwendung der effektiven Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{e}{2M}\bar{F}\sigma^{\mu\nu}\left(\lambda_R\frac{1+\gamma^5}{2} + \lambda_L\frac{1-\gamma^5}{2}\right) f F_{\mu\nu} + h.c. \tag{3.15}$$

für angeregte Leptonen deren Auswirkung auf $(g-2)$-Messungen mit

$$\delta(g-2) = \frac{32\alpha}{\pi}\frac{m_f}{M}\lambda_R\lambda_L + \frac{36\alpha}{\pi}\left(\frac{m_f}{M}\right)^2\frac{\lambda_R^2+\lambda_L^2}{2} \quad (m_f \ll M) \tag{3.16}$$

angegeben. Dabei ist $F_{\mu\nu}$ $(\hat{=}2\partial_\mu V_\nu)$ der Feldstärke-Tensor des Photons und m_f bezeichnet die Masse des SM-Fermions.

Ein Vergleich mit Gl. (3.1) ergibt

$$\lambda_R = \frac{M}{\Lambda}(c_{VFf} - d_{VFf}), \tag{3.17}$$
$$\lambda_L = \frac{M}{\Lambda}(c_{VFf} + d_{VFf}), \tag{3.18}$$

und wenn weiter $c_{VFf} = d_{VFf}$ gesetzt wird, so folgt $\lambda_R = 0$ und $\lambda_L = 2Mc_{VFf}/\Lambda$. Aus der experimentellen Grenze δ_e an $(g-2)_e$ folgt damit eine Grenze an die Kopplung $c_{\gamma e^* e}/\Lambda$ von

$$\frac{c_{\gamma e^* e}}{\Lambda} \leq \sqrt{\frac{\pi\,\delta_e}{72\,\alpha\,m_f^2}}. \tag{3.19}$$

Mit den numerischen Werten $\delta_e = 5{,}2 \times 10^{-10}$, $\alpha^{-1} = 128$ und $m_f = 0{,}511\,\mathrm{MeV}$ ergibt sich die Grenze zu

$$\frac{c_{\gamma e^* e}}{\Lambda} \leq 0{,}105\,\mathrm{GeV}^{-1}, \tag{3.20}$$

oder anders gesagt, $\Lambda > \mathcal{O}(10\,\mathrm{GeV})$.

Kapitel 4

Der Signalgenerator

4.1 Das Programm

Die Basis zur Untersuchung neuartiger Effekte in Ereignissen der ep-Streuung ist ein Signalgenerator. Dieser dient dazu, Ereignisse eines bestimmten physikalischen Typs zu erzeugen, d.h. die 4er-Impulse aller in einer Reaktion entstehenden stabilen Teilchen zu generieren. Die Teilchenspektren und ihre Winkelverteilungen sollen vom Generator möglichst korrekt beschrieben werden. Die generierten Ereignisse sollen also ein statistisch verteiltes Abbild von Ereignissen darstellen, die in der Wirklichkeit vorkommen könnten.

Anschließend werden die Ereignisse einer Detektor-Simulation unterworfen. Als Ergebnis dieser Simulation stehen die Ereignisse auf derselben Stufe wie tatsächlich im Detektor gemessene Ereignisse und sollten sich in wesentlichen technischen Punkten nicht unterscheiden. Sowohl die simulierten als auch die echten Ereignisse durchlaufen dann dasselbe Rekonstruktionsprogramm, in welchem z.B. Spuren geladener Teilchen in den Spurkammern oder Energie-Cluster in den Kalorimetern rekonstruiert werden.

Zur Ereignis-Generation für angeregte Leptonen steht der Generator COMPOS, Version 1.4 bzw. 1.5 zur Verfügung [28]. Die Grundlage des Programms bildet das Integrationspaket BASES [29]. In einem ersten Schritt wird der differentielle Wirkungsquerschnitt des physikalischen Prozesses integriert. Das Programm kommt dabei auch mit schwierig zu integrierenden Funktionen zurecht, also z.B. mit solchen mit Polen am Rand des Integrationsgebiets. Während der Integration legt sich BASES ein „Gitter" an. Dieses wird im zweiten Schritt dazu verwendet, effizient Punkte im Phasenraum der Integrationsvariablen zu würfeln, deren Wahrscheinlichkeitsdichte der ursprünglichen Funktion folgt. Aus den Werten der Variablen an den Punkten lassen sich die Kinematik des Prozesses und damit die 4er-Impulse aller Teilchen bestimmen.

Die Implementation des Generators COMPOS umfaßt folgende Punkte:

- Vollständiger differentieller Wirkungsquerschnitt zur Produktion angeregter Elektronen und Neutrinos in ep-Kollisionen nach Ref. [20].

- Elastische, quasielastische sowie inelastische Produktion angeregter Elektronen, sowohl einzeln als auch gemeinsam entsprechend ihrer Wirkungsquerschnitte.

- In Version 1.4 wird der Wirkungsquerschnitt für angeregte Leptonen bei einer festen (aber frei zu wählenden) Masse berechnet. Während der Generation ist dann eine „Verschmierung" der Masse gemäß einer Breit-Wigner-Funktion möglich. Ab Version 1.5 kann dieser Effekt schon bei der Integration berücksichtigt werden.

- Zerfälle der angeregten Leptonen in die drei möglichen Kanäle $\ell^* \to \ell\,\gamma$, $\ell^* \to \ell\,Z$ und $\ell^* \to \ell'\,W$ entsprechend der Verzweigungsverhältnisse in Gl. (3.11). Die Winkelverteilungen in diesen Zerfällen werden nach Gl. (3.12) korrekt behandelt.

- Zerfälle der Z- und W-Bosonen in Leptonpaare oder Quarkpaare. In Version 1.4 geschehen diese Zerfälle isotrop, ab Version 1.5 werden die Winkelverteilungen dieser Zerfälle näherungsweise richtig bestimmt. In einem zweistufigen Zerfall wird die Spineinstellung der Z- und W-Bosonen im Zwischenzustand berücksichtigt. Es werden aber die Interferenzterme der Amplituden zu verschiedenen Spineinstellungen der schweren Bosonen vernachlässigt.

- Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons [28].

- Fragmentation der Partonen im Lund-String-Modell und weitere Zerfälle instabiler Teilchen mit dem Programm JETSET 7.3 [30].

- Parton-Schauer im Endzustand.

- Anbindung der meisten Parametrisierungen der Quarkdichte-Verteilungen des Protons mit Hilfe des Pakets PDFLIB [31]. Zusätzlich steht für die quasielastische Produktion angeregter Elektronen eine Parametrisierung der Strukturfunktionen F_1 und F_2 im Bereich kleiner Q^2 ($< 4\,\mathrm{GeV}^2$) zur Verfügung [22].

Zu allen in Tabelle 4.1 aufgeführten Zerfallskanälen angeregter Leptonen werden Monte Carlo-Ereignisse generiert. Die Parameter der Generation dieser Monte Carlo-Files sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Die genauen Parameter der Generation (Spalte „Param.") sind dabei

(a) COMPOS Version 1.4, Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen $-26{,}7\,\mathrm{GeV}$ und $820\,\mathrm{GeV}$, keine Polarisation, Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen sowie Parton-Schauer im Endzustand möglich, Parametrisierung der Quarkdichte-Verteilungen nach Duke und Owens, Satz I [32], Quarkflavors u, d, s, c zugelassen, kein intrinsischer Transversalimpuls der Quarks, elastische, quasielastische sowie inelastische e^*-Produktion, inelastische ν^*-Produktion, feste Masse der angeregten Leptonen, $\Lambda = 1\,\mathrm{TeV}$, $f = f' = 1$, $M_W = 80{,}6\,\mathrm{GeV}$, $M_Z = 91{,}2\,\mathrm{GeV}$, $\alpha^{-1} = 137{,}036$, $\sin^2\theta_W = 0{,}229$, feste Teilchenmassen in JETSET, kein Zerfall von Teilchen mit einer Lebensdauer $\tau > 0{,}8 \times 10^{-8}\,\mathrm{s}$ (H1-Standard), Impulsbruchteil der Quarks im Proton größer

	Zerfallskanal	
1.	$e^* \to e\,\gamma$	
2.	$e^* \to e\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
3.		$Z \to \nu\,\bar{\nu}$
4.		$Z \to q\,\bar{q}$
5.	$e^* \to \nu\,W,$	$W \to e\,\nu$
6.		$W \to q\,\bar{q}'$
7.	$\nu^* \to \nu\,\gamma$	
8.	$\nu^* \to \nu\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
9.		$Z \to q\,\bar{q}$
10.	$\nu^* \to e\,W,$	$W \to e\,\nu$
11.		$W \to q\,\bar{q}'$

Tabelle 4.1: Liste aller in dieser Arbeit analysierten Zerfallskanäle angeregter Leptonen. Zu jedem dieser Kanäle werden Monte Carlo-Files generiert.

als 0,001, Impulsbruchteil z des abgestrahlten Photons vom einlaufenden Elektron im Bereich $0{,}0001 < z < 0{,}9999$ oder $z = 0$.

(b) COMPOS Version 1.4, im Bereich $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ Parametrisierungen nach Morfin und Tung, Satz MT-B1 (DIS) [33], für $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ Strukturfunktionen F_1, F_2 nach Brasse et al., Satz mit $R = 0{,}18$ [22], $\alpha^{-1} = 128$, sonst wie (a).

(c) Compos Version 1.5, feste Masse der angeregten Leptonen, sonst wie (b).

Um einheitliche Bedingungen zu schaffen und um modernere Parametrisierungen der Quarkdichte-Verteilungen zu verwenden, werden die Ereignisse gewichtet. Im Bereich $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ werden die Parametrisierungen nach Martin, Stirling und Roberts, Satz MRS D$^-$ [21] verwendet, für $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ die Strukturfunktionen F_1, F_2 nach Brasse et al., Satz mit $R = 0{,}18$ [22]. Der Wert der Feinstrukturkonstante wird auf $\alpha^{-1} = 128$ festgelegt, alle Ereignisse werden dementsprechend gewichtet. Der Wert $\alpha^{-1} = 128$ wird deshalb gewählt, weil die Kopplungen an Vertizes mit massiven Teilchen angreifen und auf diese Weise das „Laufen“ der Kopplung α zum Teil berücksichtigt wird. Außerdem wird dieser Wert in Ref. [20] ebenfalls in deren numerische Rechnungen eingesetzt.

Alle Ereignisse durchlaufen die vollständige Detektor-Simulation und werden anschließend mit demselben Programm, welches die echten Daten behandelt, rekonstruiert.

Die Produktions-Wirkungsquerschnitte für angeregte Elektronen und Neutrinos werden in einer separaten Integration neu bestimmt (siehe Tabelle 4.3). Die hierfür verwendeten Parameter sind:

- Parametrisierung der Partondichte-Verteilung nach MRS D$^-$ im Bereich $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ und nach Brasse et al. für $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$,

Kanal	Masse	Q^2-Schnitt	#Ereignisse	Param.
1,2,5	100,150,200,250 GeV	$Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$	je 500	(a)
1,2,5,7,8,10	100,150,200,250 GeV	$Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$	je 500	(a)
1,7	75 GeV	$Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$	je 500	(a)
1,7	75 GeV	$Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$	je 500	(a)
1	25,50 GeV	—	je 100	(b)
3	100,150,200,250 GeV	$Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$	je 100	(b)
3	100,150,200,250 GeV	$Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$	je 100	(b)
4,6,9,11	100,150,200,250 GeV	—	je 100	(b)
4,9	92 GeV	—	je 100	(c)
6,11	81 GeV	—	je 100	(c)

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Parameter aller in den Analysen verwendeten Ereignis-Files des Signalgenerators COMPOS. Die Einträge der Spalte „Param.“ werden im Text erklärt.

- $\alpha^{-1} = 128$,
- Sonst wie oben unter (c),
- Eingestellte Genauigkeit der Integration 1%.

M/GeV	$\sigma(ep \to e^* X)$/pb	$\sigma(ep \to \nu^* X)$/pb
25	2,9151	0,1014
50	1,7527	0,08701
75	1,0965	0,06933
81	0,9749	0,06410
92	0,7906	0,05536
100	0,6752	0,04972
150	0,2235	0,01694
200	0,04463	0,002420
250	0,001607	$0{,}4269 \times 10^{-4}$

Tabelle 4.3: Produktions-Wirkungsquerschnitte angeregter Elektronen und Neutrinos bei HERA. Die Parameter werden im Text beschrieben.

4.2 Kinematische Verteilungen

Im folgenden werden beispielhaft für einige Kanäle interessante Verteilungen der Signal-Ereignisse nach Detektor-Simulation und Rekonstruktion gezeigt. Vorangestellt werden die Methoden erläutert, mit denen die verschiedenen Teilchen im Detektor wiedererkannnt werden.

Um Elektronen und Photonen im Endzustand zu identifizieren, werden isolierte, elektromagnetische Cluster gesucht (Cluster sind lokale Energiedepositionen in den Kalorimetern). Um den zu untersuchenden Cluster wird ein vom Vertex ausgehender Konus definiert. Die Konusgröße R wird in Differenzen der Pseudorapidität η und des Azimutwinkels φ zum untersuchten Cluster definiert, $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} < 0{,}5$. Der Cluster ist isoliert, wenn die innerhalb des Konus' summierte Energie (ohne den zu untersuchenden Cluster) kleiner als 10% der Energie des untersuchten Clusters ist. Außerdem muß der elektromagnetische Energie-Anteil 90% übersteigen. Die Cluster werden dann nach ihren Transversalenergien E_T sortiert.

Für Kanäle mit einem oder mehreren Neutrinos im Endzustand wird der unsichtbare 4er-Impuls rekonstruiert und in die Massenrekonstruktion mit einbezogen. In dem gesamten Ereignis gilt die 4er-Impulserhaltung (die Namen der Teilchen bezeichnen deren 4er-Impulse, z.B. $\nu = (E_\nu, p_{x\,\nu}, p_{y\,\nu}, p_{z\,\nu})$):

$$e + p = \nu + p_{vis} + p_{invis}, \tag{4.1}$$

wobei p_{vis} bzw. p_{invis} der im Detektor sichtbare bzw. nicht sichtbare Teil des Ereignisses ist; der 4er-Impuls des Neutrinos fehlt natürlich auch in der Messung.

Die Näherungen in den folgenden Rechnungen setzen voraus, daß der gesamte unsichtbare Anteil p_{invis} ausschließlich entlang der Protonrichtung in der Strahlröhre verlorengeht. Es wird also vorausgesetzt, daß der Transversalimpuls des in der Strahlröhre verbleibenden Anteils klein ist, $|\vec{p_T}|_{invis} \approx 0\,\mathrm{GeV}$, und daß die Größe $(E - p_z)_{invis}$ ebenfalls vernachlässigbar ist. Daraus folgt, daß die x- bzw. y-Komponente des Neutrinoimpulses gerade entgegengesetzt zu den entsprechenden Komponenten des sichtbaren Transversalimpulses ist:

$$p_{x\,\nu} = -p_{x\,vis}, \tag{4.2}$$

$$p_{y\,\nu} = -p_{y\,vis}. \tag{4.3}$$

Der gesamte fehlende Transversalimpuls $p_{T\,miss}$ ist dann gegeben durch

$$p^2_{T\,miss} = p^2_{x\,vis} + p^2_{y\,vis}. \tag{4.4}$$

Die Energiebilanz sowie die Impulsbilanz in z-Richtung liefert

$$E_e + E_p = E_\nu + E_{vis} + E_{invis}, \tag{4.5}$$

$$-E_e + E_p = p_{z\,\nu} + p_{z\,vis} + p_{z\,invis}, \tag{4.6}$$

wobei E_e und E_p die Energien der einlaufenden Elektronen und Protonen bezeichnen. Nach Subtraktion folgt unter Berücksichtigung von $(E - p_z)_{invis} \approx 0\,\mathrm{GeV}$

$$2E_e = (E - p_z)_\nu + (E - p_z)_{vis}. \tag{4.7}$$

Die Näherung $(E - p_z)_{invis} \approx 0\,\mathrm{GeV}$ ist deshalb gerechtfertigt, weil die typischen Energien der Teilchen, die in der Strahlröhre in Protonrichtung davonfliegen, sehr groß sind verglichen mit den Massen der Teilchen. Außerdem sind die Streuwinkel θ sehr klein, deshalb gilt hier $p_z = p \cdot \cos\theta \approx E \cdot \cos\theta \approx E$.

Eine weitere Randbedingung ist durch die Masselosigkeit des Neutrinos gegeben. Bei nur einem Neutrino im Endzustand liefert diese Bedingung gute Ergebnisse, bei mehreren auslaufenden Neutrinos aber ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, es geht zuviel Information verloren. Mit Hilfe der Massenbedingung

$$m_\nu^2 = E_\nu^2 - p_{x\,\nu}^2 - p_{y\,\nu}^2 - p_{z\,\nu}^2 \stackrel{!}{=} 0\,\mathrm{GeV}^2 \tag{4.8}$$

und des gesamten fehlenden Transversalimpulses $p_{T\,miss}$ gelangt man zu

$$(E + p_z)_\nu (E - p_z)_\nu = p_{T\,miss}^2. \tag{4.9}$$

Einsetzen der Gl. (4.7) in Gl. (4.9) und Umformung der Gl. (4.7) ergibt

$$(E + p_z)_\nu = p_{T\,miss}^2 / [2E_e - (E - p_z)_{vis}], \tag{4.10}$$
$$(E - p_z)_\nu = 2E_e - (E - p_z)_{vis}, \tag{4.11}$$

woraus durch Addition bzw. Subtraktion Ausdrücke für die Neutrinoenergie bzw. dessen Impuls in z-Richtung folgen:

$$E_\nu = \frac{1}{2}\left[\frac{p_{T\,miss}^2}{2E_e - (E - p_z)_{vis}} + 2E_e - (E - p_z)_{vis}\right], \tag{4.12}$$
$$p_{z\,\nu} = \frac{1}{2}\left[\frac{p_{T\,miss}^2}{2E_e - (E - p_z)_{vis}} - 2E_e + (E - p_z)_{vis}\right]. \tag{4.13}$$

Damit sind alle Komponenten des 4er-Impulses des Neutrinos rekonstruiert. Physikalisch sinnvolle Ergebnisse werden mit dieser Rechnung nur unter der Voraussetzung

$$2E_e > (E - p_z)_{vis} \tag{4.14}$$

gewonnen, da nach Gl. (4.7) nur dann auch $(E - p_z)_\nu$ positiv ist.

In den Kanälen mit Zerfällen der Z- und W-Bosonen in Quarks (im folgenden „Jet-Kanäle“ genannt) fragmentieren die Quarks zu farblosen Hadronen, die dann weiter zerfallen können. Nur diese Hadronen sind im Detektor sichtbar. Die Hadronen bilden typischerweise sogenannte „Jets“, eng zusammenliegende Teilchenbündel, welche wiederum Rückschlüsse auf Energie und Richtung der ursprünglichen Quarks zulassen. Die Jets sind dabei um so enger und energiereicher, je mehr Energie die Quarks hatten.

In den Jet-Kanälen findet ein Konus-Algorithmus Verwendung [34]. Die Energiedepositionen in den Kalorimetern werden in ein Gitter in der η-φ-Ebene eingetragen. Um die Zelle mit der höchsten Energie wird dann ein Konus der Größe $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 1$ gelegt und alle Zellen innerhalb dieses Konus' werden zu einem Jet zusammengefaßt. Diese Zellen werden vom Gitter gelöscht und der Algorithmus beginnt von neuem auf den verbleibenden Zellen. Diese Prozedur wird solange weitergeführt, bis kein neuer Jet mehr gefunden wird. Die so gefundenen Jets werden nach ihren Transversalimpulsen sortiert.

Der erste ausgewählte Kanal ist $e^* \to e\,\gamma$. Dieser Kanal hat im Falle der elastischen e^*-Produktion den saubersten Endzustand, nämlich nur ein Elektron und ein Photon im Detektor. Das gestreute Proton bleibt fast immer in der Strahlröhre. In Abb. 4.1 sind die Energie- und Polarwinkel-Verteilungen sowie deren Korrelationen bei den zwei Massen 100 GeV und 200 GeV gezeigt. Die Energien der Cluster steigen für große e^*-Massen dramatisch an und erreichen Werte von bis zu 400 GeV. Gleichzeitig erfährt das angeregte Elektron und damit auch dessen Zerfallsteilchen einen starken „Boost" in Protonrichtung. Die Schwerpunkte der Winkelverteilungen verschieben sich für größere Massen deutlich zu kleineren Werten, also zur Richtung der einlaufenden Protonen. Ebenfalls interessant sind die starken Korrelationen in beiden Größen, welche zur Selektion von Ereignissen dieses Typs herangezogen werden können.

Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen kinematische Verteilungen für die Zerfallskanäle $e^* \to \nu e, W \to q\bar{q}'$ und $\nu^* \to \nu Z, Z \to q\bar{q}$. Diese Kanäle haben einen ähnlichen Endzustand und unterscheiden sich im wesentlichen dadurch, daß der Transversalimpuls der angeregten Neutrinos typisch viel größer ist als der angeregter Elektronen, da angeregte Neutrinos in ep-Reaktionen durch W-Boson-Austausch produziert würden.

Zu beobachten ist eine Verschiebung des Schwerpunktes der Transversalenergie-Verteilung des 1. Jets bei verschiedenen Massen im e^*-Kanal, während beim ν^* die Verteilungen nahezu unverändert bleiben. Die E_T-Verteilung des 2. Jets ist beim ν^* verglichen mit dem e^* zu größeren Werten hin verschoben. In der Korrelations-Abbildung der Transversalenergie bzw. der Pseudorapidität ist kaum noch eine Korrelationen auszumachen. Eine kleine Verschiebung der Pseudorapiditäten zu größeren Werten als Funktion der Masse ist aber noch sichtbar. Diese Verschiebung rührt von dem massenabhängigen „Boost" des angeregten Leptons in Protonrichtung her.

Eine Gegenüberstellung der Öffnungswinkel zwischen den beiden Jets, θ_{12}, der rekonstruierten Masse der schweren Bosonen und des gesamten fehlenden Transversalimpulses, $p_{T\,miss}$, ist in Abb. 4.4 für die beiden obigen Kanäle zu sehen. Mit steigender Masse verringert sich wie erwartet der Öffnungswinkel der Jets. Die Verteilungen der rekonstruierten W- bzw. Z-Masse geben einen Eindruck von der Massenauflösung für Kanäle mit Jets im Endzustand. Die Breiten der Verteilungen liegen bei etwa 10–20 GeV. Der fehlende Transversalimpuls wird durch das auslaufende Neutrino bedingt. Bei Massen der angeregten Leptonen nur knapp oberhalb der W- bzw. Z-Masse steht dem Neutrino im Zerfall nur wenig Phasenraum zur Verfügung und es erreicht daher auch nur kleine Transversalimpulse, wie man an den Verteilungen für $M = 100\,\mathrm{GeV}$ sieht. Die Situation ändert sich schnell für größere Massen, und die Spektren verschieben sich zu größeren Werten.

Schließlich sind in Abb. 4.5 bzw. Abb. 4.6 die rekonstruierten Massen der angeregten Elektronen bzw. Neutrinos für alle untersuchten Zerfallskanäle bei den Massen 100 GeV und 200 GeV gezeigt. Wie erwartet, hat der Kanal $e^* \to e\gamma$ die beste Massenauflösung von einigen GeV. Es folgen Kanäle mit ausschließlich Elektronen und Positronen und solche mit nur einem Neutrino zusätzlich im Endzustand. Falls zwei Neutrinos auftreten, ist die Massenrekonstruktion recht ungenau, da zuviel Information verlorengeht. Die Massenauflösung für Jet-Kanäle ist für angeregte Elektronen immer besser als im Falle angeregter Neutrinos, auch, wenn ein Neutrino ausläuft. Dies hängt einerseits mit dem typischerweise geringeren Transversalimpuls der angeregten Elektronen zusammen, wobei für kleine e^*-Massen die Energie gleichmäßiger auf die beiden Jets verteilt wird, andererseits sind ν^*-Ereignisse sehr häufig von einem Proton-Rest-Jet begleitet, welcher mit einem Jet aus dem W- bzw. Z-Zerfall verwechselt werden kann und natürlich zu völlig falschen rekonstruierten Massen führt.

4.3 Einfluß der Vertex-Rekonstruktion auf die Massenauflösung

Um den Einfluß der Vertex-Rekonstruktion auf die Massenauflösung im Kanal $e^* \to e\gamma$ zu studieren, werden verschiedene Extremfälle untersucht.

Die invariante Masse der beiden e.m. Cluster wird in den simulierten und rekonstruierten Signal-Ereignissen zunächst auf die übliche Weise mit Hilfe des rekonstruierten Vertex' gebildet. Im zweiten Fall wird jeweils der generierte Ereignis-Vertex verwendet. Drittens wird in der Massenrekonstruktion der z-Vertex immer zu Null gesetzt; dies entspricht dem nominellen Kollisionspunkt.

Tabelle 4.4 zeigt nun die mit den drei Verfahren erreichte Massenauflösung im Kanal $e^* \to e\gamma$ als Funktion der Masse der angeregten Elektronen. Grundsätzlich wächst die erreichte Auflösung mit der Masse. Bei Verwendung des generierten Vertex' ist die Auflösung etwa 5–30% besser als bei Verwendung des rekonstruierten Vertex'. Für den Extremfall, daß der z-Vertex immer auf Null gesetzt wird, verschlechtert sich die Auflösung etwa um einen Faktor Drei.

M/GeV	Vtx_{rec}	Vtx_{gen}	$\mathrm{Vtx} = 0$
75	1,73	1,65	3,26
100	2,00	1,77	4,95
150	2,74	2,38	8,71
200	4,45	2,87	11,86
250	5,01	4,10	16,07

Tabelle 4.4: Erreichte Massenauflösung (in GeV) im Kanal $e^* \to e\gamma$ als Funktion der Masse der angeregten Elektronen bei Verwendung des rekonstruierten Vertex' („Vtx_{rec}“), des generierten Vertex' („Vtx_{gen}“) und des nominellen Kollisionspunktes („$\mathrm{Vtx} = 0$“).

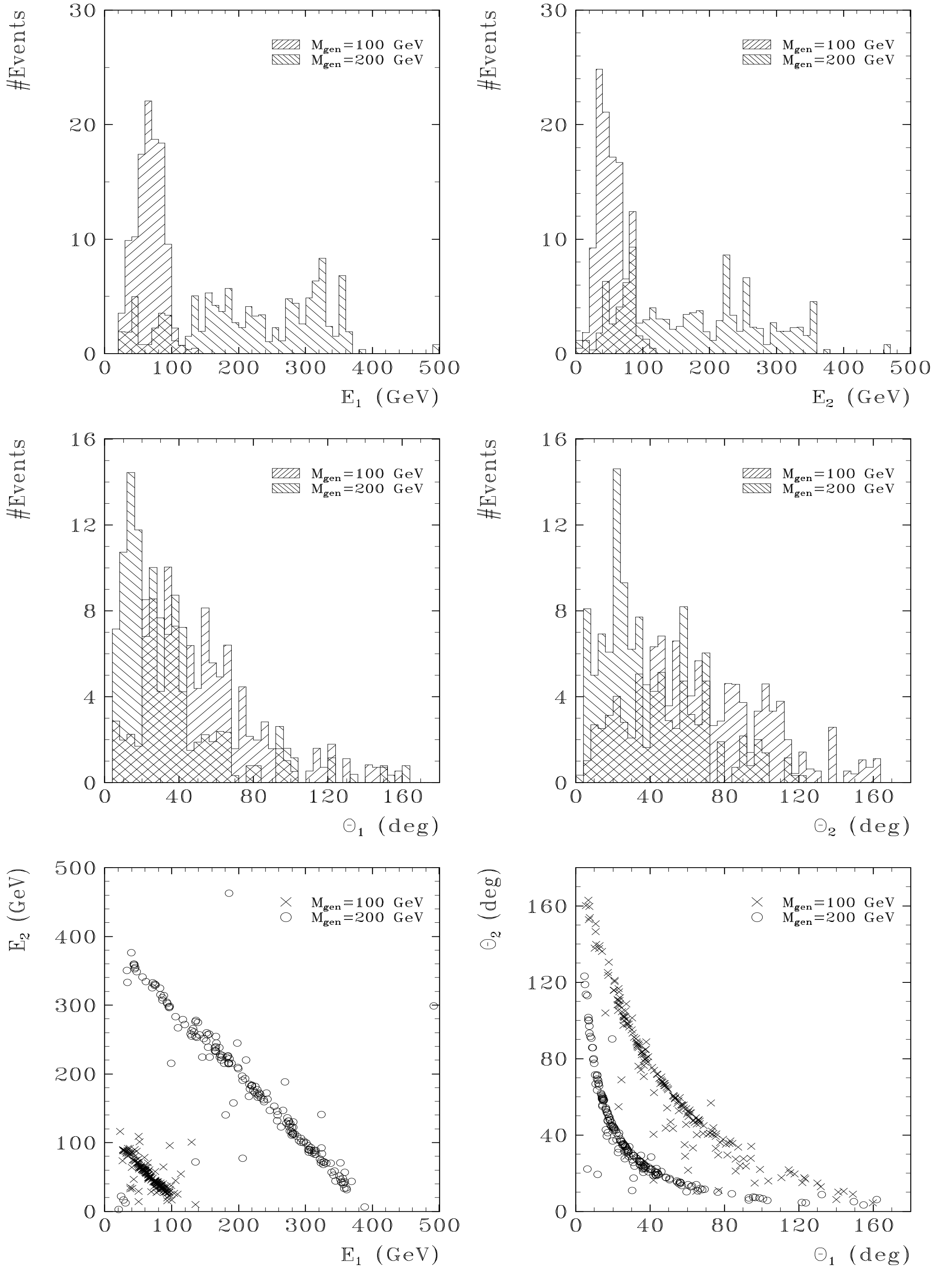

Abbildung 4.1: Energie- und Polarwinkel-Verteilungen der beiden rekonstruierten Cluster im Kanal $e^* \to e\gamma$.

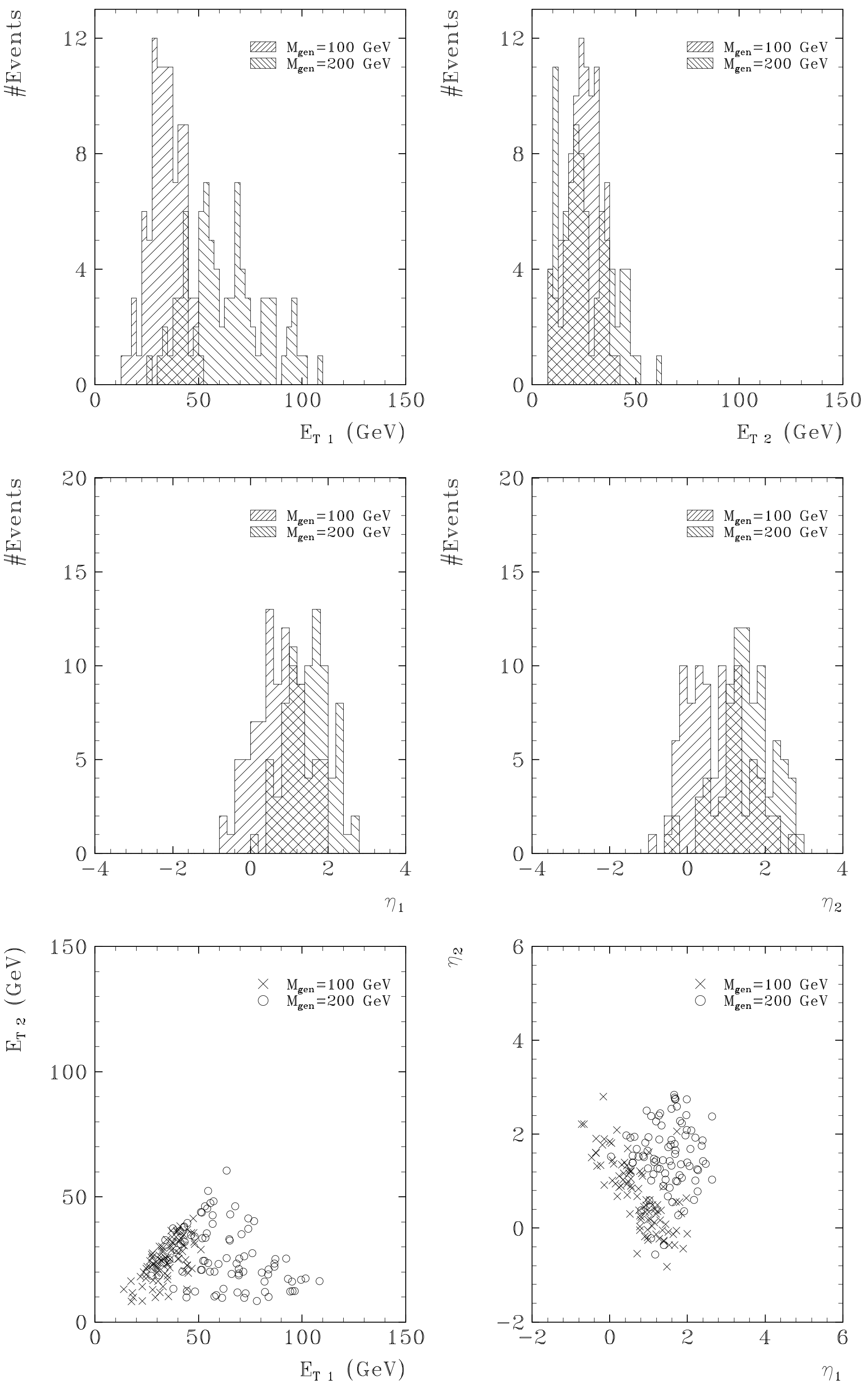

Abbildung 4.2: Verteilungen der Transversalenergie und der Pseudorapidität der beiden rekonstruierten Jets im Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to q\bar{q}'$.

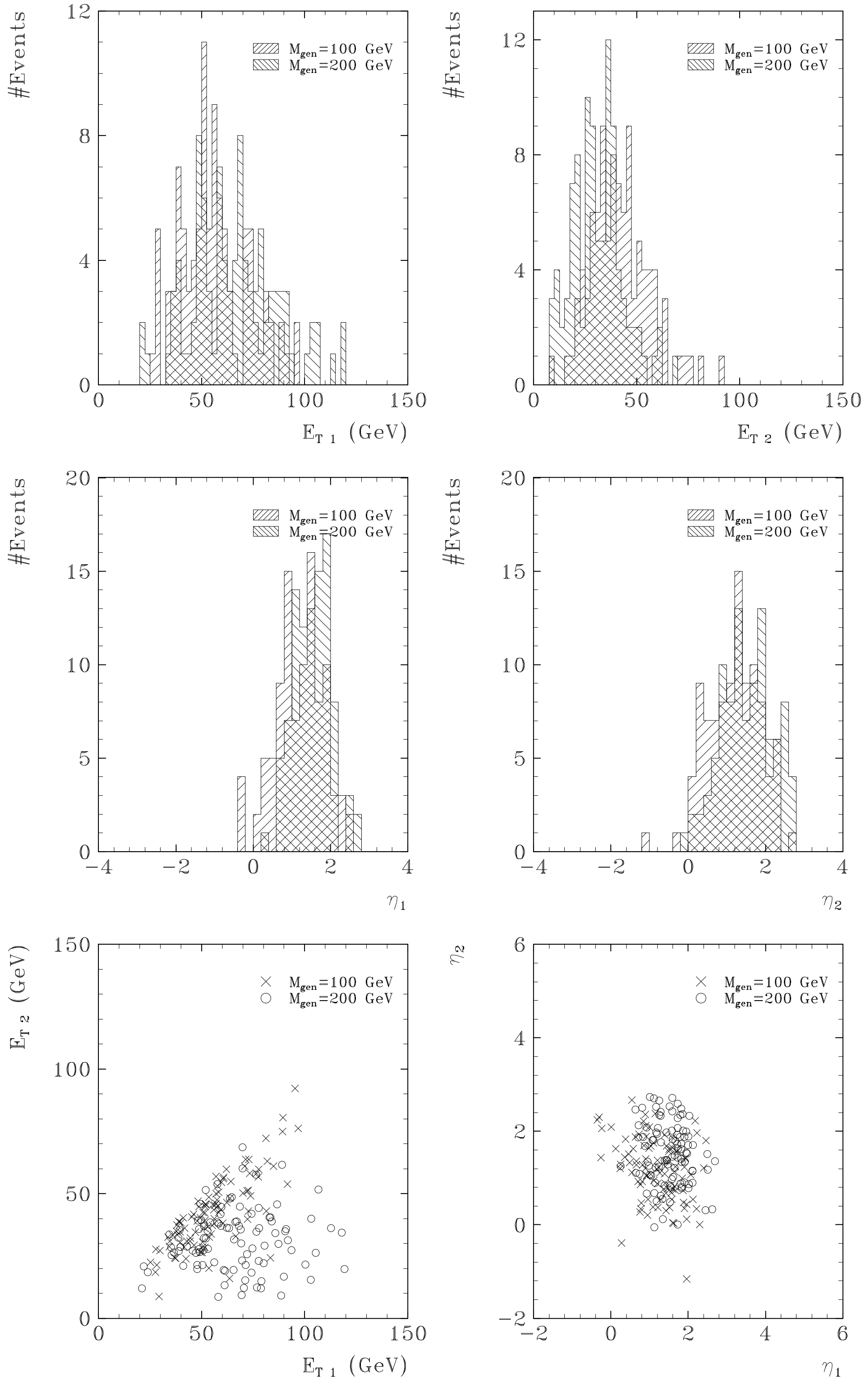

Abbildung 4.3: Verteilungen der Transversalenergie und der Pseudorapidität der beiden rekonstruierten Jets im Kanal $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to q\bar{q}$.

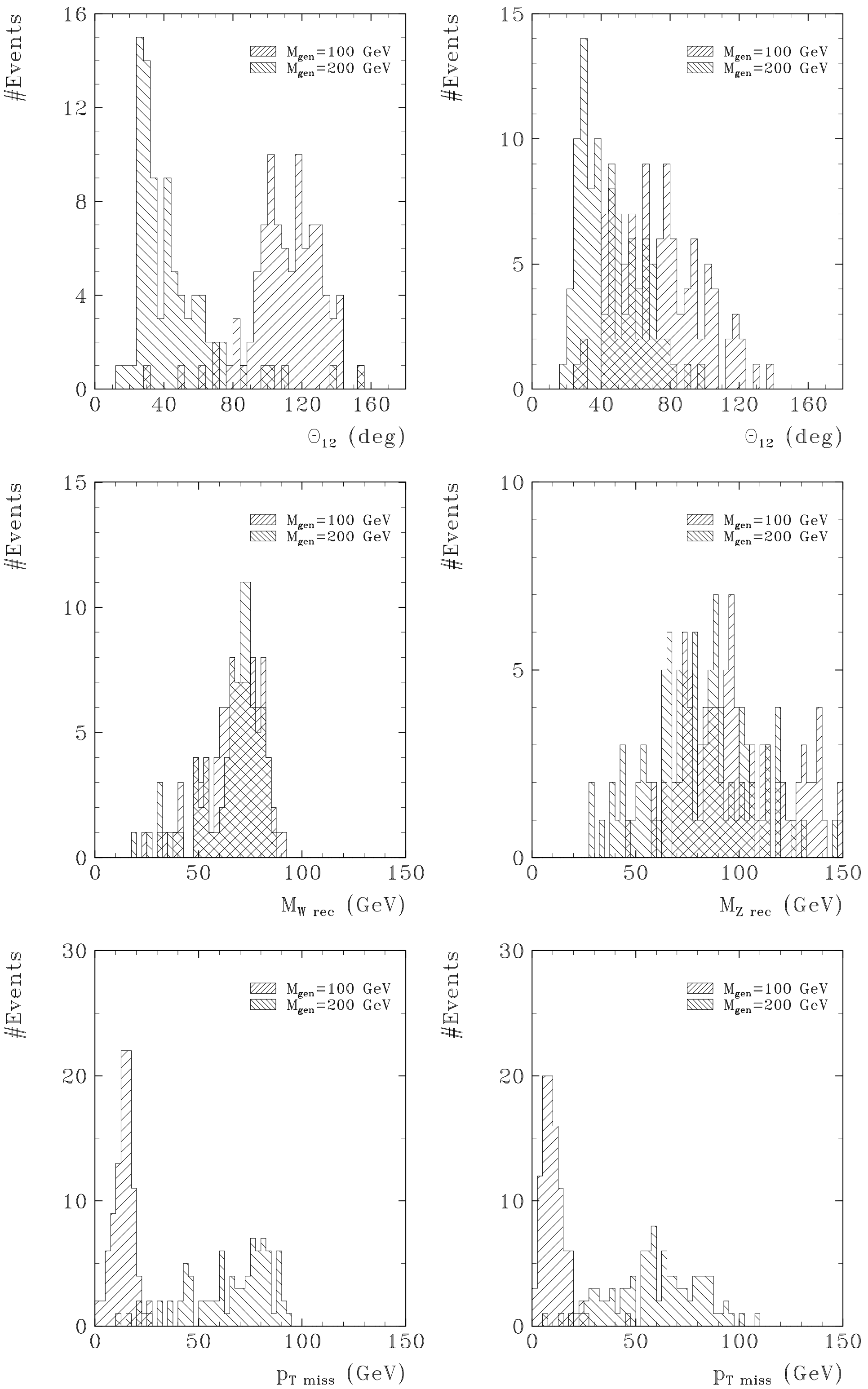

Abbildung 4.4: Verteilungen der Jet-Öffnungswinkel, der rekonstruierten Masse der W- bzw. Z-Bosonen und der gesamten fehlenden Transversalenergie im Ereignis. Die Bilder auf der linken Seite zeigen den Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to q\bar{q}'$, die rechte Seite zeigt $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to q\bar{q}$.

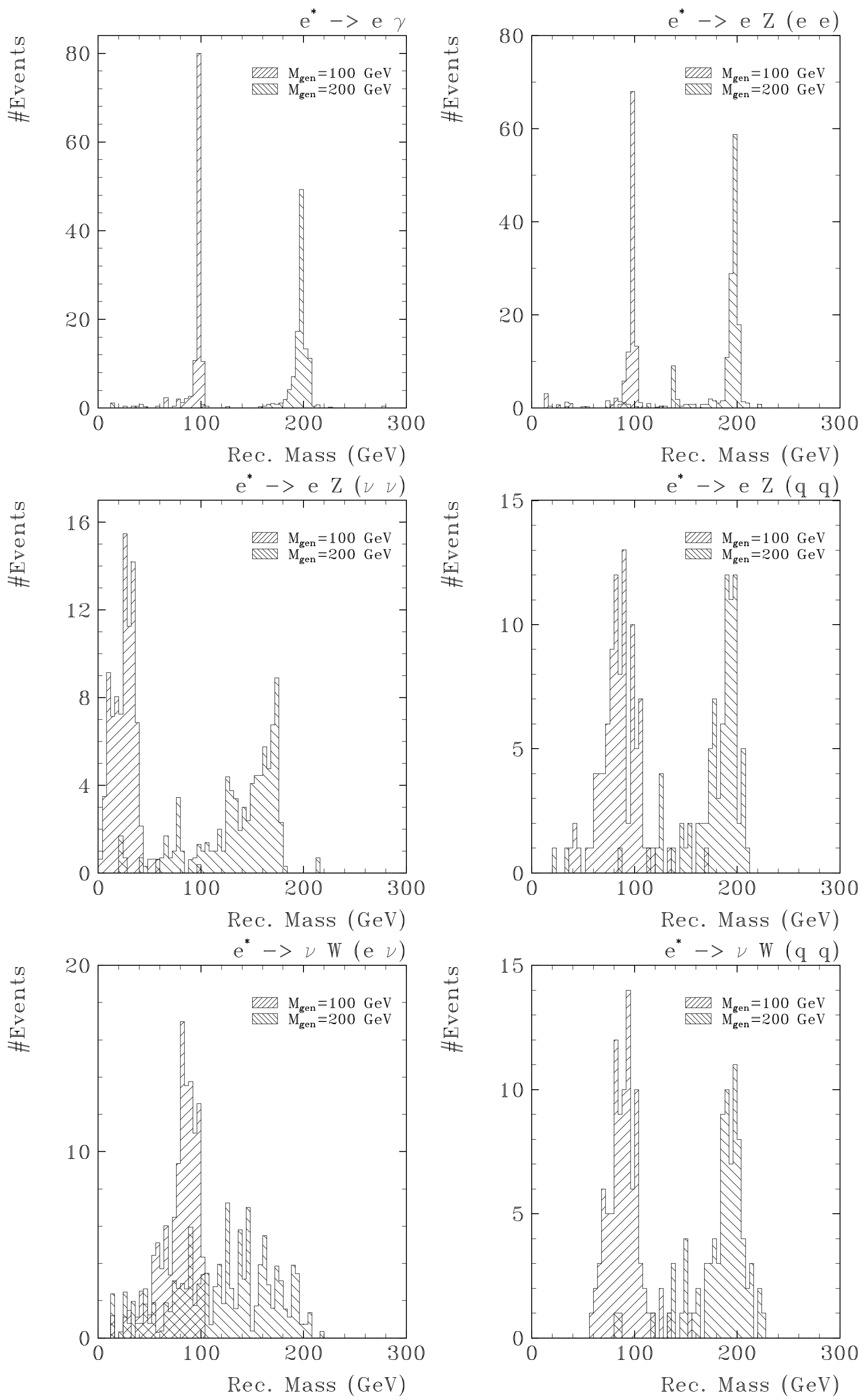

Abbildung 4.5: Rekonstruierte Massen angeregter Elektronen in den untersuchten Zerfallskanälen.

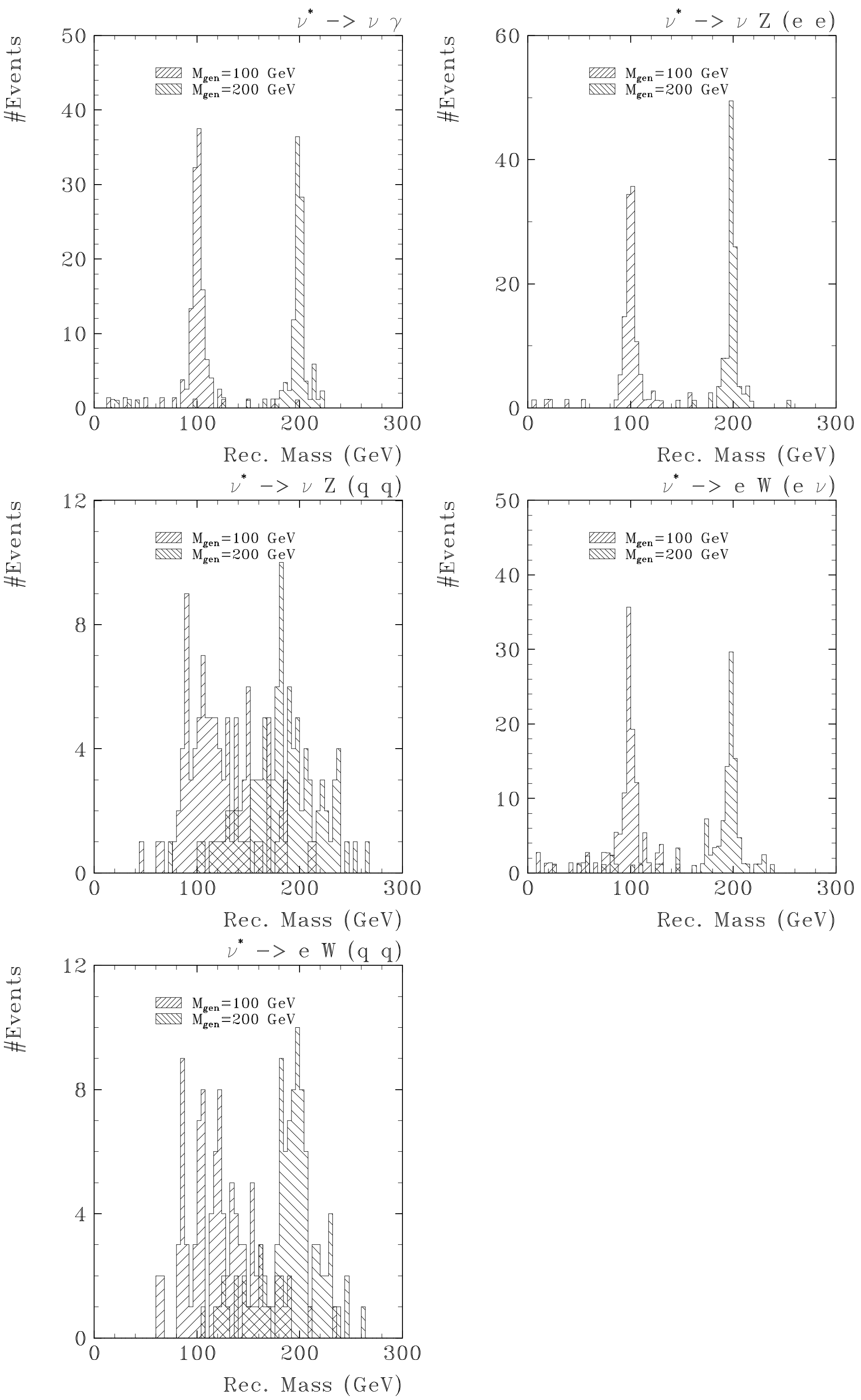

Abbildung 4.6: Rekonstruierte Massen angeregter Neutrinos in den untersuchten Zerfallskanälen.

Kapitel 5

Untergrundprozesse

5.1 Weitwinkel-Bremsstrahlung

Mit Weitwinkel-Bremsstrahlung (WWB) in der ep-Streuung bezeichnet man die Abstrahlung eines reellen Photons vom ein- oder auslaufenden Elektron unter großen Winkeln. Dieser Prozeß stellt die wichtigste Untergrundquelle in der Suche nach angeregten Elektronen im Kanal $e^* \to e\gamma$ dar. In Abb. 5.1 sind die beiden Feynman-Diagramme zu diesem Prozeß in niedrigster Ordnung gezeigt.

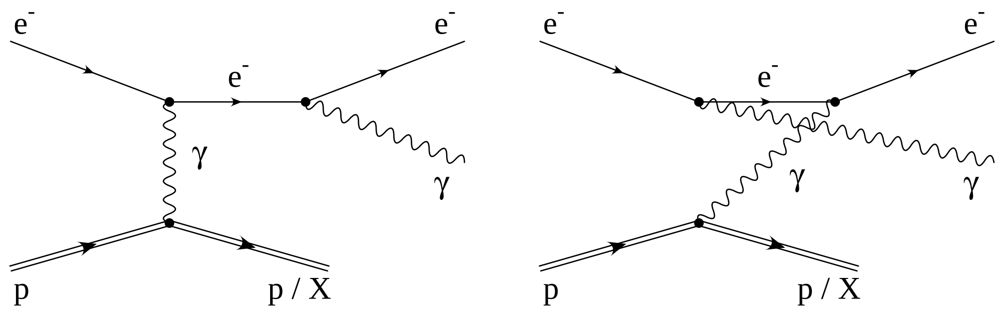

Abbildung 5.1: Feynman-Diagramme zur Weitwinkel-Bremsstrahlung in ep-Reaktionen.

Der Prozeß kann ebenso wie die e^*-Produktion elastisch, quasielastisch oder inelastisch ablaufen. Die Unterscheidung der drei Bereiche geschieht im Monte Carlo-Generator EPCQU [35] in gleicher Weise wie im e^*-Prozeß bei COMPOS. Bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 des Photons auf das Proton bleibt dieses typischerweise als solches erhalten und wird lediglich gestreut. In diesem Fall spricht man auch vom „Compton-Prozeß“ anstelle der Weitwinkel-Bremsstrahlung.

In die Berechnungen zu den Streuquerschnitten gehen die elektrischen und magnetischen Formfaktoren $G_E^2(Q^2)$ und $G_M^2(Q^2)$ des Protons ein. Für den inelastischen Fall, etwa ab $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$, reduzieren sich die Kopplungen auf punktförmige Wechselwirkungen mit den Quarks im Proton. Die Wirkungsquerschnitte der harten Elektron-Quark-Reaktionen werden mit den üblichen Quarkdichte-Verteilungen des

Protons gefaltet. Der quasielastische Bereich ($Q^2 \lesssim 4\,\mathrm{GeV}^2$) wird mit speziellen Parametrisierungen der Proton-Strukturfunktionen F_1 und F_2 abgedeckt. Da in diesem Bereich die gestreuten Zerfallsteilchen des Protons üblicherweise in der Strahlröhre verbleiben, wird ein einfacher Phasenraumzerfall in ein Baryon und Pionen generiert.

Die Kinematik des WWB-Prozesses ist im Falle $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$ überbestimmt, d.h. es lassen sich z.B. die Energien des auslaufenden Elektrons und Photons oder deren invariante Masse allein aus den beiden Polarwinkeln θ_e und θ_γ bestimmen.

Die in die folgenden Rechnungen eingehenden Näherungen sind:

- Das abgestrahlte Photon aus dem Proton ist kollinear zum Proton. Daraus folgt für das Photon ein Impulsübertrag $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$,
- Das auslaufende Elektron bildet mit dem auslaufenden Photon in der Ebene senkrecht zu den einlaufenden Teilchen in der r-φ-Ebene einen Öffnungswinkel von $\approx 180°$,
- Die Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons wird vernachlässigt,
- Die Elektron- und Protonmassen werden vernachlässigt.

Die einlaufenden Elektronen und Protonen tragen die 4er-Impulse $e = E_e\,(1,0,0,-1)$ und $p = E_p\,(1,0,0,1)$; die vom Proton kollinear abgestrahlten Photonen tragen den 4er-Impuls $\gamma = z\,p$. Die auslaufenden Elektronen und Photonen werden mit $e' = E'_e\,(1, \sin\theta_e, 0, \cos\theta_e)$ und $\gamma' = E'_\gamma\,(1, -\sin\theta_\gamma, 0, \cos\theta_\gamma)$ bezeichnet. Alle Energien und Winkel werden dabei im Laborsystem gemessen.

Es gilt für die Energie-Impulsbilanz

$$\begin{aligned} E_e + z\,E_p &= E'_e + E'_\gamma, && (5.1)\\ 0 &= E'_e \sin\theta_e - E'_\gamma \sin\theta_\gamma, && (5.2)\\ -E_e + z\,E_p &= E'_e \cos\theta_e + E'_\gamma \cos\theta_\gamma. && (5.3) \end{aligned}$$

Durch Subtraktion von Gl. (5.1) und Gl. (5.3) wird die unbekannte Größe z eliminiert und es folgt

$$2E_e = E'_e\,(1-\cos\theta_e) + E'_\gamma\,(1-\cos\theta_\gamma). \qquad (5.4)$$

Gleichung (5.2) und Gl. (5.4) lassen sich überführen in

$$\begin{aligned} 2E_e \sin\theta_\gamma &= E'_e\,[(1-\cos\theta_\gamma)\sin\theta_e + (1-\cos\theta_e)\sin\theta_\gamma], && (5.5)\\ 2E_e \sin\theta_e &= E'_\gamma\,[(1-\cos\theta_\gamma)\sin\theta_e + (1-\cos\theta_e)\sin\theta_\gamma], && (5.6) \end{aligned}$$

und nach den Energien auflösen,

$$\begin{aligned} E'_e &= \frac{2E_e \sin\theta_\gamma}{(1-\cos\theta_\gamma)\sin\theta_e + (1-\cos\theta_e)\sin\theta_\gamma}, && (5.7)\\ E'_\gamma &= \frac{2E_e \sin\theta_e}{(1-\cos\theta_\gamma)\sin\theta_e + (1-\cos\theta_e)\sin\theta_\gamma}. && (5.8) \end{aligned}$$

Unter den obengenannten Näherungen lassen sich also aus den Winkeln der auslaufenden Elektronen und Photonen deren Energien berechnen.

Die quadrierte invariante Masse des auslaufenden $e\gamma$-Paares ist durch

$$\begin{aligned} m_{e\gamma}^2 &= (e' + \gamma')^2 \\ &= 2e' \cdot \gamma' \\ &= 2E_e' E_\gamma' \left(1 + \sin\theta_e \sin\theta_\gamma - \cos\theta_e \cos\theta_\gamma\right) \end{aligned} \tag{5.9}$$

gegeben. Gleichung (5.2) und Gl. (5.4) werden umgeformt und quadriert:

$$0 = E_e'^2 \sin^2\theta_e + E_\gamma'^2 \sin^2\theta_\gamma - 2E_e' E_\gamma' \sin\theta_e \sin\theta_\gamma, \tag{5.10}$$

$$(-2E_e + E_e' + E_\gamma')^2 = E_e'^2 \cos^2\theta_e + E_\gamma'^2 \cos^2\theta_\gamma + 2E_e' E_\gamma' \cos\theta_e \cos\theta_\gamma. \tag{5.11}$$

Nach Addition der beiden Gleichungen und Vergleich mit Gl. (5.9) ergibt sich

$$m_{e\gamma}^2 = 4E_e\,(E_e' + E_\gamma' - E_e), \tag{5.12}$$

woraus sofort folgt, daß die Bedingung $E_e' + E_\gamma' > E_e$ erfüllt sein muß.

Werden schließlich in Gl. (5.12) die beiden Gleichungen (5.7) und (5.8) eingesetzt, so läßt sich die invariante Masse durch die Winkel der beiden auslaufenden Teilchen ausdrücken durch

$$m_{e\gamma}^2 = 4E_e^2 \, \frac{1+\beta}{1-\beta} \tag{5.13}$$

mit

$$\beta = \frac{\sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma}. \tag{5.14}$$

Dabei bezeichnet β den sog. „Boost", den das $e\gamma$-Schwerpunktsystem im Labor in z-Richtung erfährt. Für Massen größer (kleiner) als $2E_e$ ist β positiv (negativ). Bei großen invarianten Massen werden also Elektron und Photon bevorzugt in Vorwärtsrichtung (Richtung des einlaufenden Protons) ausgesandt.

An keiner Stelle der Rechnung ging die Art der Kopplung an den Vertizes ein; ausschließlich die Kinematik bestimmte die Gleichungen. Unter den obengenannten Näherungen gelten sie daher auch in identischer Weise für den e^*-Zerfall $e^* \to e\gamma$.

Das zur Ereignis-Generation verwendete Programm ist EPCQU 1.0 [35]. Wie schon oben beschrieben, ist der Generator in der Lage, WWB-Ereignisse in den drei verschiedenen kinematischen Bereichen zu erzeugen. Im inelastischen Bereich wird die Fragmentation der Partonen sowie der anschließende Zerfall instabiler Teilchen durch das Programm JETSET [30] behandelt. Evtl. Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons ist in der Weizsäcker-Williams-Näherung berücksichtigt.

Insgesamt wurden 13999 Ereignisse des WWB-Prozesses generiert, um eine ausreichende Statistik zur Untergrundbestimmung zu gewährleisten. Während der Generation waren folgende Parameter des Programms eingestellt:

- Generator EPCQU, Version 1.0,
- Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen −26,7 GeV und 820 GeV, keine Polarisation der Elektronen, Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen möglich,

- Parametrisierung der Quarkdichte-Verteilungen nach HMRS, Satz E [36] im inelastischen Bereich, Strukturfunktionen F_1, F_2 nach Brasse et al., Satz mit $R = 0{,}18$ [22] im quasielastischen Bereich,
- Energien der auslaufenden Elektronen und Photonen im Laborsystem $E'_{e,\gamma} > 2\,\mathrm{GeV}$,
- Polarwinkel der auslaufenden Elektronen und Photonen im Laborsystem $2° < \theta_{e,\gamma} < 178°$,
- Polarwinkel der gestreuten Protonen im Laborsystem $0° < \theta_p < 75°$.

Die Ereignisse sind in den drei Bereichen „elastisch“, „quasielastisch“ und „inelastisch“ getrennt erzeugt worden. In Tabelle 5.1 sind die Wirkungsquerschnitte sowie die Anzahl der generierten Ereignisse im WWB-Prozeß zusammengefaßt.

	Massenbereich	Elast. σ_{ep} #Ereign.	Quasiel. σ_{ep} #Ereign.	Inel. σ_{ep} #Ereign.	Summe σ_{ep} #Ereign.
(A)	$1\,\mathrm{GeV} < m_{e\gamma} < 10\,\mathrm{GeV}$	6740 pb 6008	3085 pb 2750	1392 pb 1241	11217 pb 9999
(B)	$10\,\mathrm{GeV} < m_{e\gamma} < 50\,\mathrm{GeV}$	148,5 pb 895	81,03 pb 488	102,4 pb 617	331,9 pb 2000
(C)	$50\,\mathrm{GeV} < m_{e\gamma}$	3,051 pb 835	1,615 pb 442	2,641 pb 723	7,307 pb 2000

Tabelle 5.1: Wirkungsquerschnitte des WWB-Prozesses bei HERA sowie generierte Ereigniszahlen.

Bei einer integrierten Luminosität von $1\,\mathrm{pb}^{-1}$ bekommen die Ereignisse in den drei Massenbereichen also die Gewichte 1.1218, 0.16595 und 0.0036535. Alle 13999 Ereignisse werden der vollständigen H1-Detektor-Simulation unterzogen und werden anschließend rekonstruiert.

5.2 Tief inelastische Elektron-Nukleon-Streuung

Ereignisse der tief inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung, auch mit „DIS“ („Deep Inelastic Scattering“) bezeichnet, bilden einen wesentlichen Teil der HERA Physik. Mit Hilfe dieses Prozesses kann direkt die innere Struktur des Protons erforscht werden. In niedrigster Ordnung wechselwirkt bei dieser Reaktion das einlaufende Elektron mit einem Quark im Inneren des Protons unter Austausch eines Photons oder Z-Bosons (NC, „Neutral Current“) oder vermittels eines W-Bosons (CC, „Charged

Current“). In Abb. 5.2 sind die beiden Feynman-Diagramme zu diesem Prozeß in niedrigster Ordnung gezeigt.

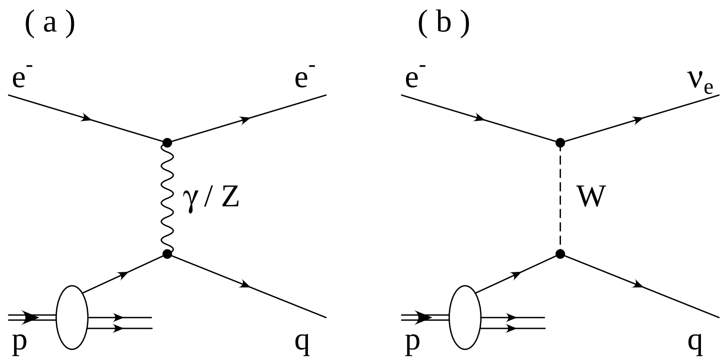

Abbildung 5.2: Feynman-Diagramme zur tief inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung in ep-Kollisionen. In (a) ist der neutrale Austausch (NC) und in (b) der geladene Austausch (CC) gezeigt.

Das hier zur Generation von DIS-Ereignissen verwendete Monte Carlo-Programm ist LEPTO, Version 6.1 [37]. Das Programm integriert den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Prozesses in beliebigen kinematischen Bereichen, und anschließend werden vollständige Ereignisse der Elektron-Nukleon-Streuung generiert.

Der implementierte differentielle Wirkungsquerschnitt basiert auf der elektroschwachen Theorie der Elektron-Parton-Streuung in niedrigster Ordnung. Die QCD-Korrekturen beinhalten die exakten Matrixelemente 1. Ordnung (Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Prozeß) sowie alle höheren Ordnungen in den führenden Logarithmen. Das Programm generiert raumartige QCD-Parton-Schauer vor dem harten Streuprozeß und zeitartige Schauer der auslaufenden Partonen. Die Fragmentation der Partonen in sichtbare Hadronen sowie der Zerfall instabiler Teilchen wird mit Hilfe des Lund-String-Modells [30] simuliert. Nicht berücksichtigt wird in LEPTO hingegen die Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen. Für die verschiedenen Parametrisierungen der Partondichte-Verteilungen des Protons steht die Bibliothek PDFLIB [31] zur Verfügung.

Neutral Current DIS-Ereignisse stellen in unserem Fall einen Teil des Untergrundes in Kanälen mit einem Elektron und fehlendem Transversalimpuls im Endzustand dar. Theoretisch sind die NC DIS-Ereignisse vollständig impulsbalanciert, aber durch Teilchen, die entlang der Strahlröhre ungesehen wegfliegen, sowie durch die Detektorauflösung bekommt die gemessene Verteilung des Transversalimpulses der Ereignisse Ausläufer zu großen Werten hin. Dort sind die Ereignisse nicht mehr von solchen mit Neutrinos im Endzustand zu unterscheiden.

Die späteren Untersuchungen werden mit einem Ereignis-File durchgeführt, welches 6293 vollständig simulierte und rekonstruierte DIS-Ereignisse enthält. Der von LEPTO ermittelte totale Wirkungsquerschnitt ist für die unten genannten Bedingungen 6789 pb. Die folgenden Parameter waren dabei während der Generation aktiv:

- Generator LEPTO, Version 6.10,
- Generation von Ereignissen des neutralen Stroms (NC), mit den Quarkflavors $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$ im Falle der Boson-Gluon-Fusion,
- Matrixelement und Parton-Schauer aktiv,
- Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen $-26{,}7\,\mathrm{GeV}$ und $820\,\mathrm{GeV}$, keine Polarisation der Elektronen,
- Parametrisierung der Partondichte-Verteilungen nach Martin, Roberts, Stirling, Satz MRS D$-$ [21],
- Impulsübertrag des Photons (oder Z-Bosons) $Q^2 > 100\,\mathrm{GeV}^2$.

5.3 Photoproduktion

Unter Photoproduktion in ep-Reaktionen versteht man die Wechselwirkung quasireeller Photonen, die von den einlaufenden Elektronen abgestrahlt werden, mit den einlaufenden Protonen. Der harte Streuprozeß findet also zwischen einem Photon und einem Konstituenten des Protons statt. In Abb. 5.3 ist das typische Feynman-Diagramm zur Photoproduktion gezeigt. Der harte Streuprozeß ist dabei durch den schraffierten Kreis angedeutet.

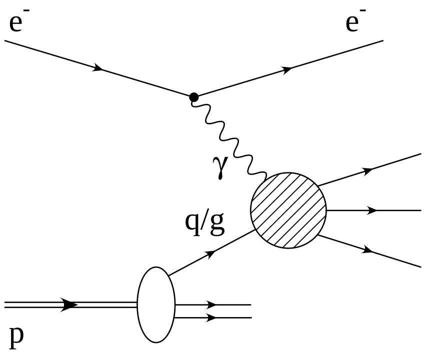

Abbildung 5.3: Feynman-Diagramm zur Photoproduktion in ep-Kollisionen. Der schraffierte Kreis soll den harten Streuprozeß darstellen.

Bei der Reaktion bleibt das gestreute Elektron in der Strahlröhre und kann dort, in gewissen kinematischen Bereichen, mit Hilfe des Elektron-Taggers beobachtet werden. Die Verteilung der Photon-Energien folgt etwa einem $1/E_\gamma$-Spektrum, daher tendiert die Schwerpunktsenergie des γp-Systems ($W_{\gamma p}$) zu kleinen Werten. Wegen des hohen Proton-Impulses aber werden auch γp-Schwerpunktsenergien von bis zu 300 GeV erreicht, was eine Größenordnung über dem von „Fixed-Target"-Experimenten erreichten Wert liegt.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bei $W_{\gamma p} = 195\,\mathrm{GeV}$ wurde bei H1 zu $\sigma = 159 \pm 7 \pm 20\,\mu\mathrm{b}$ bestimmt [38]. Damit stellt diese Reaktion die weitaus größte Zahl der physikalischen Ereignisse im H1-Experiment.

Das Photon muß nicht immer als elementares Teilchen mit dem Proton wechselwirken. Es ist möglich, daß das Photon virtuell in andere Teilchen übergeht und diese dann in die Reaktion eingehen. Die verschiedenen Wechselwirkungen lassen sich in drei Klassen einteilen. Eine eindeutige Zuordnung eines Ereignisses zu einer Klasse ist jedoch nicht immer möglich, da die Übergänge zwischen den Klassen fließend sind.

Soft Process: Ein Photon mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ kann virtuell in ein Meson mit identischen Quantenzahlen übergehen. Hierbei kommen z.B. ρ, ω, η' und J/Ψ-Mesonen in Frage. Diese wechselwirken dann als Ganzes mit dem Proton. Dieser Prozeß findet bevorzugt bei kleinen Schwerpunktsenergien ($W_{\gamma p} \lesssim 10\,\mathrm{GeV}$) statt.

Direct Process: In diesem Falle nimmt das Photon als punktförmiges Teilchen am harten Streuprozeß teil. Die beiden harten Reaktionen sind in niedrigster Ordnung der QCD-Compton-Prozeß und die Boson-Gluon-Fusion. Die beiden Feynman-Diagramme hierzu sind in Abb. 5.4 zu sehen. In diesen Prozessen tauchen also zwei Jets aus dem harten Prozeß auf, welche beide hohe Transversalimpulse haben können.

Resolved Process: Bei Wechselwirkungen dieser Art splittet das Photon virtuell in ein Quark-Antiquark-Paar auf, bevor dann eines dieser Quarks mit dem Proton wechselwirkt. Die eigentliche harte Reaktion ist also auch hier wieder punktförmig. Wegen der Anomalie der Photonstrukturfunktion ist dieser Prozeß von der gleichen Größenordnung wie der „direct process".

In der Suche nach angeregten Leptonen stellen Ereignisse der Photoproduktion den Untergrund in Zerfallskanälen mit Jets im Endzustand. Das sind also die Zerfälle schwerer Bosonen in Quarks, $Z \to q\bar{q}$ und $W \to q\bar{q}'$. Typischerweise haben zwei Jets aus der Photoproduktion nicht die invariante Masse der schweren Bosonen Z oder W, aber wegen des hohen Wirkungsquerschnittes erreichen die Ausläufer der Massenverteilung durchaus diese Werte. Außerdem müssen wegen der Massenauflösung des Detektors alle Ereignisse, die in ein größeres Intervall fallen, als Kandidaten für den Zerfall eines schweren Bosons berücksichtigt werden.

Der hier verwendete Ereignisgenerator zur Photoproduktion ist PYTHIA, Version 5.6 [39]. Das Programm enhält die korrekten Matrixelemente in niedrigster Ordnung für den harten Streuprozeß im „direct process" und „resolved process". Die Massen der schweren Quarks (c, b, t) sind in den Matrixelementen berücksichtigt.

Die Zahl der vom Elektron abgestrahlten Photonen wird über das Weizsäcker-Williams-Spektrum berechnet. Im Falle des „resolved process" wird für das Photon eine Strukturfunktion benötigt, die die Impulsverteilung der Konstituenten im

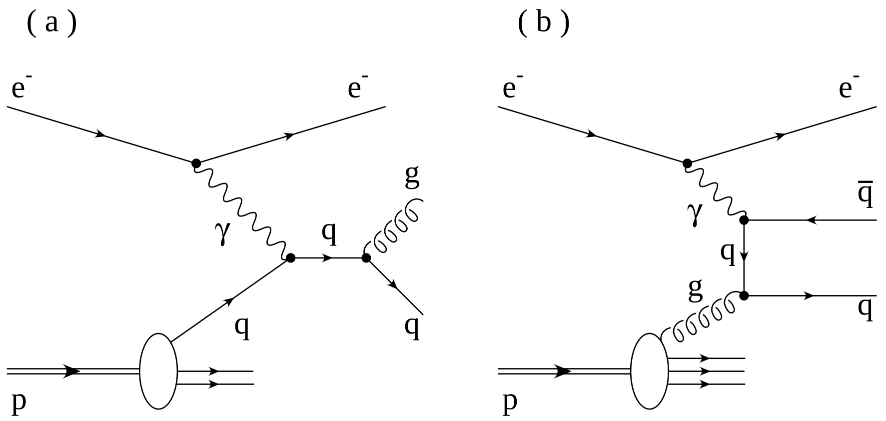

Abbildung 5.4: Die beiden Feynman-Diagramm zum „direct process“ in der Photoproduktion. In (a) ist der QCD-Compton-Prozeß und in (b) die Boson-Gluon-Fusion gezeigt.

Photon beschreibt. Hier steht die Parametrisierung nach Drees und Grassie [40] zur Verfügung, sowie eine Sammlung von weiteren gängigen Parametrisierungen in PHOPDF [41]. Die Partondichte-Verteilungen des Protons werden der Bibliothek PDFLIB [31] entnommen.

PYTHIA generiert QCD-Parton-Schauer sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand. Mögliche Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen ist in der Weizsäcker-Williams-Näherung berücksichtigt.

Die in den Analysen verwendeten Ereignis-Files enthalten getrennt die drei Anteile „resolved process“, „direct process“ mit u, d und s-Quarks, und „direct process“ mit c-Quarks. Nachfolgend sind die Parameter der Generation aufgeführt.

- Generator PYTHIA, Version 5.64,
- Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen $-26{,}7\,\mathrm{GeV}$ und $820\,\mathrm{GeV}$, keine Polarisation der Elektronen, Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen möglich,
- Parametrisierung der Partondichte-Verteilungen des Protons nach GRV, LO [42],
- Parametrisierung der Partondichte-Verteilungen des Photons nach GRV-G, LO [43],
- Transversalimpuls der Partonen im harten Streuprozeß $\hat{p}_T > 4\,\mathrm{GeV}$,
- Wegen des sehr stark anwachsenden Wirkungsquerschnitts bei kleinen $\hat{p}_T$ werden Ereignisse im Bereich $4\,\mathrm{GeV} < \hat{p}_T < 8\,\mathrm{GeV}$ gewichtet,

- Auf Generatorniveau wird die Summe der Transversalimpulse aller stabilen Teilchen mit einem Polarwinkel $\theta > 5°$ gebildet. Diese Größe muß die Bedingung $E_T > 19\,\mathrm{GeV}$ erfüllen.

Tabelle 5.2 faßt die Wirkungsquerschnitte sowie die Anzahl der generierten Ereignisse und die Summen der Gewichte zusammen. Alle Ereignisse haben die vollständige H1-Detektor-Simulation durchlaufen und sind anschließend rekonstruiert worden.

Prozeß	σ/nb	#Ereignisse	$\sum$ Gewichte
Resolved	340,6	12 985	100 183
Direct u, d, s	53,99	1 506	18 000
Direct c	21,26	703	7 000

Tabelle 5.2: Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion bei HERA sowie generierte Ereigniszahlen und Summen der Gewichte.

5.4 Photon-Photon-Streuung

Die Streuung zweier quasireeller Photonen findet in ep-Reaktionen statt, wenn sowohl das Elektron als auch das Proton je ein Photon abstrahlen. Diese beiden Photonen können dann in einem harten Streuprozeß z.B. ein Lepton-Paar ($\ell^+\ell^-$) erzeugen; das zugehörige Feynman-Diagramm ist in Abb. 5.5 gezeigt. Die Reaktion findet überwiegend in kinematischen Bereichen statt, wo mindestens eines der beiden Photonen quasireell ist. Da beide Photonenergie-Spektren bei sehr kleinen Werten ihr Maximum haben, ist die typische invariante Masse des $\ell^+\ell^-$-Systems ebenfalls klein.

In einer späteren Selektion wird ein bestimmtes Daten-Ereignis mit genau zwei Elektronen im Detektor selektiert. Der Rest des Detektors ist ansonsten völlig leer.

Um die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung dieses Ereignises abzuschätzen, werden Ereignisse des Prozesses $\gamma\gamma \to e^+e^-$ generiert, wobei ganz spezielle kinematische Schnitte gewählt werden, so daß das auslaufende Positron in der Strahlröhre verbleibt und sowohl das gestreute als auch das Elektron aus dem harten Prozeß in den Detektor gelangen.

Der hier verwendete Generator zur Photon-Photon-Streuung ist EPEGAM [44]. Ursprünglich für den Prozeß $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ geschrieben, ist das Programm vom Autor modifiziert worden, um auch Elektron-Positron-Paare im Endzustand zu generieren. Die speziellen Schnitte auf Generatornivau werden so gewählt, daß dem selektierten Daten-Ereignis ähnliche Ereignisse erzeugt werden, der Generator aber noch fehlerfrei integrieren kann.

In einem ersten Schritt ist mit den folgenden Parametern und Schnitten der Wirkungsquerschnitt bestimmt worden.

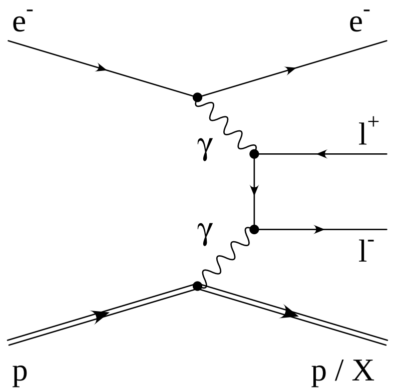

Abbildung 5.5: Feynman-Diagramm zur Lepton-Paar-Erzeugung in der Photon-Photon-Streuung bei ep-Kollisionen.

- Generator EPEGAM, Version 1.0,
- Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen $-26{,}7\,\mathrm{GeV}$ und $820\,\mathrm{GeV}$, keine Polarisation der Elektronen, Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen möglich,
- Parametrisierung der Quarkdichte-Verteilungen nach MRS D− [21],
- Energien der beiden auslaufenden Elektronen im Laborsystem $E_{e^-_{1,2}} > 10\,\mathrm{GeV}$,
- Polarwinkel der beiden auslaufenden Elektronen im Laborsystem $5° < \theta_{e^-_{1,2}} < 155°$,
- 4er-Impulsübertrag (quadriert) vom einlaufenden auf das gestreute Elektron $Q^2_{ee'} > 50\,\mathrm{GeV}^2$,
- 4er-Impulsübertrag (quadriert) vom einlaufenden auf das gestreute Proton $Q^2_{pp'} < 100\,\mathrm{GeV}^2$.

Danach ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 0,36 pb.

Im nächsten Schritt werden 578 Ereignisse generiert. Davon erfüllen nur 100 Ereignisse die zusätzlichen Schnitte, welche die Kinematik weiter eingrenzen.

- Polarwinkel des auslaufenden Positrons im Laborsystem $\theta_{e^+} < 5°$,
- Öffnungswinkel in der r-φ-Ebene zwischen den beiden auslaufenden Elektronen im Laborsystem $\Delta\varphi > 170°$.

Mit den 100 Ereignissen, welche alle oben aufgeführten Bedingungen erfüllen, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 0,062 pb. Bei einer integrierten Luminosität von $528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$ ist also die Wahrscheinlichkeit, eines oder mehrere Ereignisse dieses Typs zu sehen, 3,3%. Die 100 Ereignisse sind anschließend einer vollständigen H1-Detektor-Simulation und der Rekonstruktion unterworfen worden.

5.5 Produktion reeller W-Bosonen

Die Produktion reeller W-Bosonen in ep-Kollisionen bietet die Gelegenheit, mehr über die bisher nie vermessenen Vertizes γWW und ZWW zu erfahren. Die Existenz und auch die Form dieser Kopplungen werden im Standardmodell vorhergesagt. Könnte man an diesen Vertizes Anomalien nachweisen, wäre dies ein Hinweis für die Nicht-Punktförmigkeit der schweren Bosonen Z und W.

In der Suche nach angeregten Leptonen stellt die reelle W-Produktion mit anschließendem Zerfall in zwei Fermionen eine mögliche Untergrundquelle dar, da ähnliche Signaturen im Endzustand auftreten können. Wegen des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall $W \to q\bar{q}'$ von 68,4% erwartet man Ereignisse aus diesem Prozeß zunächst in Jet-Kanälen.

Der totale Produktions-Wirkungsquerschnitt für reelle W-Bosonen mit einem Elektron im Endzustand bei HERA ist in Ref. [45] zu $\sigma(ep \to eW^{\pm}X) = 1{,}318\,\mathrm{pb}$ angegeben.

Kapitel 6

Der Datenfluß bei H1

6.1 Der Trigger

6.1.1 Übersicht

Die Aufgabe des Trigger-Systems besteht in der Selektion interessanter ep-Ereignisse bei gleichzeitiger Unterdrückung des Untergrundes. Interessante Ereignisse sind eigentlich alle Ereignisse, die ihren Ursprung in ep-Reaktionen der beiden Strahlen nahe dem nominellen Wechselwirkungspunkt haben. Weiterhin müssen die Reaktionsprodukte in den Detektor gelangen und dort Spuren oder Energie hinterlassen. In den weitaus meisten Bunch-Kollisionen findet kein solches Ereignis statt.

Es gibt drei mit den Teilchenstrahlen zusammenhängende Untergrundquellen:

1. Synchroton-Strahlung der Elektronen,

2. Proton-Gas-Wechselwirkungen in der Strahlröhre bei einem Vakuum von etwa 10^{-9} mbar,

3. Teilchen, welche bei Wechselwirkungen der Protonen mit den Wänden der Strahlröhre oder sonstigen Teilen des Beschleunigers entstehen und von hinten in den Detektor gelangen.

Daneben bilden kosmische Myonen aus der Höhenstrahlung einen Untergrund, der ständig auf das Experiment niederprasselt.

Im Prinzip könnte bei jeder Bunch-Kollision, also alle 96 ns, ein interessantes Ereignis auftauchen. Es ist aber unmöglich, den gesamten Detektor alle 96 ns komplett auszulesen und die Ereignisse abzuspeichern. Das Trigger-System muß also eine Selektion vornehmen.

Bei H1 ist der Trigger in vier Stufen aufgebaut, die L1 bis L4 genannt werden. Die gesamte Information des Detektors wird in einer Pipeline-Architektur für 27 bis 35 Kollisionszeiten (je nach Subdetektor-Komponente) zwischengespeichert und synchron mit dem HERA-Takt weitergeschoben. Parallel dazu arbeitet die L1-Triggerlogik. Etwa 2 μs, nachdem ein Ereignis stattgefunden hat, kommt der L1-Trigger zu einer Entscheidung. Wird das Ereignis akzeptiert, so werden alle

Pipelines gestoppt, die zwischengespeicherten Daten des Detektors werden ausgelesen und an die folgenden Triggerstufen weitergereicht. Der L1-Trigger arbeitet also bis zu dieser Entscheidung Totzeit-Frei. Die typische L1-Triggerrate liegt bei etwa 50 Hz.

Es folgt der Hardware-Trigger L2, der als erste Stufe detaillierte Informationen aus verschiedenen Subdetektor-Komponenten kombinieren kann. Nach einer Zeit von etwa $20\,\mu$s trifft dieser Trigger die Entscheidung, das Ereignis weiter zu bearbeiten oder es zu verwerfen. Gleichzeitig mit dem L2-Trigger beginnt der Software-Trigger L3 seine Arbeit. Auf dieser Ebene werden weitergehende Korrelationen der Subdetektoren untersucht. Nach einigen $100\,\mu$s fällt hier die Entscheidung. Beide Trigger, L2 und L3, waren während der '93er-Datennahme zwar aktiv, waren aber so programmiert, daß sie alle Ereignisse akzeptierten.

Der letzte Trigger in der Kette, der Ereignisse endgültig verwerfen kann, ist der L4-Trigger. Dieser besteht aus einem Zusammenschluß von 32 Prozessoren, welche die Ereignisse teilweise rekonstruieren und sehr detaillierte Berechnungen erlauben. Der L4-Trigger hat im wesentlichen die Aufgabe, klare Strahl-Gas-Wechselwirkungen oder eindeutige kosmische Myonen zu erkennen und diese Ereignisse zu verwerfen. Die Ereignisse werden dabei nur soweit rekonstruiert, daß eine Entscheidung möglich wird. Bestimmte L1-Trigger führen sogar zu einer sofortigen Weitergabe des Ereignisses. Auf dieser Ebene werden die Ereignisse auch vollständig zusammengesetzt und in sogenannten BOS-Bänken [46] gespeichert. Mit Hilfe des Programms F-Pack [47] werden die Daten noch so kodiert, daß sie auf vielen verschiedenen Rechnern bearbeitet werden können. Die fertigen Ereignisse werden dann über eine Datenleitung zum Rechenzentrum übertragen und dort auf Festplatten oder Magnetbändern aufgezeichnet. Die typische Übertragungsrate liegt hier bei etwa 5–10 Hz.

6.1.2 Der L1-Trigger

Im folgenden soll der L1-Trigger noch etwas genauer beschrieben werden, da er die entscheidende Stufe in der Trigger-Kette darstellt.

Jede der Subdetektor-Komponenten stellt Information zu Triggerzwecken zur Verfügung. Insgesamt treffen alle 96 ns 128 Bits ein; diese Bits werden „Triggerelemente" (TE) genannt. Die 128 TE werden in einer zentralen Trigger-Logik kombiniert und zu sogenannten „Subtriggern" (ST) verarbeitet. Davon existieren ebenfalls 128 Stück. Das logische „Oder" aus den 128 ST bildet das eigentliche „L1-keep"-Signal, welches die Pipelines stoppt und die Daten-Auslese veranlaßt.

Die verschiedenen Spurkammersysteme des H1-Detektors liefern wichtige Triggerelemente. Die rückwärtigen Flugzeitzähler (TOF) bilden durch Vergleich eines Signals mit der HERA-Phase Zeitfenster, die dazu dienen, den Untergrund vom Signal zu trennen. Das Triggerelement „TOF_BG" („time-of-flight-background") wird in fast allen physikalischen Subtriggern als Veto benutzt. Die schnellen Proportionalkammern CIP und COP sowie die erste Lage der Vorwärts-Proportionalkammern generieren die z-Vertex-Triggerelemente. Eine der wichtigsten Aufgaben ist hier die Festlegung des sog. T0-Signals, also die Bestimmung der richtigen Bunch-Kollision des Ereignisses. Dieses T0-Signal ist für viele Subtrigger erforderlich. Weiter wird ein z-Vertex-Histogramm erzeugt. Hierfür werden die aktiven „Pads“ der Kammern mit Geraden verbunden und deren z-Positionen an der Strahlachse in ein Histogramm gefüllt. Verschiedene Algorithmen definieren lokale Erhöhungen ect. und setzen entsprechende Triggerelemente. Weitere Triggerelement-Gruppen stammen von den Vorwärts-Spurkammern und den zentralen Driftkammern, welche ebenfalls ein T0-Signal bereitstellen.

Die Kalorimeter des H1-Detektors triggern auf Energiedepositionen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) ist aus der Sicht des Triggers in sog. Trigger-Türme unterteilt. Die etwa 650 Trigger-Türme fassen die Kalorimeter-Zellen projektiv auf den Wechselwirkungspunkt zusammen und summieren die Zell-Energien. Auf dieser Ebene wird ein T0-Signal allein aus der LAr-Information gewonnen. Die Trigger-Türme werden weiter zu sog. „Big-Towern“ zusammengefaßt. Aus dem BEMC- und Plug-Kalorimeter kommen noch 12 weitere Big-Tower hinzu. Die in den Big-Towern summierten Energien werden schließlich mit bestimmten Faktoren multipliziert und addiert. Dabei werden die folgenden Triggerelemente erzeugt:

LAR_T0: T0-Signal, welches bei Überschreiten einer Energieschwelle generiert wird. Besonders zu Beginn der '93er-Datennahme kam dieses Triggerelement nicht immer zum korrekten Zeitpunkt an, wie der Vergleich mit den T0-Signalen der Spurkammern zeigte. Die Abweichungen lagen im Bereich von etwa $\pm$ 2 Kollisionszeiten.

LAR_electron_2: Dieses Triggerelement wird gesetzt, wenn in einem Big-Tower eine bestimmte Energieschwelle im e.m. Teil des Kalorimeters überschritten wird und gleichzeitig nicht zuviel Energie im hadronischen Teil des Towers ist.

LAR_Ebarrel: Die Energiesumme im Barrel des LAr-Kalorimeters wird gebildet und in 2 Bits kodiert.

LAR_EW: In dieser Energiesumme sind alle Gewichte auf 1 gesetzt, d.h. die gesamte deponierte Energie wird aufsummiert. Das Ergebnis ist in 4 Bits kodiert.

LAR_Etrans: Hier sind die Gewichte $\sim \sin\theta$ gewählt. Es wird also die transversale Energie summiert und in 2 Bits kodiert.

LAR_Etmiss: Es werden die beiden Energiesummen E_x und E_y gebildet, indem die Tower-Energien mit $\sin\theta\cos\varphi$ bzw. $\sin\theta\sin\varphi$ multipliziert und addiert werden. Daraus wird die fehlende transversale Energie berechnet und in 2 Bits kodiert.

Auf allen Ebenen werden dabei Schnitte gegen das Rauschen der Zellen angebracht. Alle Energie-Summen werden mit 8 Bit Genauigkeit gebildet.

Das BEMC-Kalorimeter ist wegen seiner schnellen Auslese über Photodioden ebenfalls in der Lage, Energie-Trigger mit der korrekten Zeitinformation auszulösen. Die Triggerelemente BSET_CL1 bis BSET_CL3 werden beim Überschreiten verschieden abgestufter Energieschwellen aktiv.

Das Luminositätssystem (Elektron- und Photon-Tagger) liefert Triggerelemente, die durch Energiedepositionen in den entsprechenden Detektoren aktiviert werden.

Im Myonsystem des instrumentierten Eisens werden Triggerelemente durch Koinzidenzen von gefeuerten Drähten in Triggerlagen innerhalb eines Moduls gesetzt. Das Myonsystem kann aber kein eigenes T0-Signal generieren.

Die 128 Triggerelemente werden nun zu 128 Subtriggern weiterverarbeitet. Die 128 Subtrigger sind eingeteilt in physikalische Trigger, Monitor-Trigger und spezielle Trigger (z.B. für kosmische Myonen). Damit ein Subtrigger ausgelöst wird, müssen bestimmte logische Verknüpfungen von Triggerelementen ein Signal geben. Nebenbei wird für die meisten Subtrigger wenigstens ein aktives T0-Signal gefordert. Ebenso beachten die meisten Subtrigger das Veto-Signal des Flugzeitzählers.

Beispielsweise gibt es die beiden Subtrigger „LAr_Etrans > 1“ und „LAr_Etrans > 2“. Die beiden Bits des Triggerelementes „LAr_Etrans“ können die Werte 0, 1, 2 oder 3 darstellen. Der erste Subtrigger triggert bei den Werten 2 oder 3, aber auch nur in Kombination mit einem T0-Signal aus einer der Spurkammern. Der zweite Subtrigger hingegen hat eine höhere Energieschwelle, er akzeptiert nur den Wert 3 des Triggerelements. Dafür läßt er neben den T0-Signalen der Spurkammern auch das T0-Signal des LAr-Kalorimeters zu.

Die physikalischen und die meisten Monitor-Trigger sind nur in einem Zeitfenster von $\pm$ 2 Kollisionszeiten um tatsächlich gefüllte Bunche aktiv. Schließlich kann jeder Subtrigger noch einzeln abgeschaltet werden. Das Ergebnis dieser ganzen Verknüpfungen sind die sog. „raw“-Subtrigger. Auf dem Weg zu den endgültigen Subtriggern (den „act“-Subtriggern) kann jedes Bit noch mit einem Faktor herunterskaliert werden, d.h. bei einem Faktor N führt nur jedes $(N+1)$-te „raw“-Subtrigger-Signal zu einem „act“-Subtrigger-Signal.

Während die physikalischen Subtrigger typischerweise recht komplizierte Verknüpfungen der Triggerelemente verlangen, dafür aber auch nicht skaliert sind, haben die Monitor-Trigger einfache Bedingungen (z.B. ein einfaches Triggerelement) und sind stark herunterskaliert. Nur falls im Betrieb bestimmte physikalische Subtrigger Probleme bereiten, d.h. daß deren Raten zu groß werden, werden diese Trigger evtl. ebenfalls skaliert.

6.2 Die Rekonstruktion

Die Daten, die vom Detektor eintreffen, werden zunächst auf Bändern (sog. „raw data tapes“) zwischengespeichert. Sie werden später „Offline“ rekonstruiert. Das Rekonstruktionsprogramm ist modular aufgebaut, wobei die Module Abhängigkeiten untereinander erkennen. Daten-Bänke, die auf den Ergebnissen des aktuellen Moduls aufbauen, werden gelöscht, so daß ein Datensatz immer konsistente Informationen enthält. Die wesentlichen Aufgaben der Rekonstruktion sind:

- Korrekturen zu den Zell-Energien aufgrund hadronischer Energiedepositionen, aufgrund totem Material vor den Kalorimetern und Korrekturen für Energiedepositionen in der Nähe von Kalorimeter-Lücken,

- Offline Rauschunterdrückung der Zell-Energien in den Kalorimetern,
- Cluster-Erkennung, d.h. Zusammenfassung lokaler Energiedepositionen in den Kalorimetern zu größeren Objekten, den sog. Clustern,
- Berechnung verschiedener Cluster-Kenngrößen („Estimator"), z.B. Schauer-Momente,
- Spurrekonstruktion in den zentralen Spurkammern und Vorwärts-Spurkammern, Bestimmung einiger Spurkammer-Parameter,
- Bestimmung der Vertex-Position des Ereignisses,
- Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen und im Vorwärts-Myon-System,
- Herstellung von Verbindungen zwischen zentralen Spuren und Clustern bzw. Myon-Spuren,
- Klassifikation eines Ereignisses in verschiedene physikalische Klassen.

Die in der Rekonstruktion erzeugten Informationen stehen als BOS-Bänke zur Verfügung und sind Ausgangspunkt der folgenden Analysen. Als Teil der Rekonstruktion durchlaufen die Ereignisse eine Klassifikation, auch L5-Trigger genannt.

Das Ergebnis der Klassifikation ist die Zuordnung eines Ereignisses zu einer oder mehreren Klassen. Ein Ereignis kann also in mehreren Klassen auftauchen. Zum Beispiel gibt es die beiden Klassen SPSNMU („special signatures, no muon") und SPSMU („special signatures, with muon"), welche „exotische" Ereignisse markieren sollen. Es sind insgesamt 32 Klassen verfügbar, wobei jede Klasse genau einem Bit in der Klassifikation zugeordnet ist. Die 32 Bits der Klassifikation werden dann in einem Wort in der „HEAD"-Bank abgespeichert, welche zu jedem Ereignis dazugehört.

Daneben gibt es im Daten-Kopf jedes Ereignisses sog. F-Pack-Bits, von denen aber nur 20 zur freien Verfügung stehen. Die 32 Bits der Ereignis-Klassifikation, die in der HEAD-Bank stehen, werden teilweise zusammengelegt und in die 20 F-Pack-Bits kodiert. So werden z.B. im F-Pack-Bit Nr. 12 („Class 12") die Bits der Klassifikationen QEDCOM (HEAD-Bank Bit Nr. 5), ISRCAN („initial state radiation candidate", HEAD-Bank Bit Nr. 6) und FSRCAN („final state radiation candidate", HEAD-Bank Bit Nr. 7) als logisches „Oder" zusammengefaßt, d.h. dieses F-Pack-Bit wird dann gesetzt, wenn mindestens eines der drei aufgeführten HEAD-Bank Bits gesetzt ist. Das F-Pack-Bit Nr. 13 ist allein der Klassifikationen SPSMU (HEAD-Bank Bit Nr. 8) zugeordnet, und im F-Pack-Bit Nr. 14 stehen die Klassifikationen SPSNMU (HEAD-Bank Bit Nr. 9) und FQUARK („free quark candidate", HEAD-Bank Bit Nr. 25).

Durch die F-Pack-Bits im Daten-Kopf ist es möglich, bestimmte Ereignis-Klassen zu selektieren, ohne erst das gesamte Ereignis lesen zu müssen; es reicht aus, nur den Daten-Kopf mit den F-Pack-Bits zu lesen und damit eine Vorselektion zu treffen. Auf dieser Stufe kann man dann aber noch nicht z.B. die beiden Ereignis-Klassen SPSNMU und FQUARK trennen, da eine Selektion auf das F-Pack-Bit Nr. 14 beide

Klassen enthält. Diese Trennung muß später mit Hilfe der HEAD-Bank Bits geschehen.

Eine weitere Möglichkeit, Arbeit und Speicherbedarf zu sparen, besteht in der Verwendung von sog. Index-Files. Diese Files können von den Analyse-Programmen wie normale Daten-Files gelesen werden. Anstelle der eigentlichen Daten enthalten sie jedoch nur Zeiger auf den Platz und den File-Namen, wo die Daten physikalisch zu finden sind. Da die Zeiger wesentlich weniger Platz als die Daten beanspruchen, sind die Index-Files typischerweise sehr viel kürzer als die Daten-Files und sind deshalb viel einfacher zu handhaben.

Der Nachteil an der Sache ist, daß bei Verwendung von Index-Files die Original-Datensätze, von denen aus die Index-Files erzeugt worden sind, immer zur Verfügung stehen müssen. Werden die Original-Datensätze gelöscht oder woandershin kopiert, so werden die Index-Files wertlos. Die Index-Files arbeiten aber auch mit Ereignissen, die auf Daten-Bändern und nicht auf Festplatten stehen.

Diejenigen der fertig rekonstruierten und klassifizierten Ereignisse, die in mindestens einer physikalischen Ereignis-Klasse markiert sind, kommen auf sog. „production output tapes" (POT's). Die Meßperioden des H1-Detektors, sog. „Runs", werden nach bestimmten Gütekriterien in drei Klassen „gut", „mittel" und „schlecht" aufgeteilt. Hierfür ist das Funktionieren einzelner Subdetektor-Komponenten ausschlaggebend. Runs werden als „schlecht" klassifiziert, wenn wesentliche Komponenten des Detektors, z.B. die zentralen Spurkammern oder das LAr-Kalorimeter, nicht aktiv waren, oder falls die Daten für spezielle Zwecke aufgenommen wurden und z.B. die Triggerbedingungen nicht den Standard-Einstellungen entsprachen.

Nur Ereignisse aus Runs der Qualitäten „gut" und „mittel" werden auf POT's geschrieben. Außerdem muß das Ereignis in wenigstens einer physikalischen Klasse markiert sein.

Nach etwas schärferen Kriterien, die ebenfalls in der Ereignis-Klassifikation definiert sind, kommen die Ereignisse dann auf sog. „data summary tapes" (DST's). Im Gegensatz zu ihrem Namen stehen diese Ereignisse aber normalerweise auf Festplatten zur Verfügung, von denen dann die eigentliche Selektion startet.

Eine typische Anwendung der Index-Files an dieser Stelle besteht in der Vorselektion ganzer F-Pack-Klassen von den auf Festplatten stehenden Daten-Ereignissen.

6.3 Die Ereignis-Klassifikation

Im folgenden sollen die in den Analysen verwendeten Ereignis-Klassen genauer beschrieben werden.

Die untersuchten Kanäle lassen sich grob in zwei Klassen einteilen: Kanäle mit Clustern und Kanäle mit Jets im Endzustand. Für die Analyse dieser Kanäle stehen u.a. die Klassifikations-Bits JETJET, QEDCOM und SPSNMU zur Verfügung. Daneben wird hier auch noch der Vollständigkeit halber die Ereignis-Klasse SPSMU für Myonen mit speziellen Signaturen beschrieben.

6.3.1 JETJET-Klasse

Für die Suche nach Jets aus dem Zerfall schwerer Bosonen bietet ein Schnitt auf transversale Energie im Detektor eine gute und einfache Möglichkeit, den überwiegend niederenergetischen Untergrund zu unterdrücken, ohne dabei stark ins Signal zu schneiden. Die Ereignis-Klasse „JETJET" trifft die notwendige Vorselektion.

JETJET: Diese Klasse hat intern zwei Sub-Klassen. Fällt ein Ereignis in eine der beiden (oder in beide), wird das Ereignis in der JETJET-Klasse markiert.

1. Kandidaten mit Energie im Elektron-Tagger
   - Transversale Energiesumme in den Kalorimetern $E_T > 10\,\mathrm{GeV}$
   - Energie im Elektron-Tagger $E_{e-tag} > 4\,\mathrm{GeV}$
2. Sonstige Kandidaten
   - Transversale Energiesumme in den Kalorimetern $E_T > 20\,\mathrm{GeV}$

In der DST-Selektion wird in beiden Sub-Klassen zusätzlich ein Veto auf kosmische Myonen oder Strahl-Halo-Myonen eingelegt.

6.3.2 QEDCOM-Klasse

Der interessanteste Kanal in der Suche nach angeregten Leptonen bei HERA ist $e^* \to e\gamma$, da das angeregte Elektron elastisch produziert werden könnte und der Endzustand im Detektor damit nur aus diesen beiden Teilchen bei ansonsten leerem Detektor bestehen würde. Das Elektron und das Photon würden die invariante Masse des angeregten Elektrons rekonstruieren.

Von diesem Signal-Prozeß auf Ereignis-zu-Ereignis-Basis ununterscheidbar ist der Untergrund der Weitwinkel-Bremsstrahlung (WWB), der in bestimmten Phasenraumbereichen auch QED-Compton-Prozeß genannt wird. Die Verteilung der invarianten Massen der $e\gamma$-Paare zeigt allerdings im Gegensatz zum Signal ein zu größeren Massen hin stark abfallendes Spektrum.

Es ist sinnvoll, QED-Compton-Ereignisse auch bei kleinen Massen zu selektieren, um die Analyse-Kette zu überprüfen und um die Voraussagen des Monte Carlo-Generators zu testen. Findet man bei kleinen Massen eine gute Übereinstimmung, so wächst das Vertrauen in die Verwendung des Generators auch bei großen Massen.

Die spezielle Klasse „QEDCOM" zur Vorselektion elastischer QED-Compton-Ereignisse liegt in der Verantwortung einer anderen H1-Gruppe [48].

QEDCOM: Intern teilt sich diese Klasse in drei Sub-Klassen auf. Die drei Sub-Klassen haben teilweise gemeinsame Selektionskriterien.

- Es müssen mindestens zwei Cluster im Detektor existieren. Die Cluster werden nach ihren Energien sortiert: $E_1 > E_2 > E_3 \cdots$
- Energien der Cluster $E_1 > 8\,\mathrm{GeV}$, $E_2 > 2\,\mathrm{GeV}$ und $E_3 < 2\,\mathrm{GeV}$
- Rekonstruierter z-Vertex aus der KVER-Bank $|z_{Vtx}| < 80\,\mathrm{cm}$

- Nicht mehr als zwei „gute“ Spuren in den zentralen Spurkammern, wobei eine „gute“ Spur durch folgende Kriterien definiert ist:
  a) Anzahl der „Hits“ größer oder gleich 10
  b) Abstand vom Punkt der größten Annäherung der Spur zur Strahlachse (DCA, „distance of closest approach“) $|DCA| < 2\,\mathrm{cm}$
  c) Beginn der Spur innerhalb eines Radius' kleiner als 30 cm
  d) Position in z-Richtung am Punkt der größten Annäherung zur Strahlachse $|z_{DCA}| < 50\,\mathrm{cm}$
  e) Durchgängige Parametrisierung der Spur, keine Vielfachstreuung
- Öffnungswinkel der beiden energiereichsten Cluster in der r-φ-Ebene $\Delta\varphi > 135°$, d.h. die beiden Cluster müssen in der r-φ-Ebene nahezu „back-to-back“ liegen

Die drei Sub-Klassen unterteilen die Ereignisse je nach Lage der beiden Cluster im LAr- und BEMC-Kalorimeter und stellen weitere Anforderungen. Im folgenden sind mit Clustern immer die beiden energiereichsten Cluster gemeint.

1. Beide Cluster im BEMC-Kalorimeter
   - Energiesumme der beiden Cluster plus Energie im Photon-Tagger $E_1 + E_2 + E_{\gamma-tag} > 18\,\mathrm{GeV}$
   - $E_1 + E_2 < 32\,\mathrm{GeV}$
   - Keine gute Spur in den Vorwärts-Spurkammern, wobei hier eine gute Spur durch mehr als 9 „Hits“ gegeben ist
2. Ein Cluster im LAr-Kalorimeter und einer im BEMC-Kalorimeter
   - $E_1 + E_2 + E_{\gamma-tag} > 20\,\mathrm{GeV}$
   - Elektromagnetischer Anteil des LAr-Clusters größer als 0,9
   - Nicht mehr als eine gute Spur in den Vorwärts-Spurkammern
3. Beide Cluster im LAr-Kalorimeter
   - $E_1 + E_2 + E_{\gamma-tag} > 20\,\mathrm{GeV}$
   - Elektromagnetischer Anteil beider Cluster größer als 0,9
   - Nicht mehr als zwei gute Spuren in den Vorwärts-Spurkammern

In der Ereignis-Klasse QEDCOM gibt es keinen Unterschied zwischen der POT- und der DST-Selektion.

6.3.3 SPSNMU-Klasse

Zur Vorselektion „exotischer“ Ereignisse ohne Myonen wurde die sehr allgemein gehaltene Klasse „SPSNMU“ („special signatures, no muon“) entworfen. Diese Klasse soll speziell für Zerfallskanäle angeregter Leptonen mit elektromagnetischen (e.m.) Clustern im Endzustand sensitiv sein. Das zugrundeliegende Konzept ist die Selektion energiereicher, isolierter, e.m. Cluster in Verbindung mit oder ohne fehlendem Transversalimpuls.

SPSNMU: Diese Klasse weist intern fünf Sub-Klassen auf, wovon die ersten drei allgemeine Selektionen für einen, zwei oder drei Cluster darstellen, und die letzten beiden Sub-Klassen speziell QED-Compton-Ereignisse selektieren. Die internen Entscheidungen in den fünf Sub-Klassen werden aber nicht nach außen geführt, sondern führen im logischen „Oder" nur zu dem einen Klassifikations-Bit SPSNMU in der HEAD-Bank und in den F-Pack-Bits.

Die folgenden Bedingungen müssen für einen sog. Cluster-Kandidaten erfüllt sein:

- Energie des Clusters $E > 2\,\mathrm{GeV}$
- Bruchteil der Energie des Clusters im LAr- und BEMC-Kalorimeter zusammen verglichen mit der Gesamtenergie des Clusters größer als 0,95
- Elektromagnetischer Anteil des Clusters größer als 0,9 für Cluster, die von einer φ-Lücke des LAr-Kalorimeters in der r-φ-Ebene weiter als $1°$ entfernt liegen
- Der Cluster muß isoliert sein, d.h. die in einem Konus der Größe $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} < 0{,}5$ summierte Energie muß kleiner als 10% der Clusterenergie sein, wobei der zu untersuchende Cluster von der Summe ausgeschlossen wird. Die Achse des Konus' wird durch die Verbindungslinie des rekonstruierten Vertex' mit dem Cluster-Schwerpunkt definiert. Die Konus-Energie wird dann über die Summe der umliegenden Kalorimeter-Zellen gebildet, wobei jeweils die Differenzen in der Pseudorapidität $\Delta\eta$ und des Azimutwinkels $\Delta\varphi$ vom Ort der Zelle relativ zum Vertex zur Konusachse in die Abstandsbestimmung eingeht.

Die Cluster-Kandidaten werden nach ihren Energien sortiert: $E_1 > E_2 > E_3 \cdots$. Cluster-Kandidaten im Polarwinkelbereich $15° < \theta < 150°$ werden „Barrel"-Kandidaten genannt, solche im Bereich $\theta < 10°$ heißen „Vorwärts"-Kandidaten.

Der gesamte fehlende Transversalimpuls des Ereignisses, $p_{T\,miss}$, wird über die Summe aller Zellen des LAr- und BEMC-Kalorimeters gebildet.

Es folgt die Beschreibung der fünf Sub-Klassen.

1. Sub-Klasse mit mindestens einem Cluster-Kandidaten und fehlendem Transversalimpuls im Ereignis
   - Im Ereignis wird mindestens ein Cluster-Kandidat gefunden
   - Energie des Clusters $E_1 > 10\,\mathrm{GeV}$
   - Polarwinkel des Clusters $\theta < 150°$
   - Transversalenergie des Clusters $E_{T1} > 15\,\mathrm{GeV}$, <u>oder</u> fehlender Transversalimpuls $p_{T\,miss} > 15\,\mathrm{GeV}$
   - Mindestens eine gute Spur in den zentralen Spurkammern oder in den Vorwärts-Spurkammern, wobei hier eine gute zentrale Spur durch folgende Kriterien definiert ist:

a) Transversalimpuls der Spur $p_T > 0{,}2\,\mathrm{GeV}$
b) Anzahl der „Hits“ größer oder gleich 16
c) $|\mathrm{DCA}| < 2\,\mathrm{cm}$
d) Beginn der Spur innerhalb eines Radius' kleiner als 30 cm
e) $|z_{DCA}| < 100\,\mathrm{cm}$

Für eine gute Spur in den Vorwärts-Spurkammern ist lediglich ein planares Kammer-Segment in der Spur-Rekonstruktion erforderlich

- Höchstens eine rekonstruierte, lange Myon-Spur im instrumentierten Eisen mit mehr als 7 „Hits“

2. Sub-Klasse mit mindestens zwei Cluster-Kandidaten
   - Im Ereignis werden mindestens zwei Cluster-Kandidaten gefunden
   - Energien der beiden Cluster $E_1 > 15\,\mathrm{GeV}$ und $E_2 > 15\,\mathrm{GeV}$
   - Mindestens ein „Barrel“-Kandidat
   - Höchstens eine rekonstruierte, lange Myon-Spur im instrumentierten Eisen mit mehr als 7 „Hits“
3. Sub-Klasse mit mindestens drei Cluster-Kandidaten
   - Im Ereignis werden mindestens drei Cluster-Kandidaten gefunden
   - Energien der drei Cluster $E_1 > 10\,\mathrm{GeV}$, $E_2 > 10\,\mathrm{GeV}$ und $E_3 > 10\,\mathrm{GeV}$
   - Mindestens ein „Barrel“-Kandidat
   - Höchstens ein „Vorwärts“-Kandidat
   - Höchstens eine rekonstruierte, lange Myon-Spur im instrumentierten Eisen mit mehr als 7 „Hits“
4. Sub-Klasse für QED-Compton-Ereignisse mit mindestens einem Cluster im LAr-Kalorimeter
   - Im Ereignis werden mindestens zwei Cluster-Kandidaten gefunden
   - Energien der beiden Cluster $E_1 > 2\,\mathrm{GeV}$ und $E_2 > 2\,\mathrm{GeV}$
   - Polarwinkel der beiden Cluster $\theta_1 > 15°$ und $\theta_2 > 15°$
   - Energiesumme der beiden Cluster $E_1 + E_2 > 20\,\mathrm{GeV}$
   - Öffnungswinkel der beiden Cluster in der r-φ-Ebene $\Delta\varphi > 90°$
   - Kein Veto der Flugzeitzähler, d.h. die Teilchen dürfen nicht von hinten in den Detektor gelangt sein
   - Mindestens ein „Barrel“-Kandidat
5. Sub-Klasse für QED-Compton-Ereignisse mit überwiegend BEMC-Clustern. Diese Sub-Klasse ist sehr ähnlich zur vorhergehenden Klasse. Nur die letzte Bedingung nach mindestens einem „Barrel“-Kandidaten wird ersetzt durch
   - Höchstens eine gute Spur in den zentralen Spurkammern
   - Keine gute Spur in den Vorwärts-Spurkammern

Auch in dieser Ereignis-Klasse SPSNMU gibt es keinen Unterschied zwischen der POT- und der DST-Selektion.

Die Ereignis-Klasse SPSNMU wird für die in Tabelle 6.1 angegebenen Zerfallskanäle angeregter Leptonen und Massen M von 75 GeV bis 250 GeV anhand von Monte Carlo-Ereignissen getestet. Die Kanäle umfassen alle Cluster-Endzustände aus Tabelle 4.1, mit Ausnahme des Kanals $e^* \to eZ$, $Z \to \nu\bar{\nu}$, da dieser erst später hinzukam. An jedem Massenpunkt und für jeden Kanal werden 100 Ereignisse verwendet.

Zerfallskanal		
1.	$e^* \to e\,\gamma$	
2.	$e^* \to e\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
5.	$e^* \to \nu\,W,$	$W \to e\,\nu$
7.	$\nu^* \to \nu\,\gamma$	
8.	$\nu^* \to \nu\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
10.	$\nu^* \to e\,W,$	$W \to e\,\nu$

Tabelle 6.1: Liste der Zerfallskanäle angeregter Leptonen, für die die Ereignis-Klassifikation SPSNMU überprüft worden ist (Auszug aus Tabelle 4.1).

Die so bestimmten Selektions-Effizienzen der Ereignis-Klassifikation SPSNMU sind in Tabelle 6.2 gezeigt. Typische Werte liegen bei etwa 95% bis 99%, nur im Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to e\nu$ mit zwei Neutrinos im Endzustand sinken die Effizienzen auf etwa 83%. Damit ist gezeigt, daß die Ereignis-Klassifikation hinreichend effizient arbeitet.

	Zerfallskanal					
M/GeV	1	2	5	7	8	10
75	96%	—	—	94%	—	—
100	94%	99%	85%	95%	98%	95%
150	98%	100%	83%	89%	100%	100%
200	98%	100%	79%	95%	99%	99%
250	99%	99%	83%	95%	97%	98%

Tabelle 6.2: Effizienzen der Ereignis-Klasse SPSNMU für einige Zerfallskanäle angeregter Leptonen. Die Nummern der Zerfallskanäle beziehen sich auf Tabelle 6.1.

6.3.4 SPSMU-Klasse

Diese Klasse ist recht allgemein gehalten und soll Myonen in Verbindung mit anderen Kriterien selektieren. Da die Klasse so wenig restriktiv ist und deshalb sehr viele Ereignisse die Bedingungen erfüllen, sind die '93er Daten, die nur in diese Klasse fallen, nicht mit auf die DST-Files geschrieben worden.

Auch diese Klasse spaltet sich intern in vier Sub-Klassen auf, die aber nicht nach außen geführt werden, sondern als logisches „Oder" das SPSMU-Bit setzen.

Für alle internen Sub-Klassen gilt gemeinsam, daß mindestens eine Myon-Spur im instrumentierten Eisen gefunden wird, die auch von der Rekonstruktion mit einer Spur in den zentralen oder den Vorwärts-Spurkammern verbunden sein muß (es muß einen sog. „link" geben). Außerdem wird mindestens eine gute Spur in den zentralen oder den Vorwärts-Spurkammern verlangt (siehe Beschreibung der 1. Sub-Klasse der Klasse SPSNMU, Kapitel 6.3.3).

Die vier internen Sub-Klassen sind durch die folgenden Bedingungen definiert:

1. Es wird genau eine Myon-Spur gefunden, die Spurmultiplizität in den Spurkammern ist klein und der isolierte, e.m. Cluster (siehe Beschreibung der SPSNMU-Klasse) mit der größten Transversalenergie hat, falls er existiert, eine Energie kleiner als 10 GeV. Die Myon-Spur im instrumentierten Eisen muß mindestens 8 Hits haben, wenn sie in der Vorwärts-Endkappe des Detektors liegt und von der Strahlröhre weniger als 1 m entfernt ist. Diese Bedingung reduziert sog. „punch through" hochenergetischer Hadronen, die in Vorwärtsrichtung fliegen, in das instrumentierte Eisen eindringen und dort Spuren hinterlassen. Die niedrige Spurmultiplizität verlangt weniger als 5 Spuren sowohl in den zentralen als auch in den Vorwärts-Spurkammern.

2. Es wird genau eine Myon-Spur gefunden und es gibt mindestens einen isolierten, e.m. Cluster, wobei die Energie des Clusters mit der größten Transversalenergie größer als 10 GeV sein muß.

3. Es werden mindestens zwei Myon-Spuren gefunden, wobei mindestens eine der Myon-Spuren außerhalb des inneren Vorwärts-Bereichs ($R < 1\,\mathrm{m}$) liegen muß. Ansonsten gelten die unter Sub-Klasse 1 aufgeführten Bedingungen an evtl. gefundene Cluster.

4. Es werden mindestens zwei Myon-Spuren gefunden, wobei ebenfalls mindestens eine der Myon-Spuren außerhalb des inneren Vorwärts-Bereichs ($R < 1\,\mathrm{m}$) liegen muß. Ansonsten gelten die unter Sub-Klasse 2 aufgeführten Bedingungen an gefundene Cluster.

Tabelle 6.3 führt die Zerfallskanäle angeregter Leptonen auf, für die die Funktion der Klassifizierung SPSMU überprüft worden ist, und in Tabelle 6.4 finden sich die Effizienzen, die mit dieser Selektion erzielt werden.

	Zerfallskanal	
12.	$e^* \to e\,Z,$	$Z \to \mu^+\,\mu^-$
13.	$e^* \to \nu\,W,$	$W \to \mu\,\nu$
14.	$\nu^* \to \nu\,Z,$	$Z \to \mu^+\,\mu^-$
15.	$\nu^* \to e\,W,$	$W \to \mu\,\nu$

Tabelle 6.3: Liste der Zerfallskanäle angeregter Leptonen, für die die Ereignis-Klassifikation SPSMU überprüft worden ist.

	Zerfallskanal			
M/GeV	12	13	14	15
100	92%	63%	81%	64%
150	96%	57%	80%	77%
200	96%	60%	76%	77%
250	93%	57%	71%	74%

Tabelle 6.4: Effizienzen der Ereignis-Klasse SPSMU für einige Zerfallskanäle angeregter Leptonen. Die Nummern der Zerfallskanäle beziehen sich auf Tabelle 6.3.

6.4 Meßperioden des H1-Detektors

Die Daten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, wurden von Ende Juni '93 bis Anfang November '93 am H1-Experiment aufgenommen. In dieser Zeit lieferte der HERA-Speicherring ep-Kollisionen, die restliche Zeit des Jahres wurde für Wartungsarbeiten an HERA und den Experimenten und für HERA-Testmessungen vorgesehen.

Die gesamte im Jahr 1993 vom H1-Detektor aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt $528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$ (nur Daten der Qualität „gut" und „mittel"). Der Fehler der Luminositätsmessung wird mit 5% [18] angegeben. Die gesamte '93er-Meßperiode ist in Tabelle 6.5 noch in fünf weitere Teilperioden eingeteilt, in denen teilweise besondere Bedingungen herrschten.

Die erste Teilperiode R1 hatte mit typischen Anlaufschwierigkeiten des Detektors und des Beschleunigers zu kämpfen. Insbesondere waren die Triggerbedingungen für die Jet-Analysen am Anfang noch unstabil. Die zweite Teilperiode R2 ist dadurch gekennzeichnet, daß die Kühlung des H1-Magneten ausfiel. Deswegen sind diese Daten ohne Magnetfeld aufgenommen worden. Damit ist natürlich auch keine Impulsbestimmung in den Spurkammern mehr möglich. In den Teilperioden R3 bis R5 lief der H1-Detektor stabil und lieferte gute Daten. Nur während der kurzen Periode R4 wurden Daten mit einem in z-Richtung um 80 cm verschobenen Kollisionspunkt aufgenommen, um in der tief inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung bestimmte Phasenraumbereiche zu erreichen.

Periode	Datum	Run-Nummer	Integrierte Luminosität	Bemerkung
R1	29. 6.–28. 8.	51017–60024	113,9 nb^{-1}	
R2	28. 8.–18. 9.	60025–62574	94,9 nb^{-1}	$B = 0\,\mathrm{T}$
R3	18. 9.–28.10.	62575–66300	293,5 nb^{-1}	
R4	28.10.–29.10.	66301–66407	2,5 nb^{-1}	$z = 80\,\mathrm{cm}$
R5	29.10.– 1.11.	66408–66609	23,7 nb^{-1}	
		Summe	528,5 nb^{-1}	

Tabelle 6.5: Meßperioden des H1-Detektors im Jahr 1993. Die aufgeführten integrierten Luminositäten enthalten nur Daten der Qualität „gut“ und „mittel“.

In den Analysen werden die folgenden Teilperioden verwendet:

- Suche nach angeregten Elektronen im Elektron-Photon-Endzustand: R1 bis R5,
- Cluster-Suche mit hohen Transversalenergien: R1 und R3 bis R5,
- Suche in Jet-Kanälen: R3 bis R5.

Kapitel 7

Suche nach angeregten Elektronen im Elektron-Photon-Endzustand

In der Suche nach angeregten Elektronen bietet sich der Zerfallskanal $e^* \to e\gamma$ als erstes an, da die Signatur im Detektor leicht zu erkennen ist und der Untergrund aus dem QED-Compton-Prozeß bzw. der Weitwinkel-Bremsstrahlung (WWB) gut bekannt ist. Ein e^*-Signal sollte sich im Massenspektrum der $e\gamma$-Paare als Resonanz-Struktur zeigen. Für ein einzelnes Ereignis läßt sich nicht entscheiden, ob es aus einem e^*-Zerfall stammt oder ob es ein WWB-Ereignis ist.

Da sowohl im Falle angeregter Elektronen als auch im WWB-Prozeß etwa die Hälfte der Produktion elastisch geschieht (siehe Tabelle 5.1) und diese Ereignisse viel leichter zu selektieren sind als inelastische Ereignisse, beginnt die Analyse mit diesem Kanal.

Es werden also Ereignisse gesucht, die nur zwei isolierte, elektromagnetische (e.m.) Cluster im Endzustand aufweisen und ansonsten keine oder nur sehr wenig hadronische Aktivität zeigen.

Da die invariante Masse des $e\gamma$-Systems in Ereignissen der WWB in den meisten Fällen klein ist, bewegt sich dieses System bevorzugt in Richtung der einlaufenden Elektronen. Man findet deswegen die auslaufenden Elektronen und Photonen am häufigsten im rückwärtigen BEMC-Kalorimeter. Im Gegensatz dazu lägen bei e^*-Ereignissen bzw. bei großen Massen des $e\gamma$-Systems die auslaufenden Teilchen typischerweise im LAr-Kalorimeter.

7.1 Datenselektion

Die diesem Teil der Analyse zugrundeliegenden Daten stammen aus den Meß-Perioden R1–R5 (siehe Tabelle 6.5) und umfassen alle 1993 aufgenommenen Daten der Qualitäten „gut“ und „mittel“. Die dazugehörige integrierte Luminosität beträgt $528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Die verwendeten Schnitte zur Ereignis-Selektion werden hier zunächst aufgeführt und danach erläutert:

1. Selektion der Ereignis-Klassen SPSNMU und QEDCOM. Diese beiden Klassen

sollten sowohl QED-Compton-Ereignisse bei kleinen Massen als auch mögliche Signal-Kandidaten bei großen Massen enthalten. Nach Selektion der beiden Klassen SPSNMU und QEDCOM verbleiben genau 29735 Ereignisse im '93er Datensample.

2. Es müssen mindestens zwei isolierte, elektromagnetische Cluster im Ereignis gefunden werden, wobei die Energien der beiden Cluster jeweils größer als 2 GeV sein müssen. Die Isolationsbedingung ist identisch zu der im Kapitel 6.3.3 beschriebenen.

3. Die Summe der Energien der beiden Cluster muß größer als 20 GeV sein.

4. Die gesamte im LAr- und BEMC-Kalorimeter summierte Energie E_{tot} muß abzüglich der beiden Cluster-Energien E_e und E_γ kleiner als 5 GeV sein.

5. Das Ereignis soll kinematisch konsistent sein und muß die sehr weichen Bedingungen erfüllen, die eigentlich nur völlig fehlinterpretierte Ereignisse verwerfen:

$$\begin{aligned} |m(\theta_e,\theta_\gamma) - m| &< 2m, \\ |E'_i(\theta_e,\theta_\gamma) - E'_i| &< E'_i, \quad i = e,\gamma. \end{aligned}$$

Hierbei sind $E'_{e,\gamma}$ die im Kalorimeter gemessenen Energien und m ist die aus den gemessenen 4er-Impulsen der beiden Cluster gebildete invariante Masse. $E'_{e,\gamma}(\theta_e,\theta_\gamma)$ und $m(\theta_e,\theta_\gamma)$ bezeichnen die aus den Polarwinkeln der beiden Clustern berechneten Energien und Massen (siehe Kapitel 5.1).

6. Die über alle LAr- und BEMC-Kalorimeter-Zellen gebildete Summe $\sum(E-p_z)$ muß die Bedingung

$$20\,\mathrm{GeV} < \sum(E-p_z) < 80\,\mathrm{GeV}$$

erfüllen.

7. Visueller Scan der Ereignisse.

Werden in der Suche nach isolierten, e.m. Clustern mehr als zwei Cluster gefunden, die den Bedingungen 2 und 3 genügen, so muß eine Auswahl von zwei Clustern getroffen werden, die dann dem Elektron und dem Photon zugeordnet werden.

In einem iterativen Prozeß der Datenselektion und visuellem Scan der Ereignisse zeigt sich, daß die Verwendung von Spurinformation zur Teilchenidentifikation problematisch ist.

Viele elastische Compton-Ereignisse haben überhaupt keine rekonstruierte Spur, da die Teilchen aufgrund der Kinematik bei kleinen Massen der $e\gamma$-Paare bevorzugt in Rückwärtsrichtung fliegen und in das BEMC-Kalorimeter gelangen. In dieser Richtung besitzt der H1-Detektor aber nur das BPC-Spurkammersystem, welches bestenfalls einen Punkt einer Spur im Raum rekonstruieren kann. Um eine Spur zu ziehen, muß mindestens ein zweiter Punkt gegeben werden. Hier wird für die BPC-Spuren der Ereignis-Vertex verwendet, wenn dieser rekonstruiert werden kann; ansonsten wird der nominelle Wechselwirkungspunkt benutzt.

Wenn Spurinformation vorliegt, wird eine einzelne Spur von der Rekonstruktion häufig in viele kurze Stücke zerteilt, die jeweils nicht mehr unbedingt auf den Cluster weisen. Diese Zerstückelung wird vom Monte Carlo nicht gut beschrieben, da die Ursache für diese Fehler meistens in der Hardware der Spurkammer liegt. Ein einfaches Abzählen der Spuren im Ereignis ist damit nicht mehr sinnvoll.

Ebenso tritt häufig der Fall ein, daß in der rückwärtigen Spurkammer (BPC) sehr viele Drähte feuern und viele Spuren vom Vertex zur Kammer gezogen werden. Oft hat auch das Photon eine rekonstruierte Spur zum BEMC-Kalorimeter, entweder wegen Konversion im Material vor der BPC, oder durch Rückstreuung von Teilchen aus dem Kalorimeter. Dieser Effekt wird auch im Monte Carlo beobachtet.

Insgesamt erscheint es sicherer, im automatischen Teil der Selektion ohne Verwendung von Spurinformation zu arbeiten, da diese im Monte Carlo evtl. nicht richtig beschrieben wird.

In einer Monte Carlo-Untersuchung an WWB-Ereignissen werden vier verschiedene Zuordnungsmethoden der Clusterpaare zu Elektron und Photon verglichen:

1. Selektiere das Clusterpaar, welches in den Größen m und $m(\theta_e, \theta_\gamma)$ am besten übereinstimmt, d.h. im Vergleich der rekonstruierten Masse aus den 4er-Vektoren und aus den Polarwinkeln allein.

2. Wähle die beiden Cluster mit den größten Transversalimpulsen.

3. Wähle das Clusterpaar mit dem größten Öffnungswinkel $\Delta\varphi$ in der r-φ-Ebene.

4. Selektiere die beiden Cluster mit den größten Polarwinkeln.

In jeweils 200 WWB-Ereignissen im Massenbereich $10\,\mathrm{GeV} < m_{e\gamma} < 50\,\mathrm{GeV}$ und $m_{e\gamma} > 50\,\mathrm{GeV}$ werden für den Fall, daß mehr als zwei Clusterpaare die Bedingungen der Schnitte 2 und 3 erfüllen, die Zahl der korrekten Zuordnungen zu den $e\gamma$-Paaren des Generators gezählt. Das Ergebnis ist in Tabelle 7.1 für die Methoden 1 und 4 gezeigt. Für die Methoden 2 und 3 ist die Zahl der korrekten Zuordnungen immer kleiner als 20.

	# Ereignisse			# korr. Zuord.	
Massenbereich	Total	1 Paar	>1 Paar	Meth. 1	Meth. 4
$10\,\mathrm{GeV} < m_{e\gamma} < 50\,\mathrm{GeV}$	200	123	32	31	32
$50\,\mathrm{GeV} < m_{e\gamma}$	200	136	31	28	28

Tabelle 7.1: Zahl der WWB-Monte Carlo-Ereignisse, in denen ein oder mehrere Clusterpaare nach Schnitt 2 und 3 gefunden werden. Für die Ereignisse mit mehreren Clusterpaaren ist die Zahl der korrekten Zuordnungen nach Methode 1 und 4 angegeben.

Für die Selektion wird schließlich aufgrund der wesentlich einfacheren Bedingungen Methode 4 gewählt. Die Zuordnung des Clusters mit dem größten Polarwinkel zum Photon und des zweiten Clusters zum Elektron zeigt im Monte Carlo die besten Ergebnisse und paßt auch am besten zur Selektionsmethode des Clusterpaares. Auf diese Weise wird also zur Teilchenidentifikation keine Spurinformation benutzt. Im Monte Carlo geschieht die Unterscheidung selbstverständlich auf die gleiche Weise.

Die Polarwinkel bestimmen sich aus geraden Verbindungen vom rekonstruierten Ereignis-Vertex zu den Cluster-Schwerpunkten. Falls kein Vertex rekonstruiert werden kann, wird der nominelle Kollisionspunkt verwendet. Der Einfluß der Vertex-Rekonstruktion auf die Massenauflösung im Kanal $e^* \rightarrow e\gamma$ wird in Kapitel 4.3 diskutiert.

Schnitt 3 auf die Summe der Energien der beiden e.m. Cluster ist dadurch motiviert, daß für WWB-Ereignisse ohne zusätzliche Bremsstrahlung im Anfangszustand die Bedingung $E'_e + E'_\gamma > E_e$ gilt, wobei E_e die Energie der einlaufenden Elektronen bezeichnet (siehe Kapitel 5.1).

Mit Schnitt 4 werden elastisch produzierte Ereignisse selektiert, oder solche mit nur sehr wenig zusätzlicher Aktivität im Detektor. Die Wahl von 5 GeV ist ein Kompromiß, der wegen des Rauschens im LAr-Kalorimeter getroffen wird.

Die Schnitte auf kinematische Konsistenz (Schnitt 5) sind sehr weich und dienen im wesentlichen dazu, völlig fehlinterpretierte Ereignisse, z.B. solche von kosmischen Myonen oder Strahl-Halo-Myonen zu verwerfen. Es ist nicht möglich, diese Untergrundquellen einfach mit einem Schnitt auf einen rekonstruierten Vertex auszuschalten, da WWB-Ereignisse bei kleinen Massen nur in den seltensten Fällen einen rekonstruierten Vertex haben.

Die Bedingung $\sum(E - p_z) > 20\,\mathrm{GeV}$ aus Schnitt 6 unterdrückt Ereignisse der „weichen“ Photoproduktion („soft process“, siehe Kapitel 5.3), da in diesem Prozeß das gestreute Elektron typischerweise unter sehr kleinen Streuwinkeln in der Strahlröhre davonfliegt. In diesen Ereignissen ist der Wert der Größe $\sum(E - p_z)$ typischerweise klein.

Andererseits gilt für Ereignisse, in denen ausschließlich in Protonrichtung Teilchen ungesehen verschwinden, die Beziehung $\sum(E - p_z) \approx 2E_e$, die aus einfacher Kinematik folgt. Wegen der Detektorauflösung wird in Schnitt 6 die Bedingung $\sum(E - p_z) < 80\,\mathrm{GeV}$ gefordert.

Der visuelle Scan schließlich (Schnitt 7) ist ein wesentlicher Analyseschritt. An dieser Stelle werden Ereignisse aus nichtphysikalischen und physikalischen Untergrundquellen erkannt und verworfen. Zu den nichtphysikalischen Untergrundquellen zählen:

- Kosmische Myonen,
- Strahl-Halo-Myonen,
- „Coherent Noise“ im LAr-Kalorimeter.

Kosmische Myonen und Strahl-Halo-Myonen können auf ihrem Weg durch den Detektor Photonen abstrahlen, die wiederum einen e.m. Cluster erzeugen. Dabei sind die Myonen nicht immer im instrumentierten Eisen sichtbar. Typisch ist aber die Spur, die die Myonen als minimal ionisierende Teilchen im Kalorimeter hinterlassen. In Abb. 7.1 ist ein typisches Strahl-Halo-Myon-Ereignis gezeigt, welches zwei e.m. Cluster besitzt.

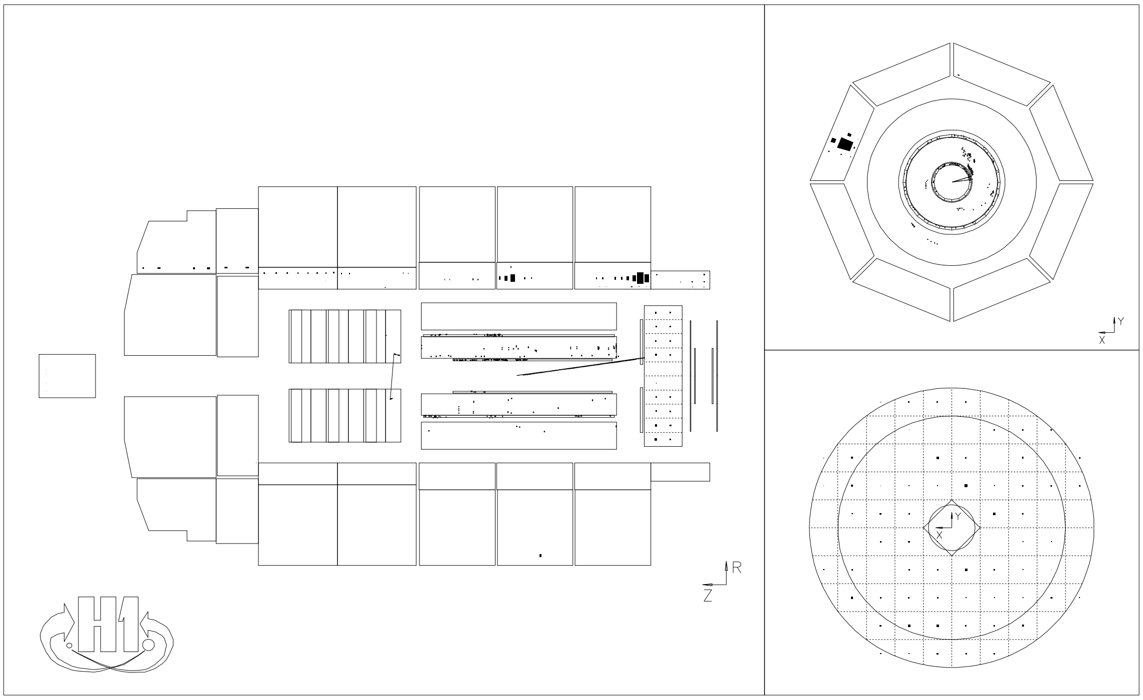

Abbildung 7.1: Typisches Strahl-Halo-Myon, welches auf seinem Weg durch den Detektor zwei e.m. Cluster hinterläßt. Im linken Teil des Bildes ist eine an der horizontalen Ebene aufgeklappte Ansicht des H1-Detektors zu sehen (Spurkammern, LAr-, BEMC- und PLUG-Kalorimeter). Alle Komponenten oberhalb (unterhalb) der Ebene erscheinen im Bild in der oberen (unteren) Hälfte. Rechts oben ist die radiale Ansicht der zentralen Spurkammern und des e.m. Teils des LAr-Kalorimeters zu sehen. Rechts unten ist die radiale Ansicht des BEMC-Kalorimeters gezeigt. (Run#56673, Evt#3769)

„Coherent Noise“ im LAr-Kalorimeter kommt durch störende Einstrahlungen in die LAr-Ausleseelektronik zustande und äußert sich darin, daß einzelne Zellen oder ganze Blöcke von Zellen sehr viel Energie anzeigen, ohne daß tatsächlich Energie deponiert wird. Um diese Zellen herum findet man nur die normalen Rausch-Energien. Typisch für diese Art Untergrund ist das Auftreten in zeitlich zusammenhängenden Perioden.

Die Erkennungswahrscheinlichkeit für die drei Untergrundquellen im visuellen Scan ist 100% und eine Verwechselung mit den Signal-Ereignissen ist praktisch ausgeschlossen. Ein automatisches Erkennungsprogramm, welches auch nur annähernd die Qualität des visuellen Scans erreicht, ist sehr schwierig zu realisieren und ist dem Problem bei den jetzigen Ereigniszahlen nicht angemessen.

Außerdem kommt es unter Umständen darauf an, ein einziges interessantes Ereignis im Datensample zu finden, welches nicht erwartet wird und irgendwelche besonderen Eigenschaften hat, die von einem Programm nicht erkannt werden und auch in kinematischen Verteilungen unsichtbar sind.

Die Unsicherheit, ob nicht vielleicht doch ein besonders interessantes Ereignis vom Programm verworfen wird, rechtfertigt den visuellen Scan der Ereignisse. Automatische Untergrunderkennungs-Programme eignen sich also besser für Analysen mit vielen Ereignissen und genau bekannten Topologien, wo ein Effizienzverlust von typisch 1–5% im Signal toleriert werden kann.

Ereignisse, die nicht aus einer der drei oben aufgeführten Untergrundquellen stammen, rühren also von physikalischen ep-Reaktionen her und werden nun in drei Klassen unterteilt:

- „elastische“ Weitwinkel-Bremsstrahlungs-Ereignisse,
- Ereignisse mit zusätzlichen Spuren, die vom Vertex stammen könnten, die aber nicht zu einem der beiden Cluster gehören,
- Spezielle Ereignisse, z.B. solche mit zwei Elektronen im Endzustand oder Ereignisse mit drei klar sichtbaren e.m. Clustern.

Zu den „elastischen“ WWB-Ereignissen werden auch die gezählt, die in extremer Vorwärtsrichtung des LAr-Kalorimeters Energiedepositionen anzeigen, welche aber wegen des Schnittes 4 ($E_{tot} - E_e - E_\gamma < 5\,\mathrm{GeV}$) nicht zu groß sein können. Diese Ereignisse sind natürlich inelastisch, werden aber im WWB-Monte Carlo in gleicher Weise behandelt. Ebenfalls in die erste Klasse fallen auch Ereignisse mit vielen BPC-Treffern und entsprechend vielen rekonstruierten Spuren, wenn bis auf die beiden Cluster hinter der BPC im BEMC-Kalorimeter keine Energie deponiert wird und möglicherweise Hardware-Probleme für die gefeuerten Drähte verantwortlich sind.

Abbildung 7.2 zeigt ein typisches elastisches WWB-Daten-Ereignis mit einem Cluster im LAr-Kalorimeter (Elektron) und einem Cluster im BEMC-Kalorimeter (Photon). Die invariante Masse des $e\gamma$-Systems beträgt hier 10,5 GeV.

Im Gegensatz dazu ist in Abb. 7.3 eines der aufgrund zusätzlicher Spuren verworfenen Ereignisse zu sehen. Man erkennt deutlich, daß dieses Ereignis kein WWB-Ereignis ist. Ein visueller Scan über 225 mit den Schnitten 1–6 vorselektierte Monte Carlo-WWB-Ereignisse zeigt, daß keines der Monte Carlo-Ereignisse eine mit dem Daten-Ereignis vergleichbare Signatur hat und aufgrund der Scan-Kriterien verworfen werden müßte. Der Monte Carlo-Datensatz enthält dabei anteilig dem Wirkungsquerschnitt elastische, quasielastische und inelastische Ereignisse. Die Scan-Effizienz wird also zu 100% angenommen.

In Abb. 7.3 ist auch zu erkennen, daß der e.m. Cluster im LAr-Kalorimeter keine besonders ausgeprägte Schauerform hat. Hier können in Zukunft bei höheren Luminositäten evtl. härtere Forderungen an die Cluster-Kandidaten (größere Energie, Schnitte auf die Schauerform, usw.) helfen, solche Untergrund-Ereignisse von vornherein besser zu unterdrücken. Die in dieser Analyse verwendeten Schnitte sind in dieser Hinsicht besonders weich gewählt.

Nach den Schnitten 1–6 bleiben von den 29735 Ereignissen noch 1429 übrig. Tabelle 7.2 zeigt das Ergebnis des Scans dieser Ereignisse.

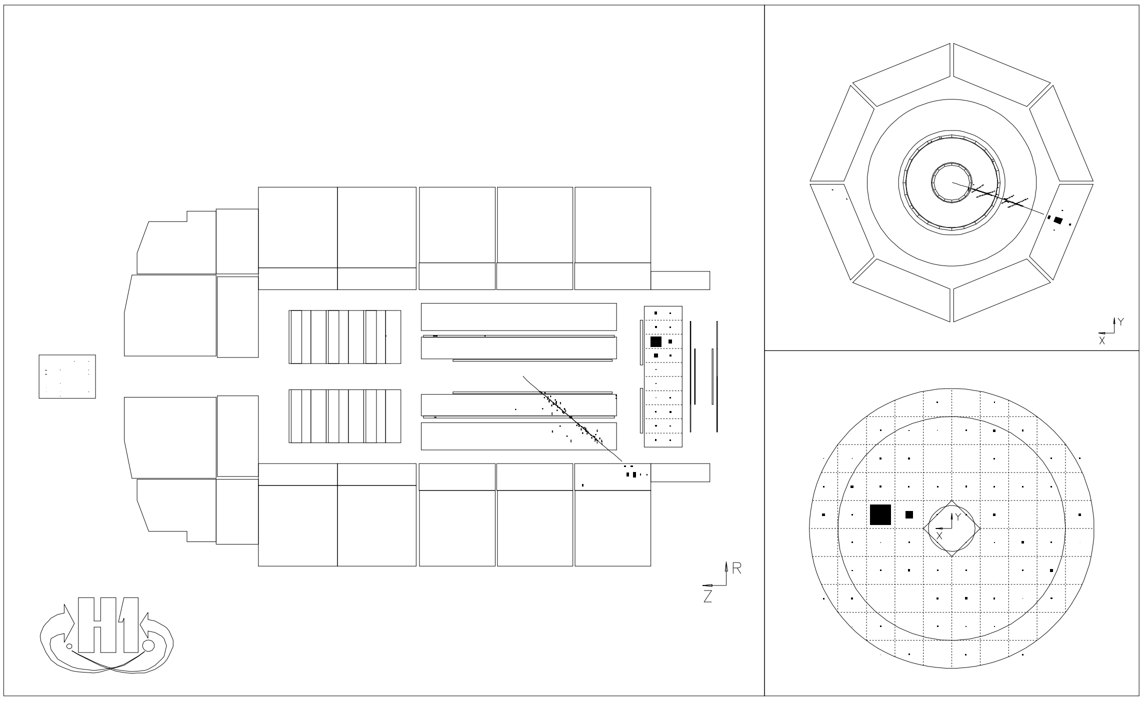

Abbildung 7.2: Selektiertes Daten-Ereignis aus dem Weitwinkel-Bremsstrahlungs-Prozeß in der ep-Streuung. (Run#57490, Evt#35459)

Von den 13 „speziellen“ Ereignissen sind 12 dadurch gekennzeichnet, das in den Ereignissen jeweils ein dritter e.m. Cluster gefunden wird, welcher aber aufgrund der Selektionskriterien nur noch sehr niederenergetisch ist. Die invarianten Massen der e.m. Cluster sind immer zu klein, um aus einem Z-Zerfall zu stammen. Diese 12 Ereignisse stammen wahrscheinlich aus dem Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Sie sind keine Kandidaten für den Elektron-Photon-Endzustand und werden hier deshalb nicht weiter betrachtet.

Bei einem der 13 speziellen Ereignisse findet man nur zwei Elektronen im LAr-

696	Gute „elastische“ WWB-Ereignisse
403	Ereignisse mit zusätzlichen Spuren
13	Spezielle Ereignisse
75	Kosmische Myonen
74	Strahl-Halo-Myonen
168	Noise-Ereignisse
1429	Summe

Tabelle 7.2: Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Klassen nach dem visuellen Scan.

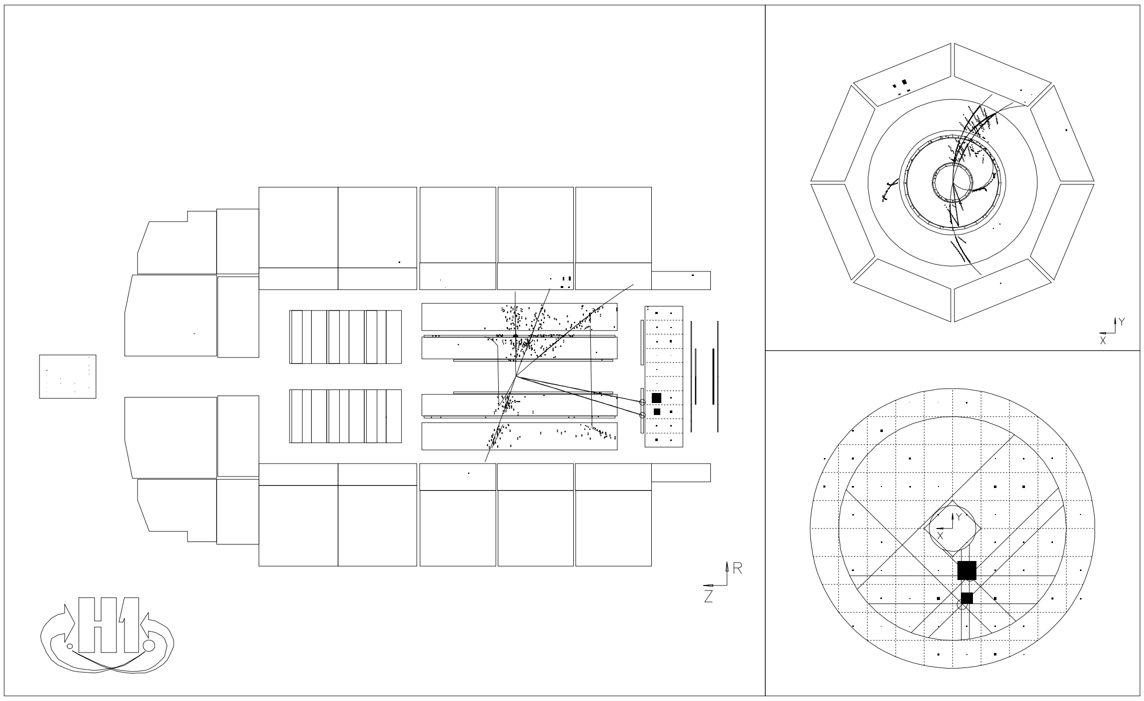

Abbildung 7.3: Typisches aufgrund der Scan-Kriterien verworfenes Daten-Ereignis. (Run#57256, Evt#11023)

Kalorimeter bei ansonsten leerem Detektor. Dieses spezielle Ereignis wird später noch ausführlich diskutiert (Kapitel 7.5).

Unter den 403 „schlechten“ Ereignissen mit zusätzlichen Spuren sind schätzungsweise höchstens 10–20 Ereignisse, die möglicherweise doch noch zu den guten Kandidaten zählen könnten. Ebenso gibt es etwa 5–10 gute Ereignisse, die man auch als schlechte Kandidaten hätte klassifizieren können. Diese Zahlen sollen etwa die verbleibende Unsicherheit aufgrund des visuellen Scans andeuten, was die Zuordnung zu „guten“ und „schlechten“ Kandidaten betrifft, nicht aber die Erkennungswahrscheinlichkeit von kosmischen Myonen, Strahl-Halo-Myonen und „Coherent Noise“.

Tabelle 7.3 zeigt die Verteilung der Ereignisse auf die verschiedenen Meßperioden. Dabei ist in der letzten Spalte die Anzahl der selektierten Ereignisse durch die integrierte Luminosität dividiert, um evtl. Schwankungen in der Datennahme erkennen zu können. Man sieht, daß in der Meßperiode R2, in der das Magnetfeld des H1-Detektors ausgeschaltet war, bezogen auf die Luminosität weniger Ereignisse als in den anderen Perioden gesammelt wurden. Die Abweichung ist aber statistisch nicht signifikant.

Da die weitaus meisten Ereignisse Cluster im BEMC-Kalorimeter haben und über den BEMC-Trigger aufgezeichnet wurden, kann man daraus den Schluß ziehen, daß in der Meßperiode R2 der BEMC-Trigger keine technischen Probleme hatte.

Insgesamt haben 669 Ereignisse den BEMC-Trigger und 29 Ereignisse den LAr-Trigger aktiviert, bei einem Überlapp von 7 Ereignissen; fünf Ereignisse sind über

Meßperiode	# Ereignisse Total	L+B	L+L	$\mathcal{L}$	# Ereignisse/$\mathcal{L}$
R1	166	35	1	$113{,}9\,\mathrm{nb}^{-1}$	$1{,}457 \pm 0{,}113\,\mathrm{nb}$
R2	107	25	0	$94{,}9\,\mathrm{nb}^{-1}$	$1{,}128 \pm 0{,}109\,\mathrm{nb}$
R3–R5	423	88	9	$319{,}7\,\mathrm{nb}^{-1}$	$1{,}323 \pm 0{,}064\,\mathrm{nb}$
Summe	696	148	10	$528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$	$1{,}317 \pm 0{,}050\,\mathrm{nb}$

Tabelle 7.3: Verteilung der 696 guten Kandidaten auf die Meßperioden R1–R5. In der Spalte „L+B“ bzw. „L+L“ ist die Zahl der Ereignisse mit einem bzw. zwei Clustern im LAr-Kalorimeter angegeben. Die integrierte Luminosität ist mit $\mathcal{L}$ bezeichnet.

sonstige Trigger hereingekommen. Die Triggereffizienzen inclusive der Trigger-Skalierungsfaktoren und -Einschaltdauern sind für die folgenden Vergleiche mit der Monte Carlo-Erwartung zu 100% angesetzt. Diese Zahl wird später verifiziert.

Nur 121 der 696 Ereignisse haben einen rekonstruierten Vertex. Dies wird natürlich auch erwartet, da die meisten Ereignisse kleine invariante Massen des $e\gamma$-Systems haben und beide Cluster im BEMC-Kalorimeter liegen. Allein mit den Treffern der BPC aber läßt sich keine Spur rekonstruieren, da nur ein Punkt im Raum festgelegt wird.

7.2 Vergleich mit der Erwartung

Die Monte Carlo-Erwartung aus dem WWB-Prozeß beträgt für eine integrierte Luminosität von $528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$ und den unter 1–7 angegebenen Schnitten $869{,}3 \pm 21{,}7$ Ereignisse, wobei der statistische Fehler angegeben ist. Die in Kap. 5.1 beschriebenen 13999 Ereignisse der WWB für generierte Massen größer als 1 GeV haben die gleichen Schnitte wie die Daten durchlaufen und sind mit entsprechenden Gewichten auf die Daten-Luminosität bezogen worden.

Dazu ist anzumerken, daß die Selektion von Compton-Ereignissen bei kleinen Massen unterhalb von 10 GeV nur der Vollständigkeit halber geschieht. Diese Ereignisse sind in einer Suche nach angeregten Elektronen völlig irrelevant, da in diesem Massenbereich schon gute Ausschließungsgrenzen existieren.

Abb. 7.4 zeigt die Verteilung der invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme für die 696 Daten-Ereignisse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung aus dem WWB-Prozeß. Zum einen beobachtet man einen Überschuß in der Monte Carlo-Erwartung bei Massen kleiner als 10 GeV, und zum anderen liegen in den Daten einige Ereignisse bei hohen Massen bis etwa 76 GeV.

Diese Ereignisse bei den hohen Massen stammen von NC DIS-Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron im BEMC-Kalorimeter liegt und der Jet des getroffenen Quarks unter sehr kleinen Streuwinkeln in Vorwärtsrichtung fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird (siehe auch Schnitt 8, Kapitel 7.3). Diese Ereignisse werden leicht mit z.B. einem Schnitt auf den Polarwinkel des Elektrons größer als 10° unterdrückt. Wendet man diesen zusätzlichen Schnitt an, so verschwinden das Ereignis bei $m = 35$ GeV und die 5 Ereignisse oberhalb von $m = 46$ GeV; die Monte Carlo-Erwartung wird durch diesen Schnitt praktisch nicht verändert.

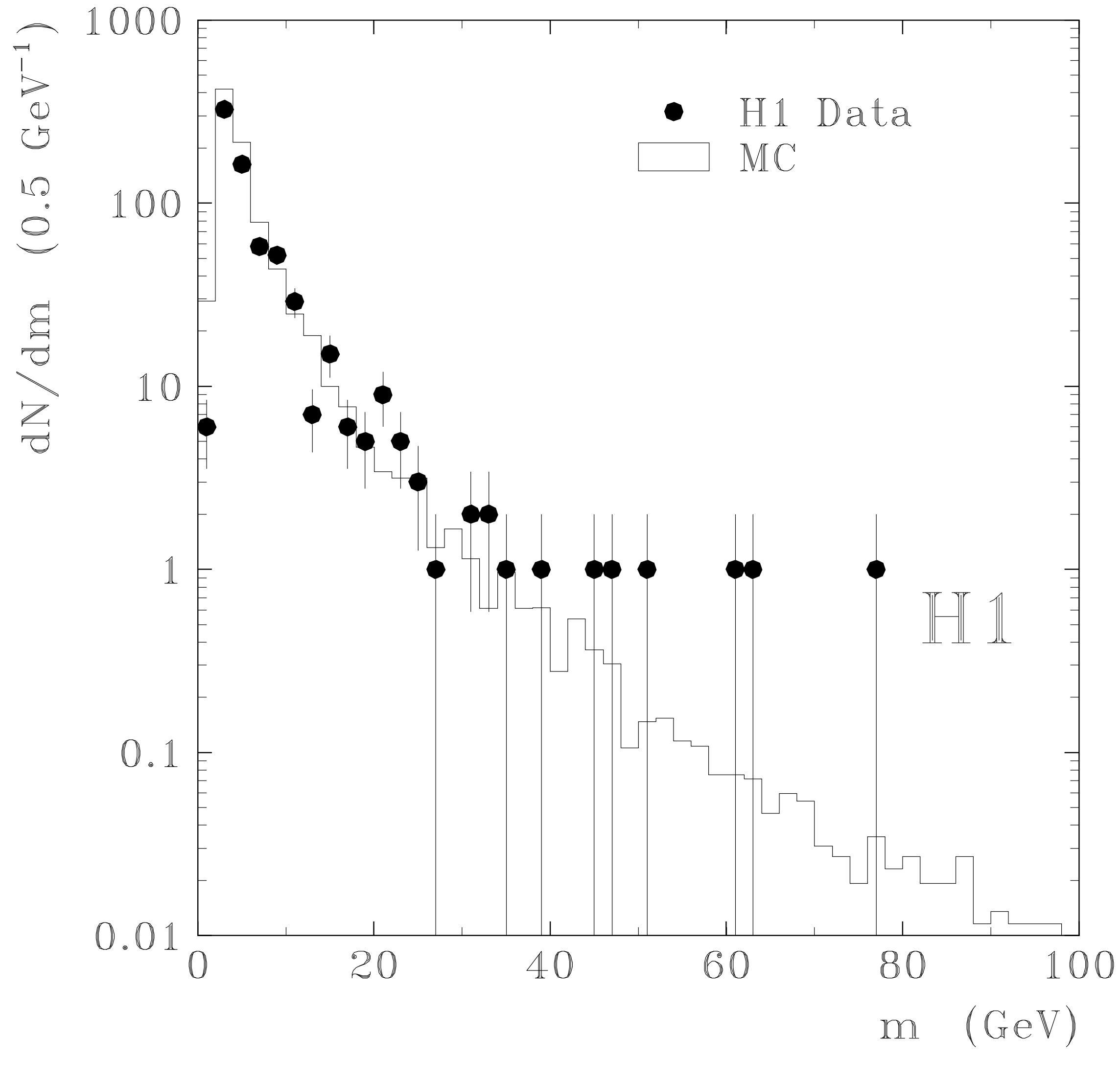

Abbildung 7.4: Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme für die 696 selektierten WWB-Ereignisse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung.

An dieser Stelle möchte ich kurz einige Punkte diskutieren, die die Ursachen für die zu geringen Ereigniszahlen in den Daten verglichen mit der Monte Carlo-Erwartung eingrenzen können.

Erstens könnte die Triggereffizienz wesentlich kleiner als 100% sein. Zur Klärung werden folgende zusätzliche Schnitte angebracht:

- Polarwinkel des Elektrons $\theta_e > 10°$ (wirkt gegen die NC DIS-Ereignisse),
- Energien der beiden Cluster $E_e > 10\,\mathrm{GeV}$ und $E_\gamma > 10\,\mathrm{GeV}$.

Danach findet man 268 Daten-Ereignisse und eine Erwartung von 382,4 ± 14,7, d.h. der Unterschied ist noch größer geworden. Bei diesen Energien aber ist der BEMC-Trigger schon weit oberhalb seiner Schwelle [49], so daß ein Triggerproblem ausgeschlossen werden kann.

Zweitens könnte die genaue Beschreibung der inneren Kanten des BEMC-Kalorimeters in der Monte Carlo-Simulation ein Problem sein. Für diese Untersuchung werden Ereignisse, die Cluster in der Nähe der inneren BEMC-Kanten haben, herausgeschnitten:

A Polarwinkel $10° < \theta_e < 170°$ und $10° < \theta_\gamma < 170°$,

B Polarwinkel $10° < \theta_e < 165°$ und $10° < \theta_\gamma < 165°$.

Die Ereigniszahlen nach Schnitt A bzw. B sind 108 (Daten) zu 157,8 ± 7,9 (MC) bzw. 46 (Daten) zu 56,8 ± 3,7 (MC). Auch die inneren BEMC-Kanten sind also nicht Ursache der Diskrepanz.

Drittens könnte der verwendete Monte Carlo-Generator EPCQU bei kleinen Massen eine Abweichung zeigen. Nach den Schnitten

- Polarwinkel des Elektrons $\theta_e > 10°$ und
- Invariante Masse des $e\gamma$-Systems $m > 10\,\mathrm{GeV}$

stimmen die Ereigniszahlen gut überein: 86 (Daten) und 85,5 ± 3,1 (MC). Das Programm EPCQU wurde als Untergrundgenerator für die Suche nach angeregten Elektronen entworfen, d.h. die verwendeten Näherungen gelten für große Massen und große Streuwinkel. Es erscheint aber merkwürdig, daß die Näherungen schon bei Massen im Bereich 1–10 GeV versagen sollen, da auch 1 GeV immer noch sehr viel größer als die Elektronmasse ist.

Der Generator EPCQU wurde für Massen größer als 50 GeV mit einem zweiten, völlig unabhängig geschriebenen Programm COMPTON [50] verglichen. Die Programme zeigen im elastischen WWB-Prozeß eine Übereinstimmung des Wirkungsquerschnitts von besser als 2%, im inelastischen Fall von etwa 3% [35]. Auch die Winkelverteilungen und Energiespektren der beiden Generatoren zeigen keine signifikanten Differenzen.

Die vierte Möglichkeit, die die Abweichung der Ereigniszahlen erklären könnte, betrifft den visuellen Scan bzw. die detaillierte Beschreibung des Prozesses in der Detektor-Simulation. Falls durch irgendeinen Prozeß in den Daten-Ereignissen Sekundärteilchen entstehen, die Spuren hinterlassen, und dieser Prozeß in der Simulation nicht korrekt behandelt wird (z.B. Streuung an Kollimatoren), so werden auf der Datenseite systematisch zu viele Ereignisse aufgrund zusätzlicher Spuren verworfen. Es gibt allerdings keine konkreten Hinweise für dieses Szenario.

Vermutlich ist ein Zusammentreffen mehrerer der oben genannten Ursachen für die Unterschiede in den selektierten Ereigniszahlen und der Monte Carlo-Erwartung verantwortlich. Da aber, wie schon gesagt, der Massenbereich unterhalb von 10 GeV in der Suche nach angeregten Elektronen überhaupt keine Rolle spielt, wird die Untersuchung nicht weiter vertieft.

Ein Vergleich der 696 selektierten Daten-Ereignisse mit den Ereignissen einer zweiten, unabhängigen Selektion einer anderen H1-Gruppe [51] soll aber belegen, daß es nicht möglich ist, sehr viele gute Kandidaten auf den Daten-Bändern einfach komplett übersehen zu haben.

Die Zielsetzung dieser zweiten Analyse ist die unabhängige Bestimmung der Luminosität im BEMC-Kalorimeter, die Überprüfung der Kalibration der BEMC-Energiemessung sowie eine Messung der tatsächlichen Position des BEMC-Kalorimeters bzgl. der Strahlachse. Die gewählten Schnitte sind selektiver als in unserer Analyse, dafür kommt die Selektion ohne visuellen Scan der Ereignisse aus, was bei erhöhter Luminosität und entsprechend größeren Ereigniszahlen für diese spezielle Zielsetzung ein Vorteil sein kann.

Die Vorselektion der zweiten Analyse benutzt nur die Ereignis-Klasse QEDCOM, während in unserer Analyse sowohl diese Klasse als auch die Klasse SPSNMU selektiert wird. Von unseren 696 selektierten, guten Daten-Ereignissen sprechen in 499 Ereignissen beide Klassen an, 161 Ereignisse kommen nur über die Klasse SPSNMU herein und 36 Ereignisse haben nur die Klasse QEDCOM aktiviert. Man erkennt, daß die Klasse SPSNMU diese Art Ereignisse weniger restriktiv vorselektiert als die Klasse QEDCOM. Dieses Verhalten ist natürlich speziell in der Suche nach „exotischer“ Physik erwünscht. Der Preis dafür ist die etwas geringere Datenreduktion auf DST-Ebene.

In Tabelle 7.4 werden in den Meßperioden, in denen von der zweiten Analyse Informationen vorliegen, die Ereigniszahlen der beiden Selektionen verglichen.

Meßperiode	A und B	nur A	nur B
R1	83	83	15
R3	171	208	17
R5	18	13	1
Summe	272	304	33

Tabelle 7.4: Ereigniszahlen in der Selektion elastischer WWB-Kandidaten in dieser Analyse (A) und in der zweiten, unabhängigen Analyse (B).

Von den 33 Ereignissen, die in Tabelle 7.4 nur der zweiten Analyse zugeschrieben werden, sind tatsächlich nur 8 Ereignisse in unserer Analyse nicht selektiert; die übrigen 25 Ereignisse teilen sich auf in 21 Ereignisse mit zusätzlichen Spuren und 4 „spezielle“ Ereignisse. Diese 25 Ereignisse sind also nach unseren Kriterien keine guten Kandidaten für elastische WWB-Ereignisse.

Die 8 in unserer Analyse nicht selektierten Ereignisse werden visuell untersucht und spalten sich noch in die folgenden Klassen auf:

- 4 gute elastische WWB-Ereignisse,
- 3 Ereignisse mit zusätzlichen Spuren,
- 1 Ereignis, welches in unserer Vorselektion fehlt.

Die zweite Analyse findet also insgesamt 305 Ereignisse; davon sind bestenfalls 5 gute WWB-Ereignisse zusätzlich zu unseren 576 Ereignissen (nur Meßperioden R1, R3 und R5) vorhanden, also weniger als 1%.

Geht man davon aus, daß die beiden Selektionen gleiche Ereignis-Topologien selektieren und daß sie statistisch voneinander unabhängig sind, so lassen sich die Zahl der insgesamt auf den Daten-Bändern vorhandenen Ereignisse N_{tot} sowie die einzelnen Analyse-Effizienzen ε_A und ε_B abschätzen. Bezeichnet man die Zahl der in der jeweiligen Analyse gefundenen Ereignisse mit N_A und N_B, und die Zahl der in beiden Analysen gemeinsam gefundenen Ereignisse mit N_{AB}, so gilt

$$\begin{aligned} N_A &= \varepsilon_A \cdot N_{tot}, \\ N_B &= \varepsilon_B \cdot N_{tot}, \\ N_{AB} &= \varepsilon_A \cdot \varepsilon_B \cdot N_{tot}. \end{aligned}$$

Setzt man dann die Werte $N_A = 576$, $N_B = 277$ (enthält die 5 zusätzlichen guten Ereignisse) und $N_{AB} = 272$ ein, so folgt $\varepsilon_A = 0{,}982$, $\varepsilon_B = 0{,}472$ und $N_{tot} = 586{,}6$.

Aus der Tatsache also, daß in dieser Analyse fast doppelt so viele Ereignisse selektiert werden wie in der zweiten Analyse, und daß dort weniger als 1% neue, zusätzliche Ereignisse gefunden werden, läßt den Schluß zu, daß unsere 696 WWB-Kandidaten tatsächlich nahezu vollständig sind und sich auf den Daten-Bändern nur noch wenige unbekannte Ereignisse verbergen (etwa in der Größenordnung von 10 Ereignissen).

7.3 Endgültige Schnitte

Zur endgültigen Selektion der Ereignisse werden noch zwei weitere Schnitte auf das Datensample der 696 Ereignisse angebracht:

8. Mindestens einer der beiden Cluster muß im Polarwinkelbereich von $10° < \theta < 160°$ liegen,
9. Die rekonstruierte invariante Masse des $e\gamma$-Systems m muß größer als 10 GeV sein.

Schnitt 8 unterdrückt DIS-Ereignisse, in denen das gestreute Elektron im BEMC-Kalorimeter liegt und der Jet des getroffenen Quarks in extreme Vorwärtsrichtung geht. In diesem Bereich greift das Isolationskriterium der Cluster-Suche nicht mehr gut, und auch die Spurerkennung ist dort nicht mehr ausreichend, um einen Jet von einem einzelnen Teilchen zu unterscheiden. Weder vom WWB-Prozeß, noch vom Signal-Prozeß werden Ereignisse dieser Topologie erwartet.

Schnitt 9 selektiert schließlich den für die Suche nach angeregten Elektronen interessanten Massenbereich oberhalb von 10 GeV.

Es bleiben 85 Daten-Ereignisse übrig, während die Erwartung aus dem WWB-Monte Carlo $85{,}5 \pm 3{,}1$ beträgt.

Abbildung 7.5 zeigt die Verteilungen der Elektron- und Photon-Energien und Polarwinkel, sowie Verteilungen der Öffnungswinkel zwischen den beiden Clustern in der r-φ-Ebene ($\Delta\varphi$) und im Raum ($\Delta\theta$). Alle Verteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von den Daten und der Monte Carlo-Erwartung, mit Ausnahme vielleicht der Polarwinkelverteilung der Photonen, die im Monte Carlo geringfügig breiter ist als in den Daten.

Abbildung 7.6 zeigt die Korrelationen der Energien und der Polarwinkel der beiden Cluster jeweils für die Daten und die Monte Carlo-Erwartung.

Schließlich ist in Abb. 7.7 die Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme zu sehen. Auch hier findet man eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo. Der Kolmogorov-Smirnov-Test [52, 53] ergibt eine Wahrscheinlichkeit von 27,9%, daß die Verteilungen übereinstimmen. Das Ereignis mit der größten gemessenen invarianten Masse liegt bei 45,1 GeV. Die Zahl der erwarteten Ereignisse oberhalb von 60 GeV ist $0{,}64 \pm 0{,}04$ (stat.). Man findet leider keinerlei Anzeichen für irgendeine Resonanz-Struktur in der Massenverteilung.

7.4 Trigger

Die Triggereffizienz für WWB-Ereignisse, welche die oben aufgeführten Selektionsschnitte 1–7 durchlaufen haben, beträgt nahezu 100%.

Die Trigger-Effizienzen werden dabei mit Hilfe echter Daten-Ereignisse bestimmt, da die Simulation insbesondere des analogen Teils der LAr-Trigger im Monte Carlo nicht vertrauenswürdig genug ist.

Von den 696 Daten-Ereignissen haben 538 Ereignisse beide Cluster und noch 148 Ereignisse einen Cluster im BEMC-Kalorimeter. Der Haupttrigger für diese Ereignisse ist also der BEMC-Trigger „BSET_CL2". Dieser Trigger ist auf die gesamte summierte Energie im BEMC-Kalorimeter sensitiv und ist selbst in der Lage, ein T0-Signal zu generieren. Für Energien oberhalb von etwa 8 GeV ist dieser Trigger zu 100% effektiv [49, 54]. Wegen des Schnittes 3, dessentwegen die Energiesumme der beiden Cluster größer als 20 GeV sein muß, liegen die meisten Ereignisse weit oberhalb der 8 GeV und triggern deshalb sicher. Die Effizienz, die sich allein aus den Einschaltzeiten und Skalierungsfaktoren des Triggers (welche sich auch zeitlich ändern können) ergibt, beträgt über alle Meßperioden gemittelt 0,9987.

Für größere invariante Massen der $e\gamma$-Systeme gelangen zunehmend mehr Cluster ins LAr-Kalorimeter und lösen dort LAr-Trigger aus. Hier spielen vor allen Dingen die sog. „stand alone"-Trigger, die eine hohe Energieschwelle haben und ebenfalls selber ein T0-Signal generieren können, eine Rolle. In Tabelle 7.5 sind für diese Trigger die Effizienzen wiederum nur aufgrund der Einschaltzeiten und Skalierungsfaktoren angegeben. Der Trigger „LAr_Etmiss> 2" ist speziell natürlich nicht für WWB-Ereignisse geeignet, aber er ist für spätere Analysen interessant und ist deshalb der Vollständigkeit halber an dieser Stelle mit angegeben.

Trigger	Effizienz
LAr_electron_2	0,9921
LAr_Ebarrel> 2	0,9971
LAr_EW> 2	0,9971
LAr_Etrans> 2	0,9983
LAr_Etmiss> 2	0,9983

Tabelle 7.5: Effizienzen der LAr-Trigger nur aufgrund der Einschaltzeiten und Skalierungsfaktoren, gemittelt über alle Meßperioden.

Zur Bestimmung der Triggereffizienzen werden DIS-Ereignisse mit den gestreuten Elektronen im LAr-Kalorimeter untersucht [55]. Die Ereignisse müssen über einen von den LAr-Triggern unabhängigen Trigger aufgezeichnet worden sein. Danach wird das Elektron separiert und nur noch dessen LAr-Information weiter verwendet, d.h. der Jet des getroffenen Quarks und der Proton-Rest werden aus der Trigger-Kette entfernt. Was also noch übrigbleibt, ist die digitale Antwort der schnellen Analog-Digital-Konverter auf die Energiedeposition des Elektron-Clusters. Da die weitere Verarbeitung der Triggersignale im H1-Detektor digital geschieht, ist eine Simulation des Triggers im weiteren Verlauf unproblematisch. Die auf diese Weise erhaltenen Triggereffizienzen als Funktionen der transversalen Clusterenergie sind in Abb. 7.8 sowohl für einige „stand alone"-LAr-Trigger als auch für die entsprechenden LAr-Trigger mit den niedrigeren Schwellen gezeigt. Die Kurven sind mit den Daten der Meßperioden R1 und R3–R5 erzeugt worden, also mit Ausnahme der Periode ohne H1-Magnetfeld.

Man erkennt deutlich das Schwellenverhalten der Trigger und beobachtet für die meisten Trigger eine 100%ige Effizienz für Transversalenergien oberhalb von 20 GeV. Im Bereich 10–20 GeV wachsen die Effizienzen der Trigger mit den niedrigen Schwellen von etwa 85% auf 100% an, der Trigger „LAr_electron_2" beginnt bei 75% und steigt dann auf 100% an.

Da die typischen Transversalenergien der beiden Cluster im WWB-Prozeß und auch im Signal-Prozeß mit der Masse der $e\gamma$-Systeme ansteigen und leicht die 20 GeV erreichen, und natürlich auch zwei Cluster im Detektor zu finden sind, ist die Verwendung einer 100%igen Triggereffizienz im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung gerechtfertigt.

Die in der Periode R2 gesammelten 25 WWB-Ereignisse mit einem Cluster im LAr-Kalorimeter liegen bezogen auf die integrierte Luminosität nicht signifikant unterhalb der Zahl in den übrigen Meßperioden und rechtfertigt zumindest für kleinere Massen ($\lesssim 75$ GeV) die Übernahme der Trigger-Ergebnisse auch auf diese Meßperiode.

7.5 Interessantes Zwei-Elektron-Ereignis

Unter den 13 Ereignissen, die im visuellen Scan der Klasse „Spezielle Ereignisse“ zugeordnet werden, befindet sich ein besonders interessantes Ereignis mit zwei Elektronen im Endzustand. Beide Elektronen hinterlassen in den zentralen Spurkammern schöne, lange Spuren, die eindeutig von negativ geladenen Teilchen stammen und klar auf die beiden e.m. Cluster im LAr-Kalorimeter weisen. Beide Spuren durchlaufen den gesamten Radius der Spurkammern, ohne Lücken oder Versätze von „Hits“ zu zeigen. Der Ereignis-Vertex wird durch die beiden Spuren gut bestimmt. Der Rest des Detektors ist ansonsten völlig leer. Abbildung 7.9 zeigt das Bild dieses Ereignisses.

Die Energien der beiden Cluster von $15{,}4 \pm 0{,}5$ GeV und $14{,}9 \pm 0{,}5$ GeV passen hevorragend zu den beiden aus den Spuren bestimmten Impulsen von $14{,}5 \pm 1{,}6$ GeV und $15{,}0 \pm 1{,}6$ GeV; die Polarwinkel der Cluster sind $129{,}7°$ und $129{,}1°$. In der r-φ-Ebene haben die beiden Teilchen einen Öffnungswinkel von $179{,}9°$, und die invariante Masse beträgt 23,4 GeV. Insgesamt hat das Ereignis fehlende Transversalenergie von nur 0,7 GeV und die Größe $\sum(E - p_z)$ über alle Kalorimeter-Zellen hat den Wert 50,9 GeV, also ungefähr die zweifache Energie der einlaufenden Elektronen. Das heißt, daß in $-z$-Richtung keine Teilchen mit hohen Energien in der Strahlröhre verloren gegangen sein können.

Das Ereignis könnte z.B. durch eine sehr asymmetrische Konversion des auslaufenden Photons im WWB-Prozeß entstanden sein. Um diese Möglichkeit zu untersuchen, werden 2000 Monte Carlo-Ereignisse des WWB-Prozesses im Massenbereich $10\,\mathrm{GeV} < m < 50\,\mathrm{GeV}$ speziell nach konvertierten Photonen durchsucht. Die folgenden Schnitte selektieren 11 Ereignisse, die dann visuell untersucht werden.

- Alle Schnitte zur Selektion elastischer WWB-Ereignisse (Schnitte 1–9) werden angebracht,
- Polarwinkel des auslaufenden Photons auf Generatorebene $\theta_\gamma < 150°$,
- Mindestens eine rekonstruierte Spur in den zentralen Spurkammern, die um höchstens $\pm 20°$ im Azimutwinkel φ vom generierten Photon abweicht und nicht allein von der BPC stammt (DCA $\neq 0$).

Alle 11 Ereignisse zeigen in den Spurkammern deutlich zwei getrennte Spuren des aus dem Photon entstandenen e^+e^--Paares, so daß die Möglichkeit einer asymmetrischen Konversion vom Monte Carlo nicht unterstützt wird. Damit läßt sich eine obere Abschätzung für die Zahl der erwarteten Ereignisse angeben. Die Zahl der erwarteten asymmetrischen Photon-Konversionen im WWB-Prozeß ist kleiner als 0,263 (95% Confidence Level), und damit ist die Wahrscheinlichkeit, eines oder mehrere Ereignisse dieses Typs zu beobachten, kleiner als 23,1%.

Eine andere Möglichkeit zur Erklärung des Ereignisses besteht im Prozeß $\gamma\gamma \to e^+e^-$, wobei jeweils vom einlaufenden Elektron und vom Proton ein Photon abgestrahlt wird und diese dann ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Um im Monte Carlo eine dem Daten-Ereignis ähnliche Topologie zu generieren, muß das einlaufende Elektron unter großem Streuwinkel in den Detektor gestreut werden, während das Positron ungesehen in der Strahlröhre verschwinden muß. In Kap. 5.4 ist die Generation und Simulation von 100 Ereignissen dieser Topologie beschrieben. Die wichtigsten kinematischen Einschränkungen im Phasenraum, die durch das Daten-Ereignis nahegelegt werden, sind hier noch einmal aufgeführt:

- Energien der beiden Elektronen $E_{e^-_{1,2}} > 10\,\mathrm{GeV}$,
- Polarwinkel der beiden Elektronen $5° < \theta_{e^-_{1,2}} < 155°$,
- Polarwinkel des Positrons $\theta_{e^+} < 5°$,
- Öffnungswinkel der beiden Elektronen in der r-φ-Ebene $\Delta\varphi > 170°$.

Nach diesen Einschränkungen ergibt sich für den $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$-Prozeß ein Wirkungsquerschnitt von 0,062 pb. Bei einer integrierten Luminosität von 528,5 nb^{-1} ist also die Wahrscheinlichkeit, eines oder mehrere Ereignisse dieses Typs zu beobachten, 3,3%. Die Trigger- und Selektionseffizienz wird dabei zu 100% angenommen. Um zu zeigen, daß $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$-Ereignisse dem Daten-Ereignis ähnlich sein können, ist in Abb. 7.10 eines der 100 Monte Carlo-Ereignisse zu sehen.

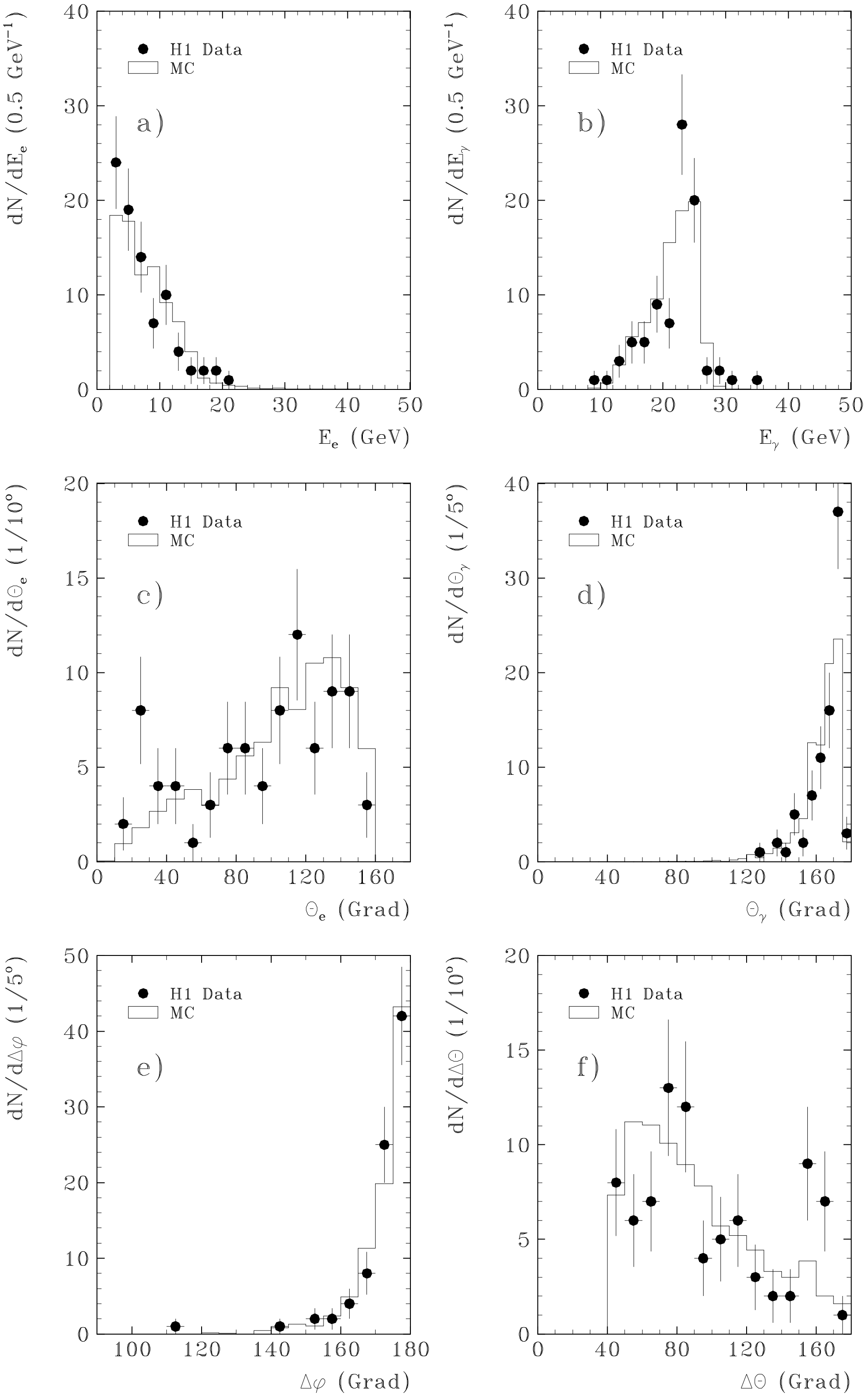

Abbildung 7.5: Vergleich der 85 selektierten WWB-Ereignisse mit der Monte Carlo-Erwartung: In a und b die Energieverteilungen, in c und d die Polarwinkelverteilungen der Elektronen und Photonen, sowie die Öffnungswinkel zwischen den beiden Clustern in der r-φ-Ebene (e) und im Raum (f).

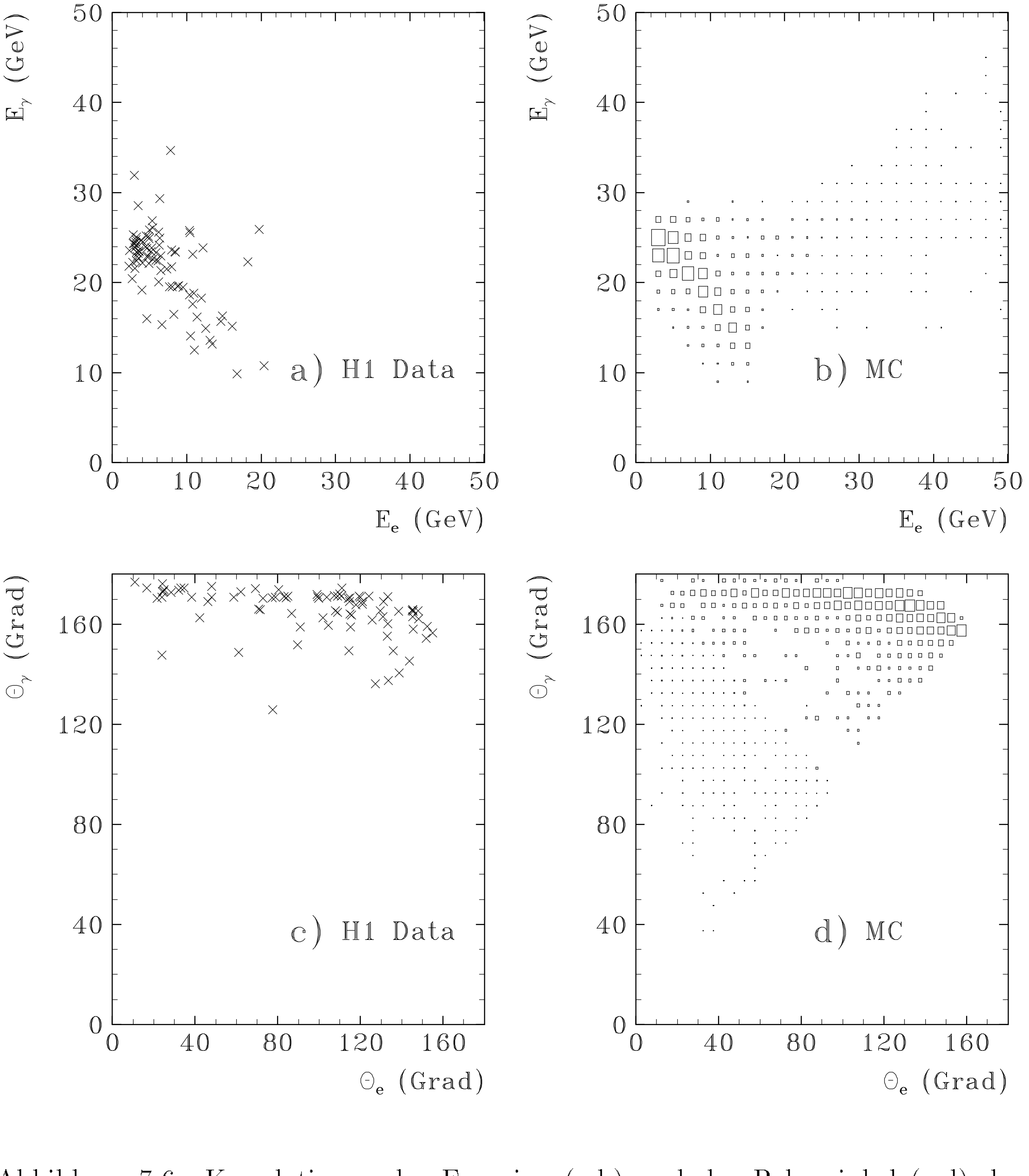

Abbildung 7.6: Korrelationen der Energien (a,b) und der Polarwinkel (c,d) der beiden Cluster für die 85 selektierten WWB-Ereignisse (a,c) und die Monte Carlo-Erwartung (b,d).

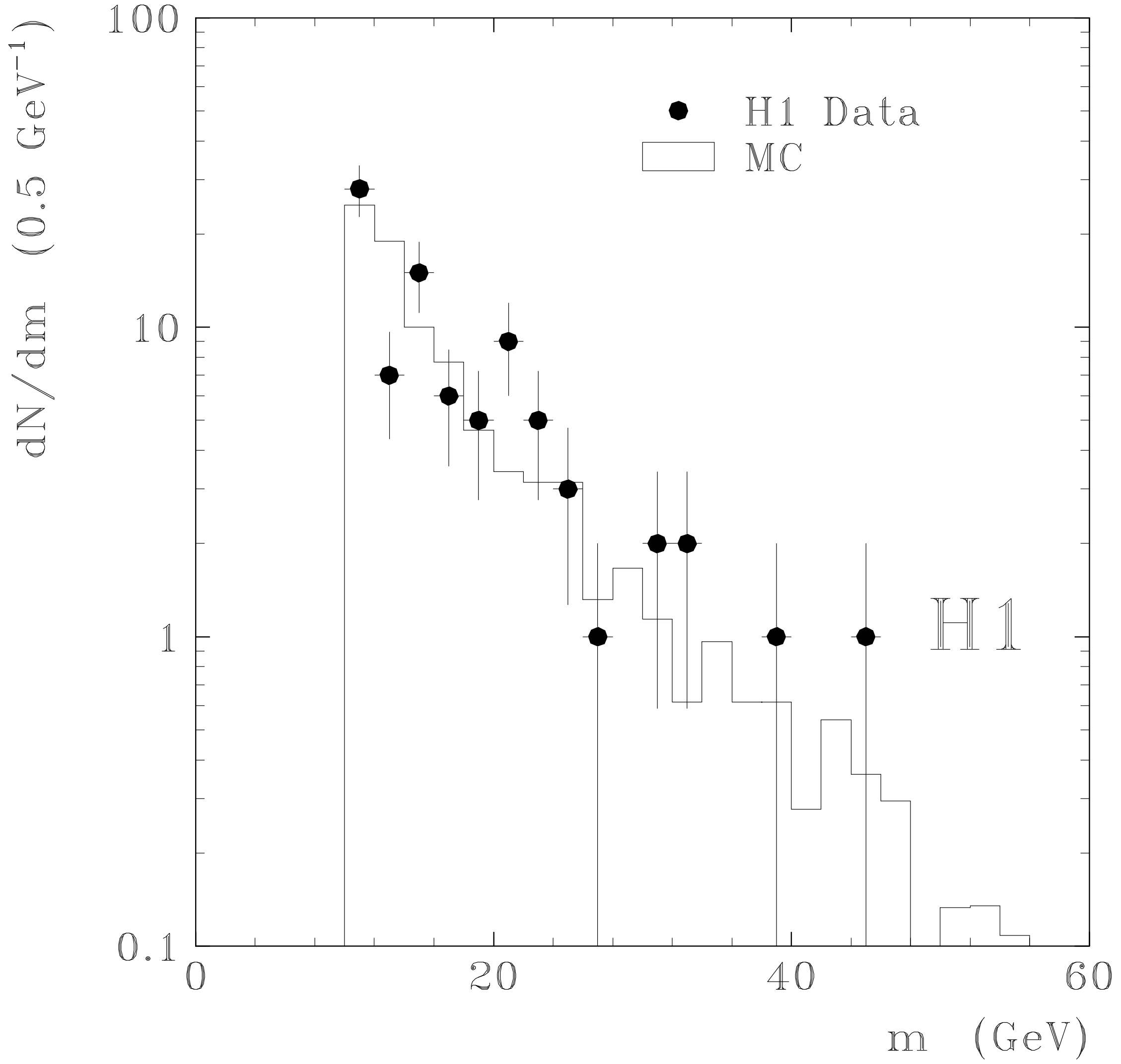

Abbildung 7.7: Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme für die 85 endgültig selektierten WWB-Ereignisse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung.

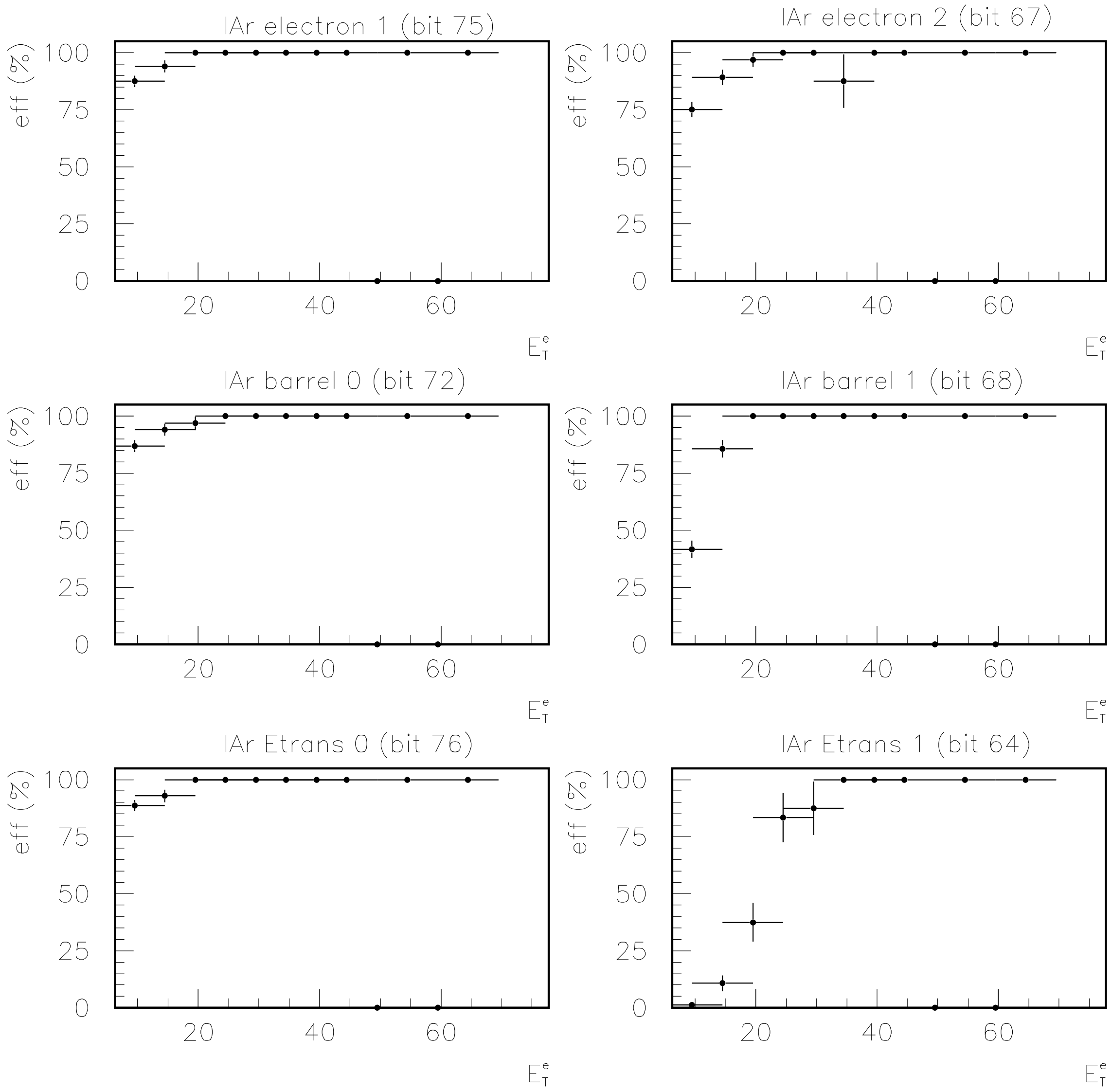

Abbildung 7.8: Triggereffizienzen für verschiedene LAr-Trigger als Funktionen der transversalen Elektron-Energien (aus Ref. [55]). Links sind die Trigger mit den niedrigen Energieschwellen gezeigt (von oben: LAr_electron_1, LAr_Ebarrel> 1 und LAr_Etrans> 1), und rechts die entsprechenden „stand alone"-Trigger (von oben: LAr_electron_2, LAr_Ebarrel> 2 und LAr_Etrans> 2).

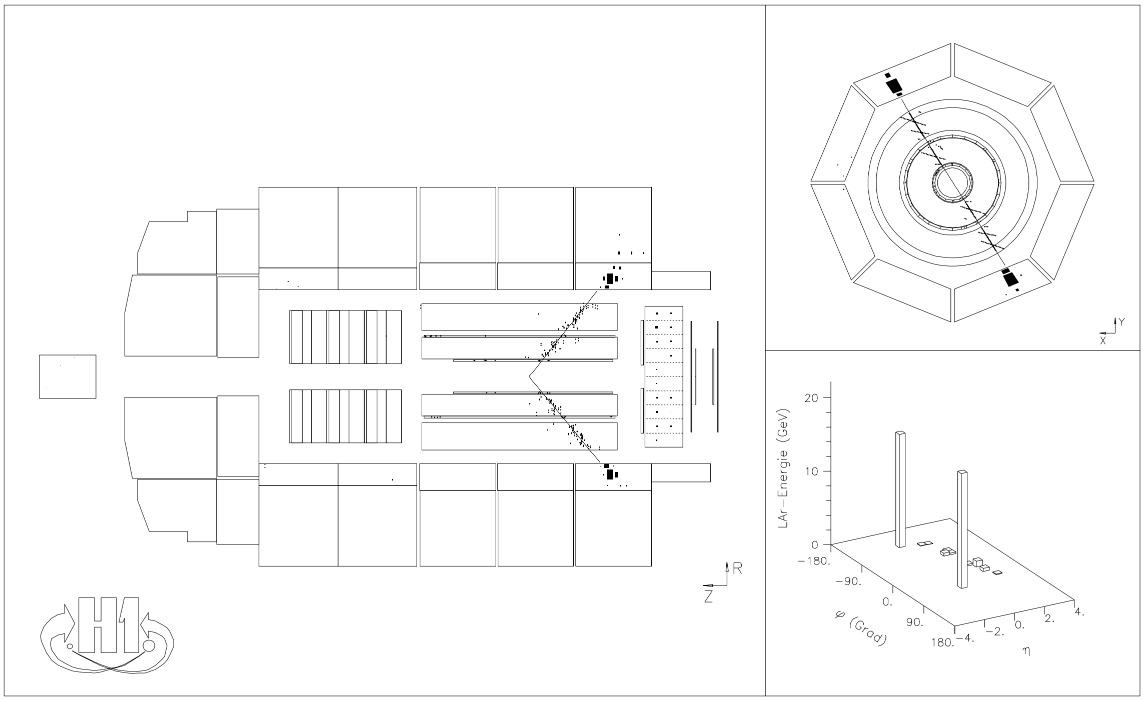

Abbildung 7.9: Selektiertes Daten-Ereignis mit zwei Elektronen im Detektor. (Run#57192, Evt#6605)

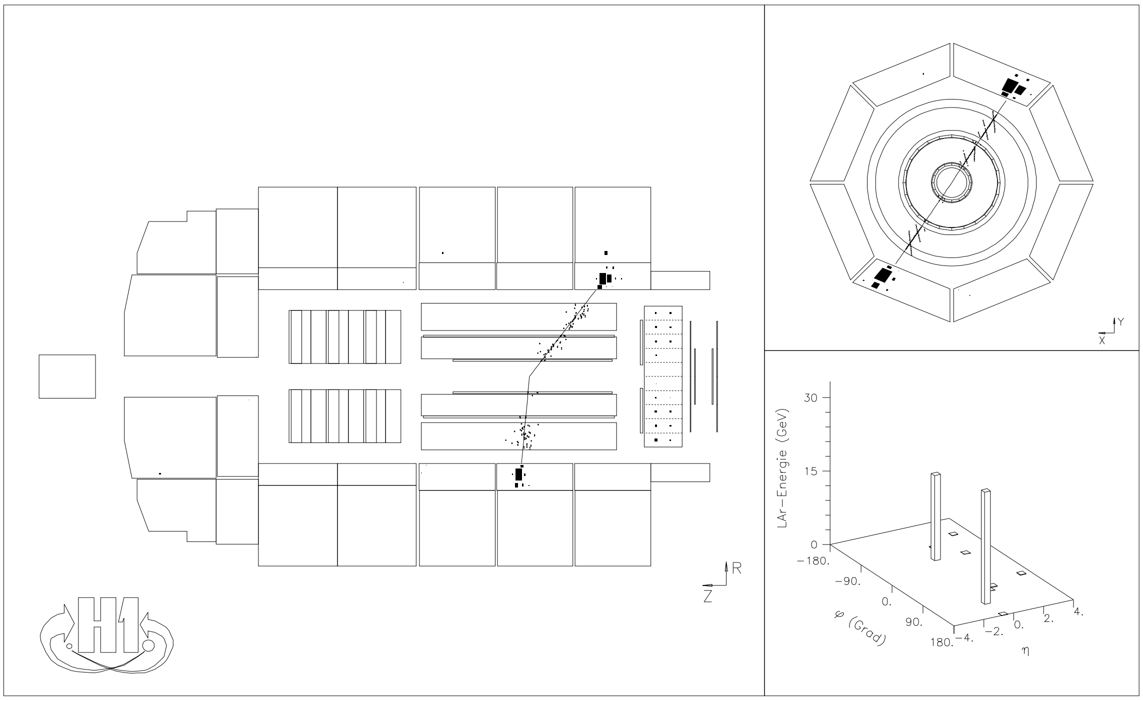

Abbildung 7.10: Monte Carlo-Ereignis aus dem $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$-Prozeß, welches eine dem speziellen Daten-Ereignis sehr ähnliche Topologie hat.

Kapitel 8

Suche nach elektromagnetischen Clustern mit hoher Transversalenergie

Ein neues, schweres Lepton zerfällt möglicherweise in das entsprechende Lepton und ein Photon. Falls das neue Teilchen aber schwerer als das W- oder Z-Boson ist, stehen auch die Zerfallskanäle in Lepton und W- bzw. Z-Boson kinematisch offen. Die Bosonen zerfallen dann wiederum mit bekannten Verzweigungsverhältnissen leptonisch oder hadronisch. Typischerweise besitzen die Zerfallsteilchen in diesen Zerfällen sehr hohe Transversalenergien von bis zu etwa der halben Masse des neuen, schweren Teilchens.

Tabelle 8.1 zeigt die Zerfallskanäle angeregter Leptonen, die mit der in diesem Kapitel vorgestellten Analyse untersucht werden.

	Zerfallskanal	
1.	$e^* \to e\,\gamma$	
2.	$e^* \to e\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
3.		$Z \to \nu\,\bar{\nu}$
5.	$e^* \to \nu\,W,$	$W \to e\,\nu$
7.	$\nu^* \to \nu\,\gamma$	
8.	$\nu^* \to \nu\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
10.	$\nu^* \to e\,W,$	$W \to e\,\nu$

Tabelle 8.1: Liste aller mit der Analyse in diesem Kapitel abgedeckten Zerfallskanäle angeregter Leptonen (Auszug aus Tabelle 4.1).

Ein wesentliches Merkmal der in Tabelle 8.1 aufgeführten Zerfallskanäle ist, daß neben dem eigentlichen e.m. Cluster stets ein zweiter e.m. Cluster oder eines oder mehrere Neutrinos im Endzustand auftreten. Diese Signatur läßt eine Trennung der gesuchten Signal-Ereignisse von Ereignissen der tief inelastischen Elekron-Proton-

Streuung zu. Außerdem werden Ereignisse aus dem WWB-Prozeß im Kanal mit zwei e.m. Clustern im Endzustand erwartet.

8.1 Datenselektion

Auch in diesem Teil der Analyse werden zunächst die Daten aller Meßperioden R1–R5 (siehe Tabelle 6.5) untersucht, entsprechend einer integrierten Luminosität von 528,5 nb^{-1}. Wie sich aber zeigt, werden von der Periode R2, in der das H1-Magnetfeld ausgefallen war, verglichen mit den anderen Perioden deutlich weniger Ereignisse selektiert. Die Daten der Perioden R1 und R3–R5 entsprechen noch einer integrierten Luminosität von 433,6 nb^{-1}.

Die folgenden Schnitte werden zur Ereignis-Selektion angebracht:

1. Selektion der Ereignis-Klassen SPSNMU und QEDCOM. Damit werden 29735 Ereignisse selektiert.

2. Es muß mindestens ein isolierter, elektromagnetischer Cluster mit einer Transversalenergie größer als 20 GeV im Ereignis gefunden werden. Die Isolationsbedingung ist in Kapitel 6.3.3 beschrieben.

3. Ein technischer Schnitt gegen „Coherent Noise" im LAr-Kalorimeter: Falls die Energie der Zelle im LAr mit der höchsten Energie größer als 20 GeV ist, wird um diese Zelle eine würfelförmige Box mit 40 cm Kantenlänge gelegt. Ist innerhalb der Box weniger als 5% zusätzliche Energie, verglichen mit der untersuchten Zelle, so wird das Ereignis als „Coherent Noise" verworfen.

4. Ein Schnitt gegen kosmische Myonen und Strahl-Halo-Myonen: Falls mindestens zwei rekonstruierte Spuren im instrumentierten Eisen gefunden werden, und die Startpunkte von zwei dieser Spuren weiter als 2 m auseinander liegen, wird das Ereignis verworfen.

5. Falls ein Ereignis-Vertex rekonstruiert wird, wird für diesen die Bedingung $z_{Vtx} > -1\,\mathrm{m}$ verlangt.

6. Es muß mindestens ein zweiter isolierter, e.m. Cluster mit einer Transversalenergie größer als 12 GeV gefunden werden oder der gesamte fehlende Transversalimpuls des Ereignisses muß größer als 12 GeV sein.

7. Visuelle Klassifikation der Ereignisse.

Nach den Schnitten 1–3 reduziert sich die Ereignis-Zahl auf 2689. In diesem Daten-Sample sind also neben den physikalischen Ereignissen mit echten Elektron-Kandidaten hoher Transversalenergie noch Untergrund-Ereignisse von kosmischen Myonen, Strahl-Halo-Myonen, Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Reaktionen und „Coherent Noise" im LAr-Kalorimeter vorhanden. Diese und die folgenden Zahlen sind vielleicht in Abschätzungen für spätere Selektionen interessant.

Schnitt 4 bildet ein einfaches Filter für kosmische Myonen und Strahl-Halo-Myonen. Durch diesen einfachen Schnitt reduziert sich die Ereignis-Zahl weiter auf 1862. Diese Ereignisse werden nun visuell untersucht, um Untergrund zu verwerfen. Das Ergebnis dieses visuellen Scans ist in Tabelle 8.2 zu sehen.

	# Ereignisse				
Meßperiode	Total	UG	*ep*	$\mathcal{L}$	$\#ep/\mathcal{L}$
R1	884	825	59	113,9 nb^{-1}	0,518 ± 0,067 nb
R2	107	91	16	94,9 nb^{-1}	0,169 ± 0,042 nb
R3	733	534	199	293,5 nb^{-1}	0,678 ± 0,048 nb
R4	37	35	2	2,5 nb^{-1}	0,800 ± 0,566 nb
R5	101	40	61	23,7 nb^{-1}	2,574 ± 0,330 nb
Summe	1862	1525	337	528,5 nb^{-1}	0,638 ± 0,035 nb

Tabelle 8.2: Ergebnis des visuellen Scans zur Untergrunderkennung in den verschiedenen Meßperioden R1–R5. In der Spalte „Total“ sind die nach den Schnitten 1–3 selektierten Ereignisse aufgeführt, „UG“ bezeichnet Untergrund- und „*ep*“ *ep*-Ereignisse. Die integrierte Luminosität ist mit $\mathcal{L}$ bezeichnet.

Auffällig ist, daß 337 *ep*-Kandidaten 1525 klaren Untergrund-Ereignissen gegenüberstehen, und die Frage taucht auf, ob man die überwiegend kosmischen und Strahl-Halo-Myonen nicht mit Programmen automatisch verwerfen kann. Zur Klärung dieser Frage werden fünf verschiedene Programme verwendet, welche Untergrund-Ereignisse erkennen sollen. Ein Ereignis wird verworfen, wenn mindestens eines der fünf Programme das Ereignis als Untergrund klassifiziert.

Der Effizienzverlust in einem möglichen Signal wird mit Hilfe von Monte Carlo-Ereignissen in den Kanälen $e^* \to e\gamma$ ($Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ und $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$) und $\nu^* \to \nu\gamma$ bei den Massen 100 GeV und 250 GeV bestimmt; er liegt etwa bei 1–2%.

Für die Daten ergibt sich folgendes Bild: 62,7% der kosmischen Myonen und Strahl-Halo-Myonen werden von den Programmen richtig erkannt, wobei die Daten nach den Schnitten 1–3 als Eingabe verwendet werden (der eigene Myon-Filter wird also noch nicht angewendet). Als 100%-Referenz für die Untergrund-Ereignisse dienen alle Ereignisse, die durch Schnitt 4 verworfen werden sowie die 1525 im Scan gefundenen Ereignisse. Tatsächlich werden die durch Schnitt 4 verworfenen Ereignisse zu 85,7% ebenfalls von den Programmen gefunden, während die im Scan gefundenen Untergrund-Ereignisse nur zu 48,4% entdeckt werden. Die immer noch verbleibende Scan-Arbeit würde also durch die Programme nur um etwa die Hälfte gesenkt.

Auf der anderen Seite werden von den Programmen 5,7% der guten *ep*-Ereignisse als Untergrund klassifiziert, wobei es sich meistens um schöne, einwandfreie DIS-Ereignisse mit dem gestreuten Elektron im LAr-Kalorimeter handelt; ein weiteres Ereignis zeigt klare Jets, die vom Wechselwirkungspunkt ausgehen.

Diese 5,7% an verlorenen Ereignissen, einhergehend mit der Reduzierung der Scan-Arbeit um nur etwa 50% durch die Programme, rechtfertigen den hohen Aufwand für den visuellen Scan. Man kann jetzt sicher sein, kein interessantes Ereignis mit einem e.m. Cluster bei hohen Transversalenergien übersehen zu haben.

Automatische Programme zur Untergrund-Erkennung eignen sich wahrscheinlich besser in der Selektion genau bekannter Ereignis-Topologien bei großen Ereigniszahlen, wobei ein Effizienzverlust im Signal abgeschätzt und leicht hingenommen werden kann. In der Suche nach Clustern mit hoher Transversalenergie hätte sich der visuelle Scan z.B. sofort bezahlt gemacht, hätte man nur ein interessantes Ereignis mit zusätzlichen Myonen gefunden, welches automatisch vielleicht verworfen worden wäre.

In Tabelle 8.2 ist in der Spalte „$\#ep/\mathcal{L}$“ die Anzahl der gefundenen ep-Ereignisse durch die integrierte Luminosität der jeweiligen Meßperiode dividiert. Man erkennt ein Problem in der Meßperiode R2, in der deutlich weniger Ereignisse selektiert werden. Dieses Absinken der Ereigniszahl ist vermutlich auf ein Problem in der Trigger-Kette zurückzuführen. Da eine eigene Trigger-Untersuchung extra für diese Meßperiode zu aufwendig ist, wird diese Periode in der Bestimmung von Grenzen an das Signal nicht berücksichtigt.

In der Meßperiode R5 beobachtet man schließlich zuviele Ereignisse verglichen mit dem Rest. In diesen Ereignissen sind in den zentralen Spurkammern häufig sehr viele kurze Spuren sichtbar, die offensichtlich nicht aus einer ep-Reaktion vom nominellen Vertex stammen, sondern eher von Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Reaktionen hinter dem Detektor ($-z$-Richtung) herrühren. Gegen Ereignisse dieses Typs ist Schnitt 5 gerichtet, der die Zahl guter ep-Kandidaten von 337 auf 271 reduziert.

Schnitt 6 schließlich selektiert Ereignisse mit einem zweiten e.m. Cluster oder fehlendem Transversalimpuls. Nach Anwendung dieses Schnittes bleiben 14 Ereignisse übrig.

In diesen Ereignissen wird der Vertex teilweise korrigiert, wenn er von der Rekonstruktion offensichtlich falsch bestimmt wird. In den Fällen, in denen z.B. vom gestreuten Elektron eine klare gute Spur zum „richtigen“ Vertex zeigt, diese aber bei der Rekonstruktion des Vertex' nicht berücksichtigt wird, wird der Wert z_{DCA} der Spur an der Stelle der nächsten Annäherung an die Strahlachse eingesetzt. Ist jedoch auch dieser Wert offensichtlich nicht korrekt (z.B. wenn andere Spuren auf den richtigen Vertex weisen), wird die Position des z-Vertex' mit dem Auge abgeschätzt. Dies erfolgt dann z.B. mit Hilfe der Hits der zentralen Spurkammersysteme. Die Genauigkeit der Abschätzung beträgt dabei etwa $\pm 5\,\mathrm{cm}$.

Die 14 Ereignisse werden nun visuell klassifiziert und teilen sich in die folgenden Klassen auf:

- 10 Ereignisse der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung,
- 3 Ereignisse mit einem Elektron, einem Photon und hadronischer Aktivität im Endzustand,
- 1 Ereignis mit drei isolierten, e.m. Clustern und sehr wenig hadronischer Aktivität in Vorwärtsrichtung um die Strahlröhre.

8.2 Diskussion der Ereignisse und Vergleich mit der Erwartung

Von den 10 DIS-Ereignissen erfüllen 4 die Bedingung $p_{T\,miss} > 12\,\mathrm{GeV}$ und in 6 Ereignissen wird ein zweiter e.m. Cluster gefunden. Weiter ist von den 4 Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls nur in einem die Bedingung $2E_e > (E - p_z)_{vis}$ erfüllt (siehe Kapitel 4.2, Gl. (4.14)). In diesem Ereignis läßt sich unter der Hypothese, daß ein Neutrino ausläuft, dieses vollständig rekonstruieren und die invariante Masse von Elektron und Neutrino zu 49,8 GeV angeben. Da Kandidaten aus W-Zerfällen oberhalb von 60 GeV liegen sollen, ist dieses Ereignis für uns kein Kandidat in diesem Kanal.

Bei den 6 DIS-Ereignissen mit einem zweiten e.m. Cluster handelt es sich ausschließlich um fehlinterpretierte Jets. Oft liegt dieser zweite Cluster in extremer Vorwärtsrichtung bei kleinen Polarwinkeln. Hinweise auf die Fehlerkennung liefern z.B. mehrere Spuren, die auf diesen Cluster zeigen, sowie die Schauerformen der Cluster, die nicht für Elektronen oder Photonen sprechen.

Eines der DIS-Ereignisse hat einen deutlich sichtbaren zweiten Cluster nahe dem gestreuten Elektron, welcher aber von der Clustererkennung nicht aufgelöst wird. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um Bremsstrahlung des gestreuten Elektrons im Endzustand.

Bei den drei Ereignissen mit einem Elektron und einem Photon im Endzustand handelt es sich um inelastische WWB-Ereignisse. Abbildung 8.1 zeigt die Verteilungen der Elektron- und Photon-Energien und Polarwinkel, sowie Verteilungen der Öffnungswinkel zwischen den beiden Clustern in der r-φ-Ebene ($\Delta\varphi$) und im Raum ($\Delta\theta$). Die Verteilungen zeigen, daß die drei gemessenen Ereignisse mit der Monte Carlo-Erwartung aus dem WWB-Prozeß verträglich sind. Die verwendeten Monte Carlo-Ereignisse sind in Kapitel 5.1 vorgestellt worden.

In Abb. 8.2 ist die Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme zu sehen. Die drei Massen liegen bei 25,6 GeV, 37,5 GeV und 57,4 GeV und folgen der Erwartung. Abbildung 8.3 zeigt dasjenige der drei Daten-Ereignisse mit der Masse des $e\gamma$-Systems von 25,6 GeV.

Bei einer integrierten Luminosität von $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$ (Meßperioden R1 und R3–R5, ohne $B = 0$-Periode) beträgt die Zahl der aus dem WWB-Prozeß erwarteten Ereignisse $2{,}1 \pm 0{,}3$ (stat.). Die Triggereffizienz der LAr-Trigger wird im Vergleich mit dem Monte Carlo wie im vorherigen Kapitel zu 100% angesetzt.

8.3 Spezielles Ereignis mit drei isolierten, elektromagnetischen Clustern

Das spezielle Ereignis mit den drei isolierten, e.m. Clustern ist in Abb. 8.4 gezeigt. Die Energien bzw. Polarwinkel der drei Cluster haben die Werte $E_1 = 27{,}7\,\mathrm{GeV}$, $E_2 = 26{,}5\,\mathrm{GeV}$ und $E_3 = 8{,}5\,\mathrm{GeV}$ bzw. $\theta_1 = 88{,}7°$, $\theta_2 = 66{,}6°$ und $\theta_3 = 119{,}4°$. Alle drei Cluster liegen nahezu in einer Ebene, mit einer Abweichung von nur etwa 4°.

Die invarianten Massen je zwei der drei Cluster betragen 13,4 GeV, 29,8 GeV und 52,9 GeV. Die gesamte invariante Masse aller drei Cluster ist 62,2 GeV.

Auf alle drei Cluster weisen Spuren, die aber wegen Hardware-Problemen der zentralen Spurkammern teilweise unterbrochen sind. Zwei der drei Spuren stammen klar von negativ geladenen Teilchen und weisen auf den ersten und dritten Cluster, mit Impulsen von $35{,}9 \pm 11{,}1$ GeV und $4{,}7 \pm 1{,}1$ GeV. Die Spur, die zum zweiten Cluster gehört, hat einen Impuls von $25{,}6 \pm 30{,}9$ GeV und rührt vermutlich von einem positiv geladenen Teilchen her; der Fehler in der Impulsmessung ist aber so groß, daß das Ladungs-Vorzeichen nicht sicher bestimmt werden kann.

Die wahrscheinlichste Erklärung für dieses Ereignis bietet der $\gamma\gamma \to e^+e^-$-Prozeß, wobei das einlaufende Elektron in den Detektor gestreut wird und alle drei Teilchen zufällig in einer Ebene liegen.

Wegen der niedrigen invarianten Masse von 52,9 GeV, verglichen mit der Z-Masse von 91,2 GeV, ist dieses Ereignis kein Kandidat für den Zerfall $Z \to e^+e^-$ in der e^*-Produktion.

Zusammenfassend kann man sagen, daß einige interessante Ereignisse gefunden wurden, die aber alle ihre Erklärung in Prozessen der Standard-Physik finden. Alle kinematischen Verteilungen stimmen gut mit der Monte Carlo-Erwartung überein. Die größte invariante Masse im Endzustand für die interessanten Ereignisse beträgt 62,2 GeV.

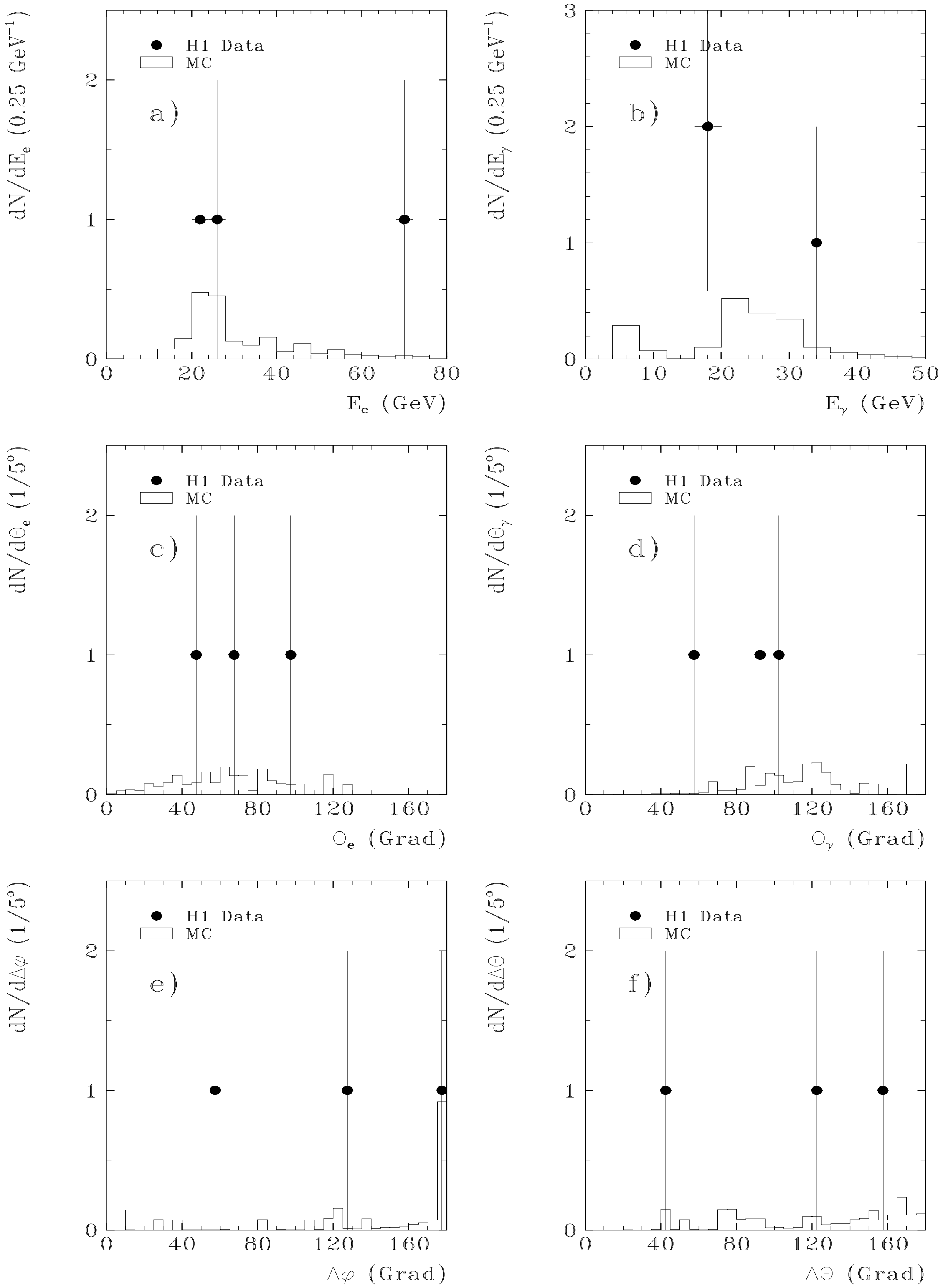

Abbildung 8.1: Vergleich der drei selektierten inelastischen WWB-Ereignisse mit der Monte Carlo-Erwartung: In a und b die Energieverteilungen, in c und d die Polarwinkelverteilungen der Elektronen und Photonen, sowie die Öffnungswinkel zwischen den beiden Clustern in der r-φ-Ebene (e) und im Raum (f).

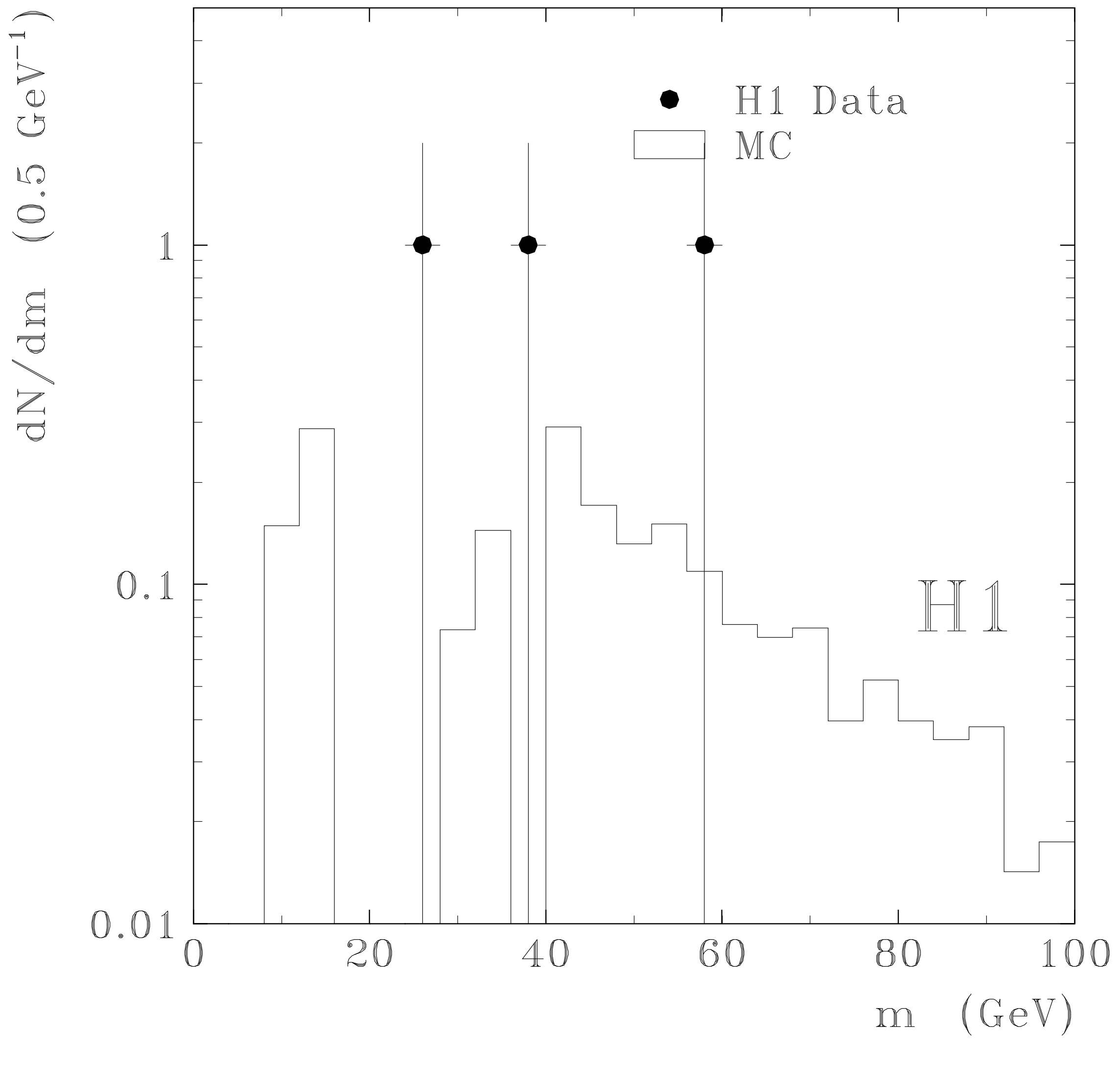

Abbildung 8.2: Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme für die drei selektierten inelastischen WWB-Ereignisse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung.

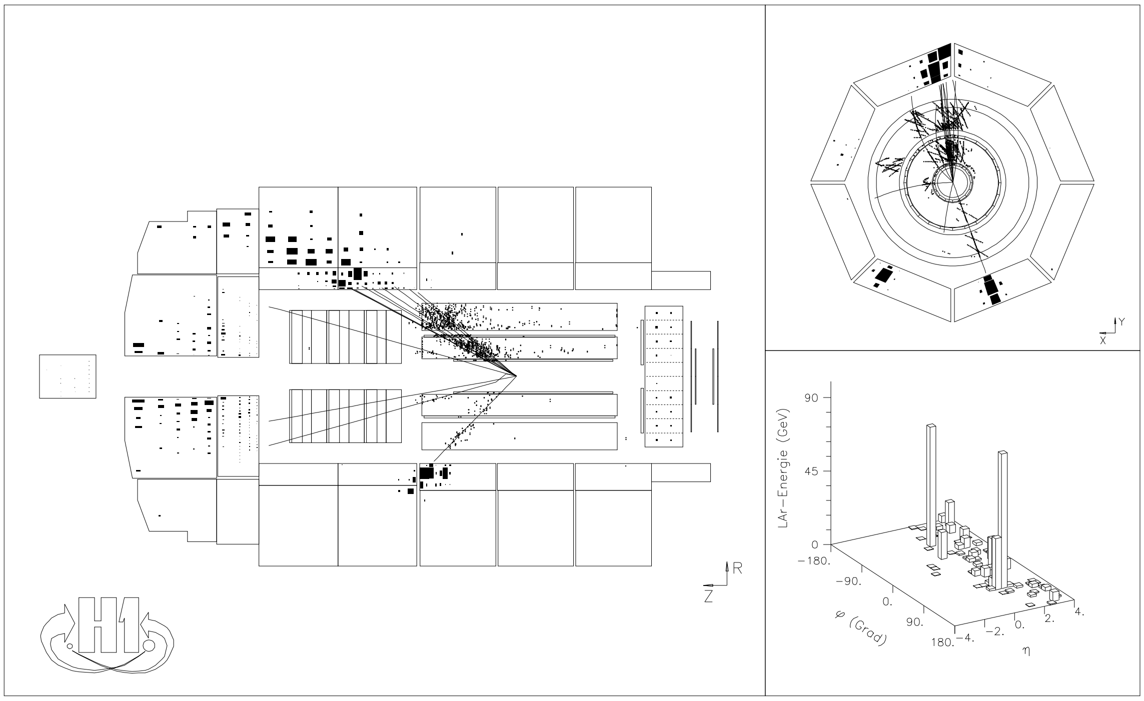

Abbildung 8.3: Selektiertes Daten-Ereignis aus dem inelastischen WWB-Prozeß. Die invariante Masse des $e\gamma$-Systems beträgt 25,6 GeV. (Run#65905, Evt#37592)

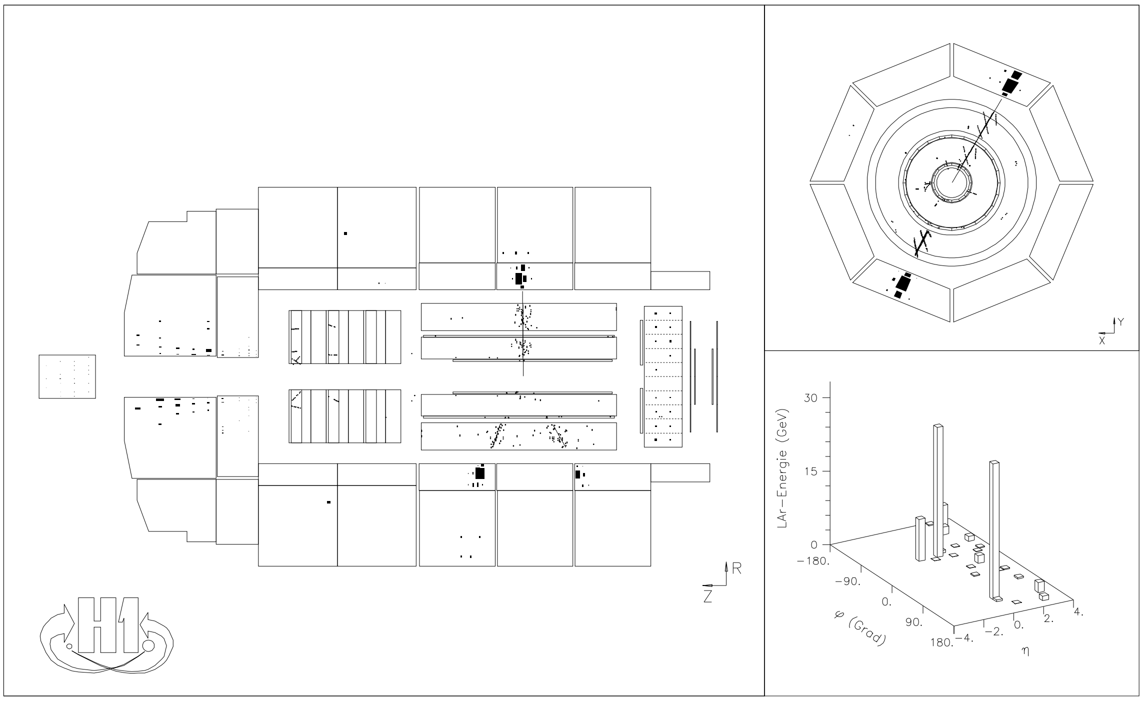

Abbildung 8.4: Selektiertes Daten-Ereignis mit drei isolierten, e.m. Clustern im Endzustand. (Run#63769, Evt#42632)

Kapitel 9

Suche in den Jet-Kanälen

Für Massen angeregter Leptonen oberhalb der W- oder Z-Bosonen stehen die Zerfallskanäle in diese Bosonen kinematisch offen. Im weiteren Zerfall haben die Kanäle $W \to q\bar{q}'$ und $Z \to q\bar{q}$ mit 68,4% und 69,8% das jeweils größte Verzweigungsverhältnis. Man erwartet also im Falle eines Signals in diesen Zerfallskanälen die meisten Ereignisse verglichen mit den leptonischen Zerfällen der W- und Z-Bosonen. Andererseits fragmentieren die Quarks zu Hadronen, die dann weiter zerfallen können. Da das einzelne Quark dabei in ein ganzes Teilchenbündel (einen sog. „Jet") übergeht, ist für die Zuordnung der Endprodukte zu den Quarks ein Jet-Algorithmus erforderlich. Verglichen mit den rein leptonischen Zerfallskanälen ist das Auflösungsvermögen für die invariante Masse von zwei Jets schlechter (siehe Abb. 4.5 und 4.6).

Der Hauptuntergrund in den Jet-Kanälen stammt aus der Photoproduktion. Daneben werden in Kanälen mit einem zusätzlichen Elektron auch DIS-Ereignisse erwartet. Tabelle 9.1 führt die Jet-Kanäle im Zerfall angeregter Leptonen auf, die in diesem Kapitel analysiert werden.

Zerfallskanal		
4.	$e^* \to e\,Z$,	$Z \to q\,\bar{q}$
6.	$e^* \to \nu\,W$,	$W \to q\,\bar{q}'$
9.	$\nu^* \to \nu\,Z$,	$Z \to q\,\bar{q}$
11.	$\nu^* \to e\,W$,	$W \to q\,\bar{q}'$

Tabelle 9.1: Liste der Zerfallskanäle angeregter Leptonen in Jets, die mit der Analyse in diesem Kapitel abgedeckt werden (Auszug aus Tabelle 4.1).

9.1 Datenselektion

In diesem Teil der Analyse werden die Daten aus den letzten Meßperioden R3–R5 (siehe Tabelle 6.5) verwendet. Die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von 319,7 nb^{-1}. In der Meßperiode R1 hatte der Elektron-Tagger Probleme, der für die Unterscheidung von „tag“und „notag“-Ereignissen in der Photoproduktion unbedingt erforderlich ist. Meßperiode R2 (ohne H1-Magnetfeld) wird wegen der problematischen Triggersituation in den Spurkammern nicht verwendet.

Ereignisse mit mindestens zwei Jets im Endzustand werden mit den folgenden Schnitten selektiert:

1. Selektion der Ereignis-Klasse JETJET (siehe Kapitel 6.3.1).

2. Es müssen mindestens zwei Jets mit Transversalimpulsen größer als 8 GeV gefunden werden. Die beiden Jets mit den größten Transversalimpulsen werden weiter verwendet.

3. Es muß mindestens eine zum Ereignis-Vertex führende Spur geben.

4. Der rekonstruierte Ereignis-Vertex muß die Bedingung $|z_{Vtx}| < 50\,\mathrm{cm}$ erfüllen.

5. Der räumliche Öffnungswinkel ($\Delta\theta$) zwischen den beiden Jets muß größer als $60°$ sein <u>oder</u> die invariante Masse der beiden Jets übersteigt 50 GeV.

6. Die Zahl der „guten“ Spuren muß größer als 5 sein <u>oder</u> die Zahl aller Spuren ist kleiner als 40. Die Definition einer „guten“ Spur ist dabei in Kapitel 6.3.3 in der Beschreibung der 1. Sub-Klasse zur Ereignis-Klasse SPSNMU zu finden.

7. Automatische Erkennung und Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen.

8. Visueller Scan.

Der Jet-Algorithmus und die Parameter des Algorithmus' werden in Anlehnung an Photoproduktions-Analysen anderer Gruppen gewählt. Zur Suche nach Jets im Ereignis wird ein Konus-Algorithmus verwendet [34]. Die Energiedepositionen in den Kalorimetern werden in ein Gitter in der η-φ-Ebene eingetragen. Um die Zelle mit der höchsten Energie wird dann ein Konus der Größe $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 1$ gelegt und alle Zellen innerhalb dieses Konus' werden zu einem Jet zusammengefaßt. Diese Zellen werden vom Gitter gelöscht und der Algorithmus beginnt von neuem auf den verbleibenden Zellen. Diese Prozedur wird solange weitergeführt, bis kein neuer Jet mehr gefunden wird. Die so gefundenen Jets werden nach ihren Transversalimpulsen sortiert.

Isolierte, elektromagnetische Cluster werden aus der Jet-Suche herausgenommen, wenn die Cluster eine Energie größer als 10 GeV haben und ihre Polarwinkel oberhalb von $10°$ liegen.

Die weiteren Schnitte 3–8 wirken im wesentlichen gegen Untergrund von kosmischen Myonen und Strahl-Halo-Myonen, sowie gegen Strahl-Gas oder Strahl-Wand-Ereignisse.

Schnitt 5 macht sich zunutze, daß in einem Stoß eines einlaufenden Protons mit einem Impuls von 820 GeV mit einem ruhenden Proton eines Gas-Atoms die Schwerpunktsenergie nur 39,2 GeV beträgt, und daß im Laborsystem sehr kleine Öffnungswinkel zwischen den auslaufenden Jets bevorzugt werden.

Schnitt 6 ist gegen Ereignisse gerichtet, die sehr viele kurze Spuren in den zentralen Spurkammern hinterlassen, die nicht zum Ereignis-Vertex zeigen. Diese Signatur wird häufig in Strahl-Gas oder Strahl-Wand-Ereignissen beobachtet, wenn die Reaktion hinter dem Detektor ($-z$-Richtung) stattfindet und die Reaktionsprodukte von hinten in den Detektor gelangen.

Alle Ereignisse mit einer invarianten Masse der beiden Jets oberhalb von 60 GeV und ca. 20% der restlichen Ereignisse werden stichprobenartig visuell untersucht, um restliche Untergrund-Ereignisse zu verwerfen.

An dieser Stelle werden die selektierten Ereignisse mit weiteren Schnitten in drei Klassen aufgeteilt:

Tag-Klasse: Die Energie im Elektron-Tagger muß 7 GeV überschreiten.

Notag-Klasse: Die Energie im Elektron-Tagger muß kleiner als 7 GeV sein, und es darf kein isolierter, e.m. Cluster mit einer Energie $E > 10\,\text{GeV}$ und einem Polarwinkel $\theta > 10°$ im Ereignis gefunden werden.

DIS-Klasse: Die Energie im Elektron-Tagger muß kleiner als 7 GeV sein, und es muß mindestens ein isolierter, e.m. Cluster mit einer Energie $E > 10\,\text{GeV}$ und einem Polarwinkel $10° < \theta < 160°$ im Ereignis gefunden werden. Die Transversalenergien der beiden Jets müssen größer als 15 GeV sein.

9.2 Diskussion der Ereignisse und Vergleich mit der Erwartung

9.2.1 Ereignisse der Tag-Klasse

Für die Ereignisse der Tag-Klasse wird ein Trigger verlangt, der auf Energiedepositionen im Elektron-Tagger in Kombination mit Spuraktivität im Zentral-Detektor sensitiv ist. Dieser Trigger hat eine Effizienz von 93% [18]. Die Ereignisse in diesem Sample stammen aus der Photoproduktion und sind wegen der Trigger-Bedingung praktisch untergrundfrei. Es werden 328 Ereignisse selektiert; diese werden in Abb. 9.1 bis 9.3 mit der Erwartung aus dem Monte Carlo-Generator PYTHIA verglichen, der 358,2 ± 18,9 (stat.) Ereignisse vorhersagt. Die für den Vergleich verwendeten Monte Carlo-Files sind in Kapitel 5.3 beschrieben und enthalten die aufgelöste („resolved“) und direkte Produktion leichter und schwerer Quarks.

Für den Vergleich der Energien im Elektron-Tagger ist die Monte Carlo-Kurve um 1 GeV nach rechts verschoben worden, da dies von der Monte Carlo-Simulation noch nicht ganz korrekt beschrieben wird.

Alle Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo. Man beachte, daß es auch schon in diesem Sample Ereignisse mit großen invarianten Massen der beiden Jets gibt und diese auch erwartet werden. Die hier selektierten Ereignisse sind wegen des sicher erkannten Elektrons im Elektron-Tagger natürlich keine Signal-Kandidaten, sondern dienen zum Test der Monte Carlo-Vorhersage.

9.2.2 Ereignisse der Notag-Klasse

In der zweiten Klasse, der Notag-Klasse, wird der z-Vertex-Trigger verlangt. Daneben werden für Ereignisse mit einer invarianten Masse der beiden Jets oberhalb von 60 GeV auch die LAr-Trigger mit den niedrigen Schwellen zugelassen. Diese Triggerbedingungen werden gewählt, weil die Triggereffizienz der LAr-Trigger bei kleineren Massen abfällt, während der z-Vertex-Trigger eine konstante Effizienz hat. Die Effizienz des z-Vertex-Triggers bei Massen kleiner als 60 GeV wird mit Hilfe der Ereignisse in der Tag-Klasse zu 59% bestimmt, wobei der Elektron-Tagger-Trigger als Monitor-Trigger dient.

Bei Massen oberhalb von 60 GeV ergeben sich für den z-Vertex-Trigger bzw. die LAr-Trigger Effizienzen von 47% bzw. 87%, wobei nur die Ereignisse der Notag-Klasse verwendet werden und jeweils der andere Trigger als Monitor-Trigger dient. Insgesamt ist damit die Trigger-Effizienz für das logische „Oder“ aus z-Vertex- und LAr-Trigger 93%.

In den Daten werden 823 Ereignisse selektiert, während die Vorhersage aus der Photoproduktion $802{,}3 \pm 22{,}1$ (stat.) Ereignisse ist. Auch hier werden die in Kapitel 5.3 beschriebenen Monte Carlo-Files für den Vergleich verwendet. Abbildungen 9.4 und 9.5 zeigen wieder kinematische Verteilungen der Daten- und der Monte Carlo-Ereignisse, die allesamt eine gute Übereinstimmung zeigen. Ein Kolmogorov-Smirnov-Test [52, 53] auf die Verteilungen der invarianten Massen oberhalb von 25 GeV ergibt eine Wahrscheinlichkeit von 32%, daß die Verteilungen der Daten- und der Monte Carlo-Ereignisse übereinstimmen.

Man beobachtet im Massenbereich oberhalb von 80 GeV 11 Ereignisse und erwartet nur 5. Da die Erwartung aber selber nur aus 5 Monte Carlo-Ereignissen folgt, hat diese Zahl eine große Unsicherheit. Wird diese Unsicherheit mit berücksichtigt, so ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von 5,8%, 11 oder mehr Ereignisse zu beobachten.

Wegen der Massenauflösung von etwa 10 GeV (siehe Abb. 4.5 und 4.6) sind aber schon Ereignisse oberhalb von 60 GeV Kandidaten für W- oder Z-Zerfälle.

Ein besonders schönes Ereignis mit einer rekonstruierten Masse der beiden Jets von 80 GeV ist in Abb. 9.6 zu sehen. Die Jets haben Transversalimpulse von 42 GeV und 38 GeV. Der gesamte fehlende Transversalimpuls beträgt nur 3 GeV. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse aus der Produktion reeller W-Bosonen beträgt etwa 0,23, wobei ein Wirkungsquerschnitt von 1,318 pb (siehe Kapitel 5.5) und eine Effizienz von 80% zugrunde gelegt wird.

Wie man in den Abb. 9.4 a und b sieht, haben die meisten Ereignisse kleine Transversalimpulse der Jets. Dagegen werden von einem Signal aus dem Zerfall angeregter Leptonen auch weitaus größere Transversalimpulse als 8 GeV erwartet. Zur weiteren Reduzierung des Photoproduktions-Untergrundes bei gleichzeitig kaum verringerten Effizienzen im Signal wird daher für die Bestimmung der Grenzen an die Kopplungen angeregter Leptonen ein weiterer Schnitt angebracht:

- Beide Jets müssen einen Transversalimpuls größer als 15 GeV haben.

Bei diesen hohen Transversalimpulsen und invarianten Massen der beiden Jets oberhalb von 60 GeV findet man eine Trigger-Effizienz der LAr-Trigger von 100%.

Unterhalb von 60 GeV wird weiterhin nur der z_{Vtx}-Trigger mit seiner Effizienz von 59% verwendet.

In Abb. 9.7 ist die Verteilung der invarianten Masse der beiden Jets für die gemessenen 81 Daten-Ereignisse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung zu sehen. Mit den oben genannten Trigger-Effizienzen beträgt die Erwartung aus der Photoproduktion 90,9 $\pm$ 8,2 (stat.) Ereignisse. Oberhalb von 60 GeV werden 28 Daten-Ereignisse gefunden und 34,2 $\pm$ 5,8 Ereignisse erwartet.

Alle diese 28 Ereignisse sind nun für uns Kandidaten für die Kanäle $e^* \to \nu W$, $W \to q\bar{q}'$ und $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to q\bar{q}$, sowie für die Kanäle $e^* \to eZ$, $Z \to q\bar{q}$ und $\nu^* \to eW$, $W \to q\bar{q}'$ für Massen bis zu 100 GeV, da hier das zusätzliche Elektron evtl. zuwenig Energie aus dem Zerfall des angeregten Leptons mitbekommt, um die Selektionsbedingungen zu erfüllen. Auf diese Weise wird ein starker Effizienzverlust bei kleineren Massen vermieden.

9.2.3 Ereignisse der DIS-Klasse

Schließlich wird in der DIS-Klasse noch ein Ereignis mit zwei Jets und einem Elektron gefunden, was mit der Erwartung aus der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung kompatibel ist. Die rekonstruierte invariante Masse der beiden Jets alleine beträgt 86,6 GeV. Nimmt man das Elektron hinzu, so ergibt sich eine Masse von 117,2 GeV. Dieses Ereignis ist in unserer Analyse ein Kandidat in den Zerfallskanälen $e^* \to eZ$, $Z \to q\bar{q}$ und $\nu^* \to eW$, $W \to q\bar{q}'$.

Insgesamt sind alle nach der Selektion verbleibenden Ereignisse mit zwei Jets im Endzustand mit der Erwartung aus Prozessen der Standard-Physik verträglich. In keinem Kanal wird ein signifikanter Überschuß an Ereignissen, der auf ein Signal hinweisen könnte, beobachtet.

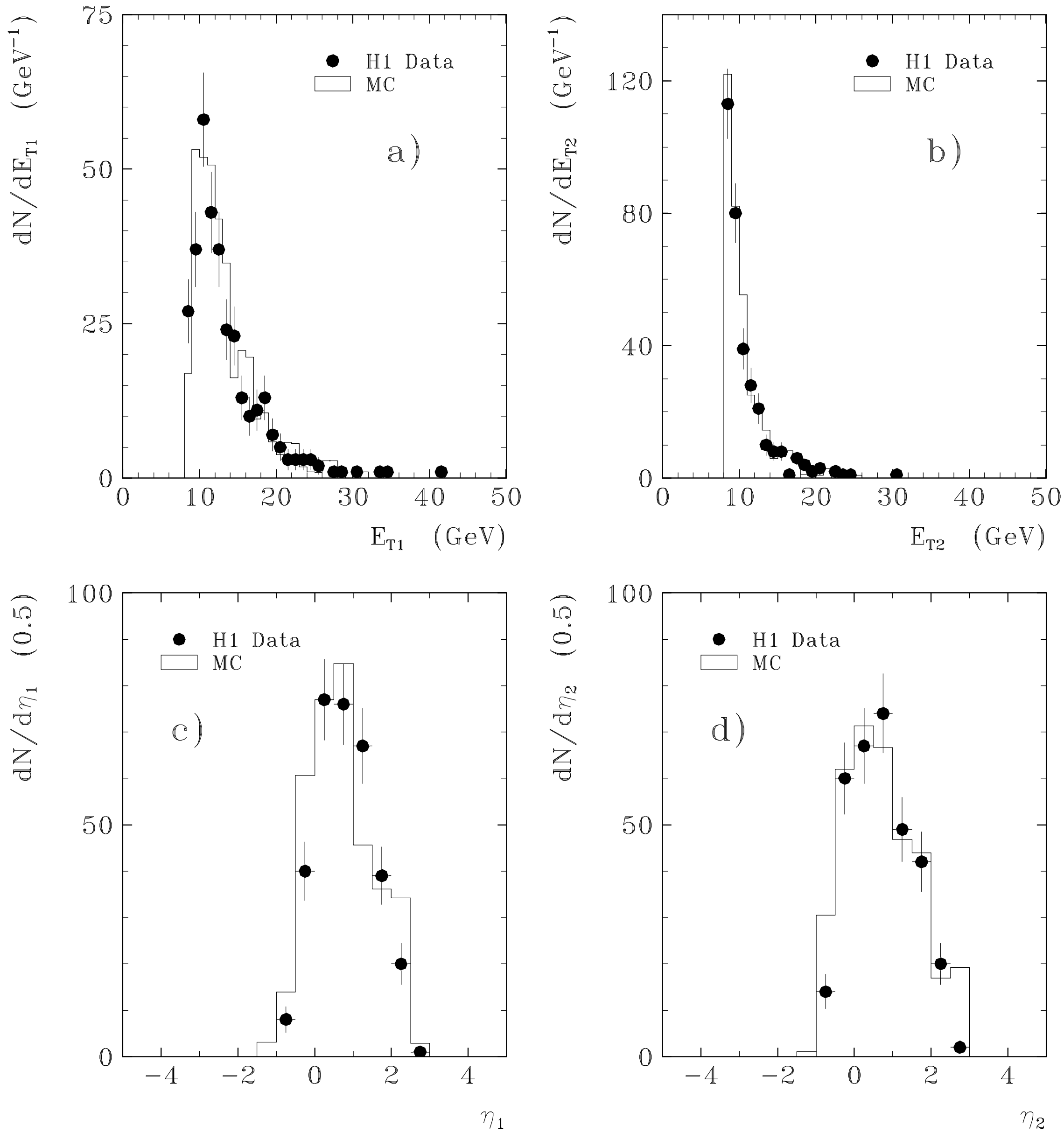

Abbildung 9.1: Verteilungen der transversalen Energien der beiden Jets (a) und (b) sowie deren Pseudorapiditätsverteilungen (c) und (d) für die Ereignisse der Tag-Klasse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung aus der Photoproduktion. Die beiden Jets sind nach ihren Transversalimpulsen sortiert, d.h. Jet 1 hat den größeren Transversalimpuls.

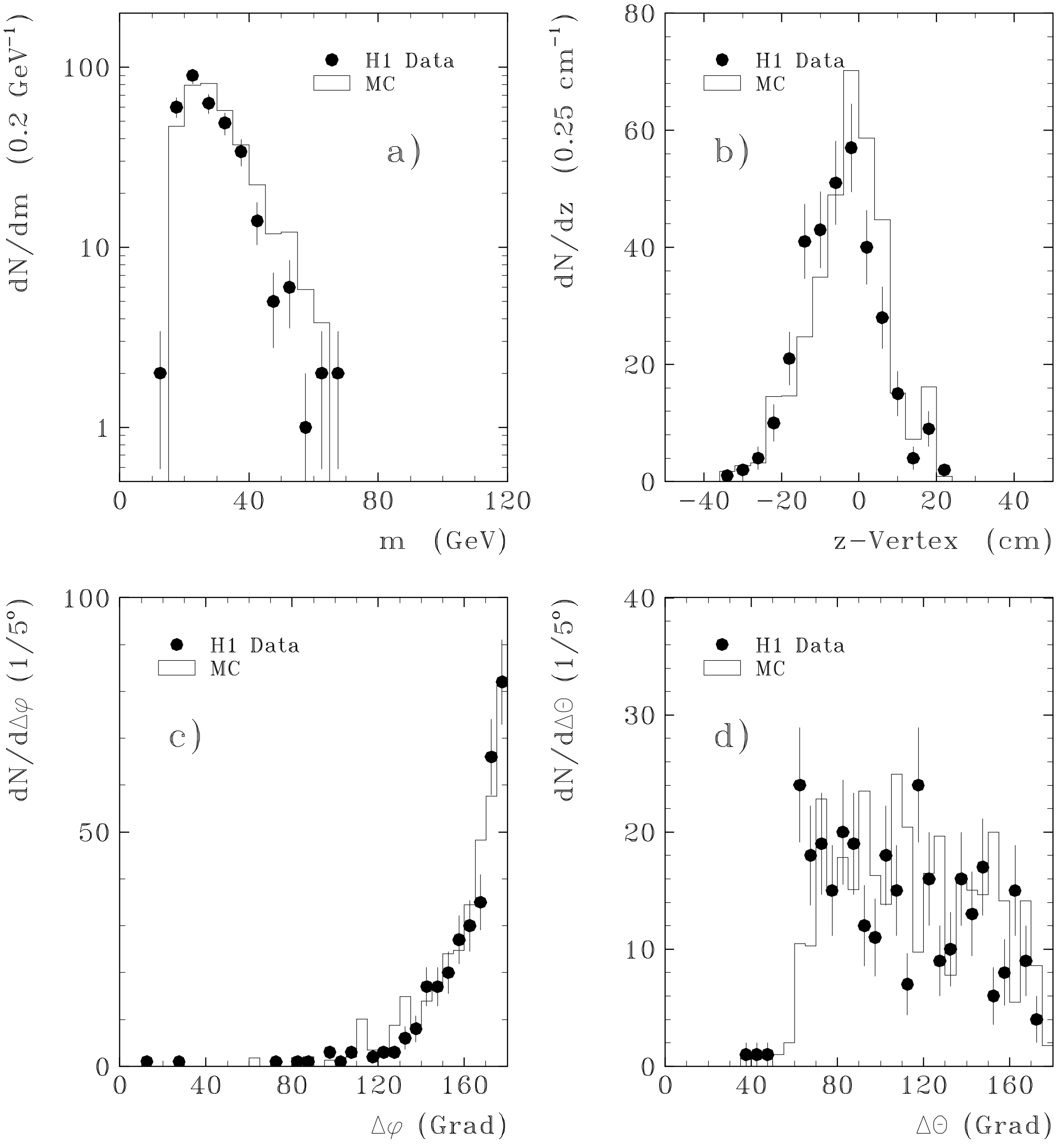

Abbildung 9.2: Verteilung der invarianten Masse der beiden Jets (a), des rekonstruierten Ereignis-Vertex' (b), und der Öffnungswinkel der beiden Jets in der r-φ-Ebene (c) und im Raum (d) für die Ereignisse der Tag-Klasse, verglichen mit der Monte Carlo-Erwartung aus der Photoproduktion.

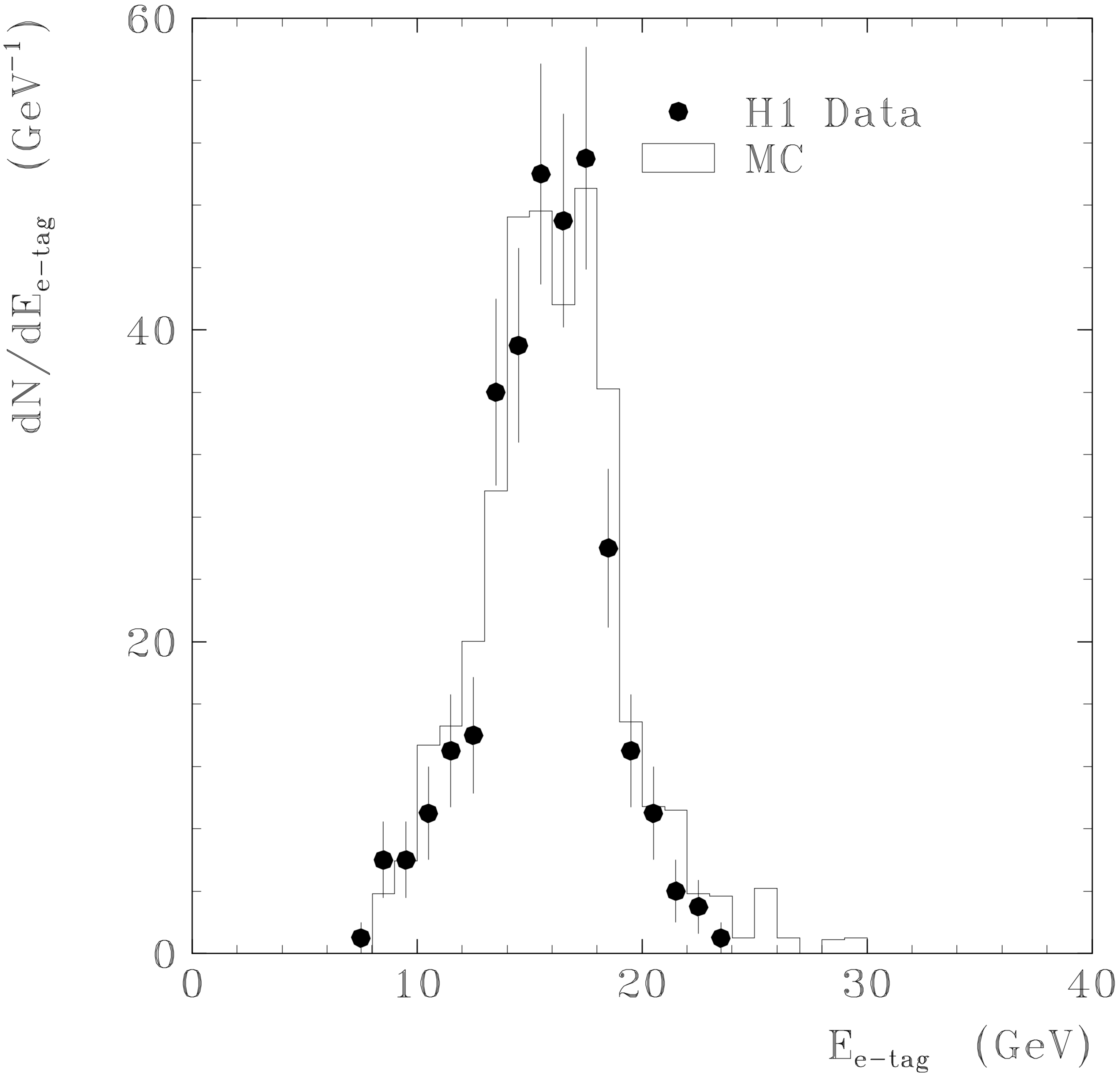

Abbildung 9.3: Verteilung der Energie im Elektron-Tagger für die Ereignisse der Tag-Klasse, verglichen mit der Monte Carlo-Erwartung aus der Photoproduktion. Die Monte Carlo-Kurve ist um 1 GeV nach rechts verschoben.

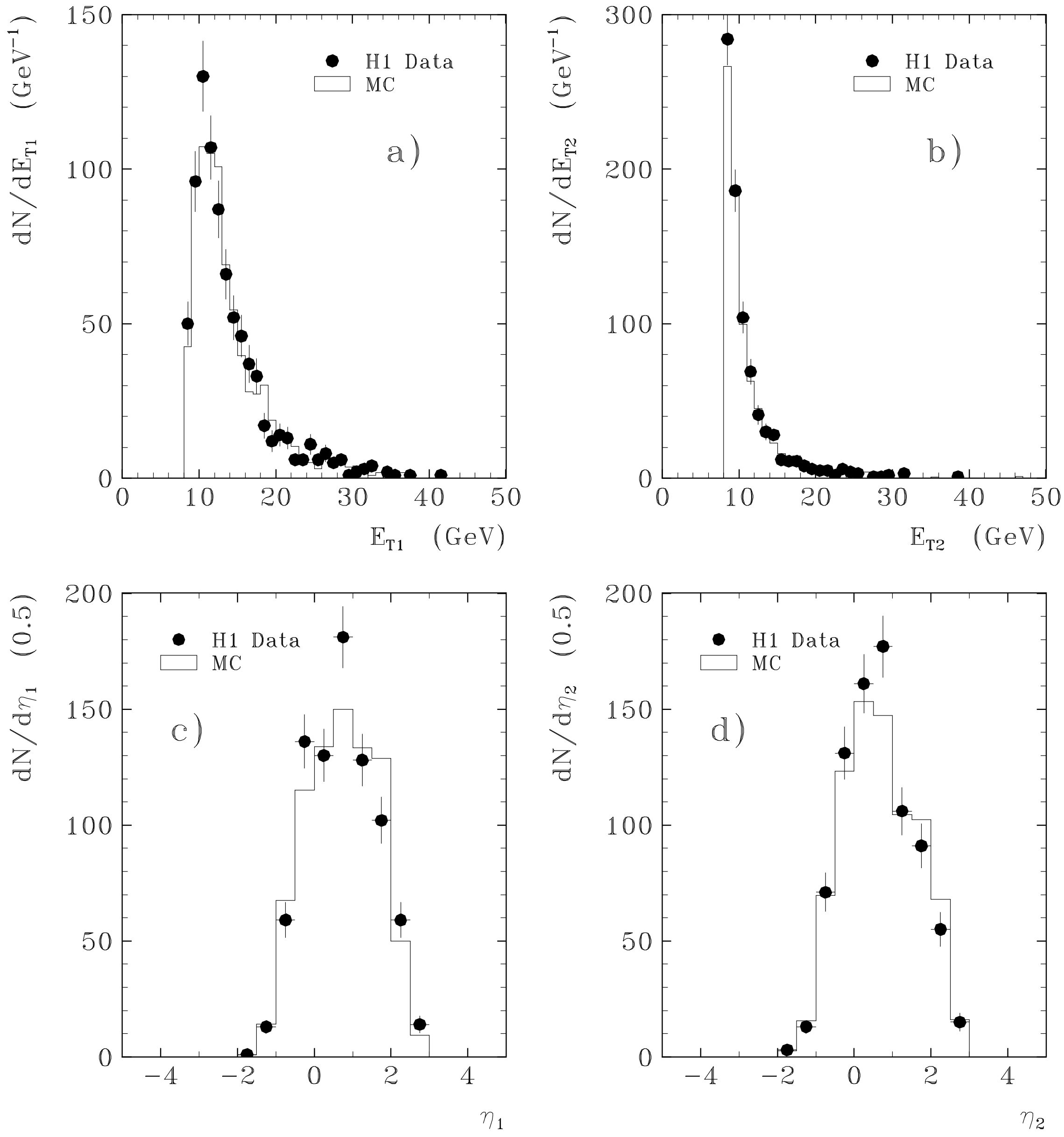

Abbildung 9.4: Verteilungen der transversalen Energien der beiden Jets (a) und (b) sowie deren Pseudorapiditätsverteilungen (c) und (d) für die Ereignisse der Notag-Klasse im Vergleich mit der Monte Carlo-Erwartung aus der Photoproduktion. Die beiden Jets sind nach ihren Transversalimpulsen sortiert, d.h. Jet 1 hat den größeren Transversalimpuls.

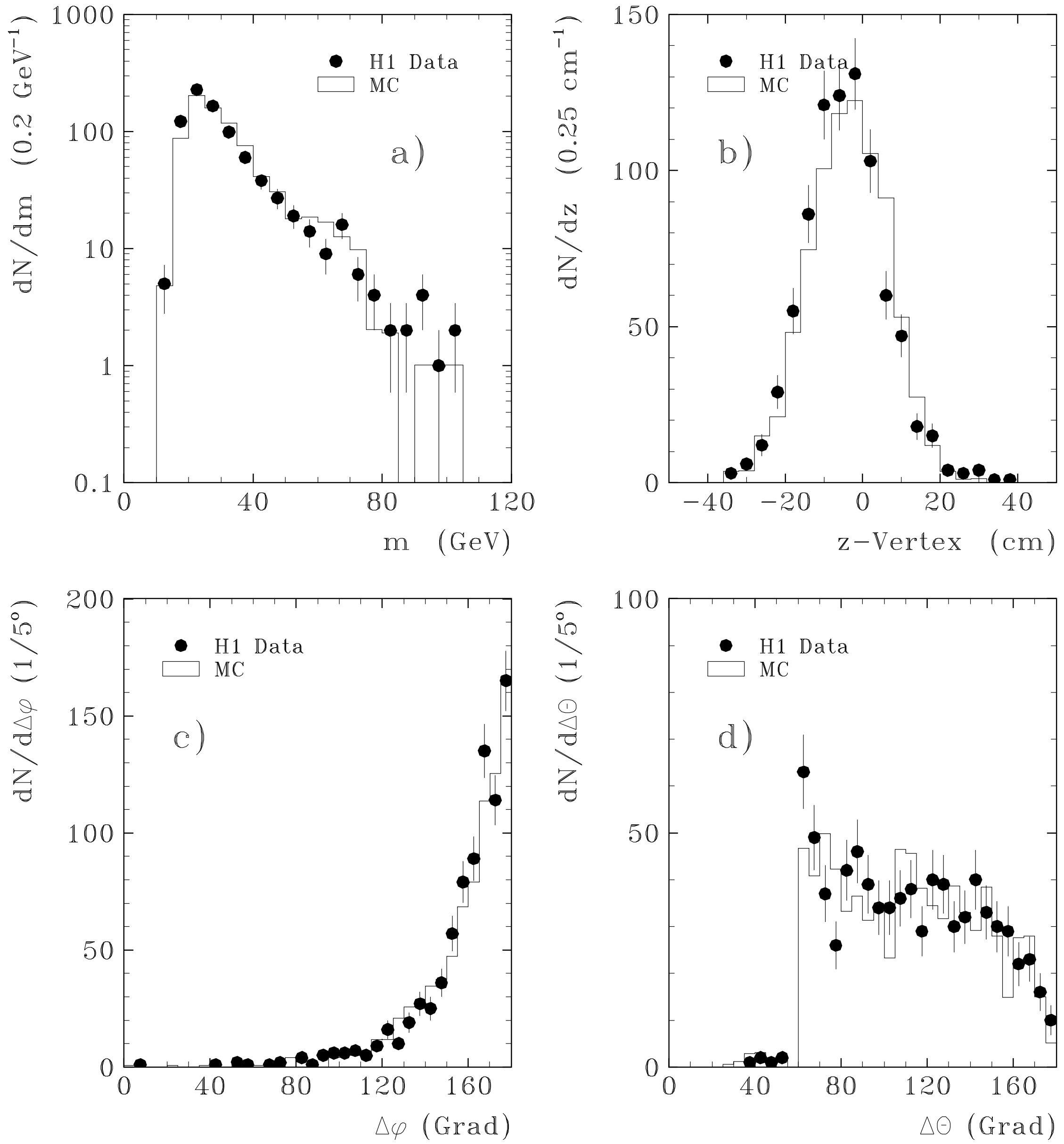

Abbildung 9.5: Verteilung der invarianten Masse der beiden Jets (a), des rekonstruierten Ereignis-Vertex' (b), und der Öffnungswinkel der beiden Jets in der r-φ-Ebene (c) und im Raum (d) für die Ereignisse der Notag-Klasse, verglichen mit der Monte Carlo-Erwartung aus der Photoproduktion.

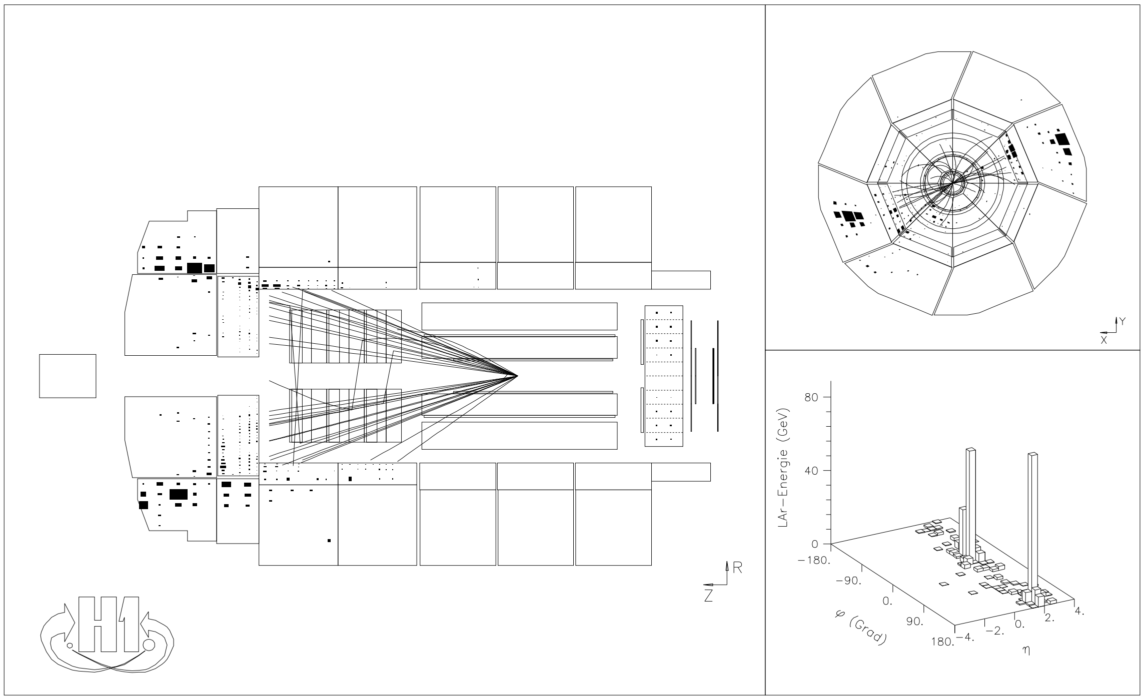

Abbildung 9.6: Selektiertes Daten-Ereignis mit zwei Jets im Endzustand. Die beiden Jets haben Transversalimpulse von 42 GeV und 38 GeV; die invariante Masse der beiden Jets beträgt 80 GeV. (Run#65438, Evt#7852)

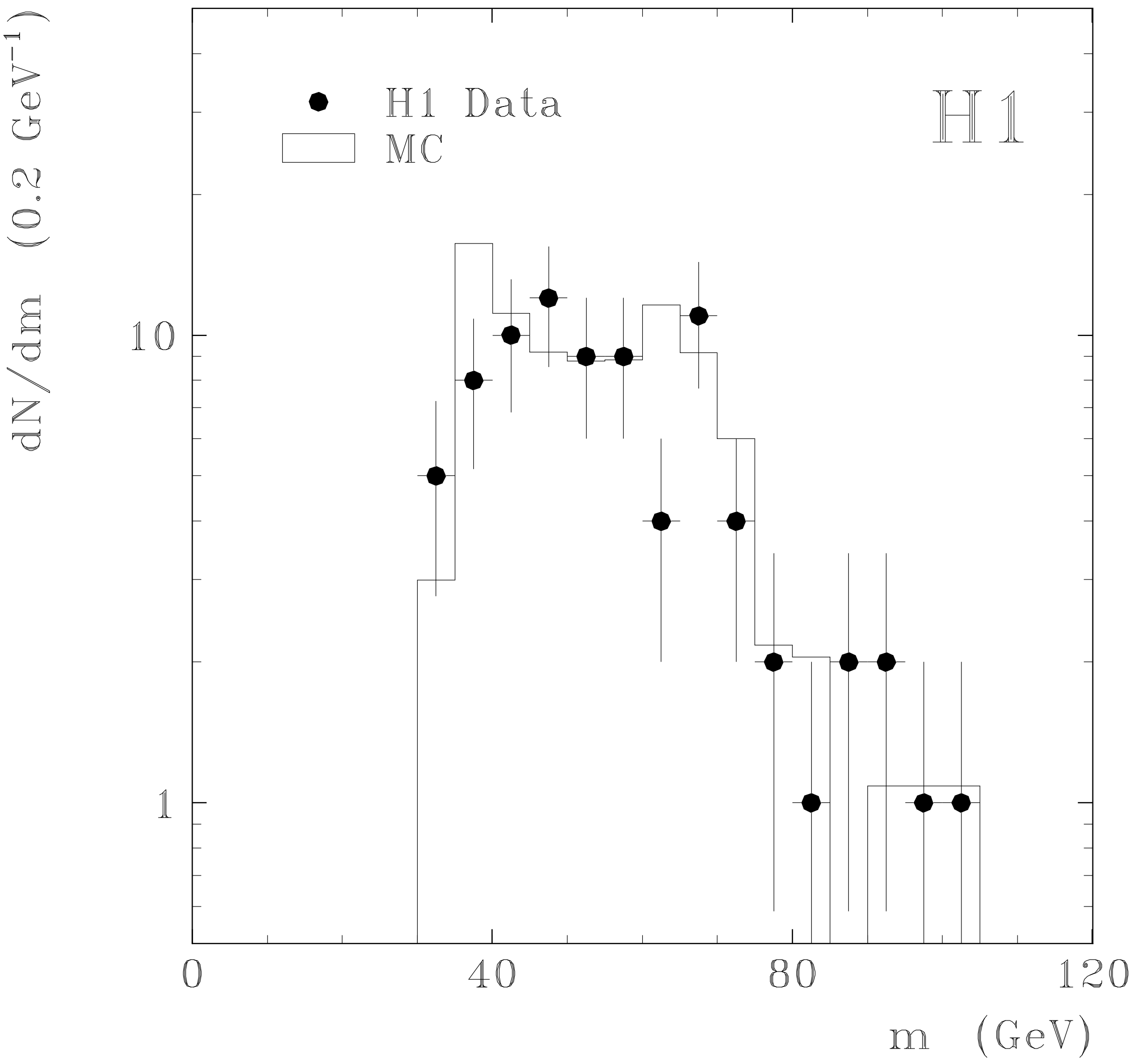

Abbildung 9.7: Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse der beiden Jets nach dem zusätzlichen Schnitt auf die Transversalimpulse der Jets größer als 15 GeV für die Ereignisse der Notag-Klasse, verglichen mit der Monte Carlo-Erwartung aus der Photoproduktion.

Kapitel 10

Analyse-Effizienzen und Ereigniszahlen

Nachdem in keinem der untersuchten Zerfallskanäle angeregter Leptonen (siehe Tabelle 4.1) ein Hinweis für ein Signal beobachtet wird, können Grenzen an Wirkungsquerschnitte oder an Kopplungsstärken berechnet werden, um eine quantitative Aussage zu treffen. Zur Bestimmung von Grenzen ist es notwendig, die Zahl der Kandidaten und die Zahl der aus Untergrundprozessen erwarteten Ereignisse zu kennen, die in einem bestimmten Massenintervall liegen, welches hypothetische Signal-Ereignisse bei einer bestimmten Masse zu großen Teilen einschließt.

Größe und Lage der Massenintervalle werden für jeden Zerfallskanal angeregter Leptonen bei einigen Massenpunkten mit Hilfe der simulierten Ereignisse des Signal-Monte Carlos bestimmt und richten sich nach der insgesamt erreichten Massenauflösung in der Rekonstruktion. Die Intervalle werden dann so festgelegt, daß der Effizienzverlust nach diesen zusätzlichen Schnitten möglichst gering ausfällt (maximal wenige Prozent).

Des weiteren ist die Kenntnis der gesamten Analyse-Effizienzen in jedem Zerfallskanal erforderlich, inklusive der Trigger-Effizienzen und der Schnitt-Effizienzen, welche ebenfalls mit Hilfe der in Kapitel 4 vorgestellten Signal-Ereignisse aus der Monte Carlo-Simulation gewonnen werden.

Im folgenden werden für jeden analysierten Zerfallskanal angeregter Leptonen (siehe Tabelle 4.1) alle Ereigniszahlen und Effizienzen, die für die Bestimmung der Grenzen notwendig sind, zusammengetragen.

Die allgemeinen Parameter, die in den Rechnungen verwendet werden, sind

$$
\begin{aligned}
\alpha^{-1} &= 128, \\
\sin^2\theta_W &= 0{,}229, \\
M_Z &= 91{,}2\,\mathrm{GeV}, \\
M_W &= 80{,}2\,\mathrm{GeV}, \\
c_{\gamma e^* e\,0} &= 0{,}5, \\
c_{W^+\nu^* e\,0} &= 0{,}7388, \\
\Lambda_0 &= 1\,\mathrm{TeV},
\end{aligned}
$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, θ_W den Weinbergwinkel, M_Z die Masse des Z-Bosons und M_W die Masse des W-Bosons bezeichnet. $c_{\gamma e^* e 0}/\Lambda_0$ bzw. $c_{W^+ \nu^* e 0}/\Lambda_0$ ist die in der Integration verwendete Kopplungsstärke in der Produktion angeregter Elektronen bzw. Neutrinos. Die angegebenen Werte für $c_{\gamma e^* e 0}$ und $c_{W^+ \nu^* e 0}$ ergeben sich für die Wahl $f = f' = 1$ (siehe Kapitel 3).

In den Kanälen mit e.m. Clustern im Endzustand oberhalb von 75 GeV ist es in unserem Fall ausreichend, die Massenintervalle nach oben offen zu lassen, da für diese Zerfallskanäle kein Daten-Ereignis mit einer Masse größer als 60 GeV gemessen wird, welches als Kandidat gezählt werden müßte. Ebenso sind die Massenintervalle in den Jet-Kanälen nach oben offen, da im Signal-Monte Carlo in den Verteilungen der rekonstruierten Massen Ausläufer zu großen Massen hin beobachtet werden. Mit der Wahl dieser Massenintervalle werden die Effizienzen nicht überflüssigerweise reduziert.

Tabelle 10.1 zeigt die Ergebnisse für den Kanal $e^* \to e\gamma$. Diese und die folgenden Tabellen geben in der Spalte „M" die Masse an, bei der später die Grenze ausgerechnet wird, σ_0 bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für die Produktion angeregter Leptonen mit der Kopplung c_0/Λ_0, ε die totale Analyse-Effizienz, N die Anzahl der gemessenen Daten-Ereignisse und B die Zahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse. In der Spalte „ΔM" ist jeweils das verwendete Massenintervall angegeben. Falls in einem Kanal die Zahl der gemessenen Daten-Ereignisse gleich Null ist, so ist die Zahl der erwarteten Ereignisse für die Berechnung der Grenzen unerheblich; daher taucht in diesen Zeilen unter „B" ein Strich auf.

Im Kanal $e^* \to e\gamma$ für Massen kleiner als 75 GeV werden die Massenintervalle nur bei den Massen $M = 25$ GeV und 50 GeV bestimmt und dann linear interpoliert. In die Zahl der Kandidaten (N) gehen die 85 selektierten WWB-Ereignisse der Elektron-Photon-Suche (Kapitel 7) ein (natürlich nur, soweit sie in den entsprechenden Massenintervallen liegen), sowie die drei inelastischen WWB-Ereignisse aus der Suche nach Clustern mit hoher Transversalenergie (Kapitel 8). Der Untergrund aus dem WWB-Prozeß (B) ergibt sich aus dem logischen „Oder" beider Analysen.

An den Massenpunkten 25 GeV bis 70 GeV wird eine integrierte Luminosität von 528,5 nb^{-1} (Meßperioden R1–R5, siehe Tabelle 6.5) zugrundegelegt, von 75 GeV bis 250 GeV wird der Wert 433,6 nb^{-1} verwendet (Meßperioden R1, R3–R5). Die Trigger-Effizienz im Signal-Monte Carlo für die selektierten Ereignisse wird zu 100% angenommen. Die Simulation der Trigger bestätigt fast immer diesen Wert. Nur in sehr wenigen Fällen reduziert sich die Effizienz nach der Trigger-Simulation um 1–2%. Unterhalb von 75 GeV werden die Wirkungsquerschnitte und die Effizienzen nur an den Punkten $M = 25$ GeV und 50 GeV bestimmt und danach logarithmisch bzw. linear interpoliert.

In die Kanäle $e^* \to eZ$, $Z \to e^+e^-$ (Tabelle 10.2) und $e^* \to eZ$, $Z \to \nu\bar{\nu}$ (Tabelle 10.3) gehen im Prinzip die Ereignisse aus der Suche nach Clustern mit hoher Transversalenergie ein. Da aber für einen Signal-Kandidaten eine rekonstruierte invariante Masse von mindestens 60 GeV gefordert wird, sowohl für die drei Ereignisse mit zwei Clustern ($m_{max} = 57{,}4$ GeV) im ersten Kanal, als auch für die Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls ($m_{max} = 49{,}8$ GeV) im zweiten Kanal, fallen alle Ereignisse heraus und die Zahl der Kandidaten in diesen Kanälen ist immer Null.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
25	18–30	2,915	0,49	24	17,455
30	22–36	2,625	0,54	14	12,282
35	26–42	2,372	0,59	7	7,562
40	30–48	2,143	0,65	7	5,872
45	34–54	1,936	0,70	3	4,592
50	38–60	1,753	0,75	3	3,180
55	42–66	1,592	0,78	2	2,407
60	46–72	1,450	0,80	1	1,598
65	50–78	1,320	0,83	1	1,189
70	54–84	1,202	0,86	1	0,938
75	58–90	1,097	0,886	0	–
100	> 60	0,675	0,930	0	–
150	> 60	0,2235	0,934	0	–
200	> 60	0,0446	0,943	0	–
250	> 60	0,001607	0,956	0	–

Tabelle 10.1: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $e^* \to e\gamma$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$ ($25\,\mathrm{GeV} \leq M \leq 70\,\mathrm{GeV}$) bzw. $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$ ($75\,\mathrm{GeV} \leq M \leq 250\,\mathrm{GeV}$).

Die Selektion basiert auf einer integrierten Luminosität von $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$. Die totale Analyse-Effizienz im Kanal $Z \to \nu\bar{\nu}$ ist Null für Massen angeregter Elektronen nur knapp oberhalb der Z-Masse, da dem Elektron aus dem e^*-Zerfall nur wenig Phasenraum zur Verfügung steht und diese Elektronen unsere Selektionskriterien nicht überstehen.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
91,2	> 60	0,791	0,800	0	–
100	> 60	0,675	0,831	0	–
150	> 60	0,2235	0,967	0	–
200	> 60	0,0446	0,980	0	–
250	> 60	0,001607	0,987	0	–

Tabelle 10.2: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $e^* \to eZ$, $Z \to e^+e^-$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $Z \to e^+e^-$ ist $BR = 0{,}03345$.

Kandidaten für den Kanal $e^* \to eZ$, $Z \to q\bar{q}$ (Tabelle 10.4) stammen aus der Jet-Suche (Kapitel 9) und entsprechen einer integrierten Luminosität von $319{,}7\,\mathrm{nb}^{-1}$.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
91,2	> 60	0,791	0	0	–
100	> 60	0,675	0	0	–
150	> 60	0,2235	0,231	0	–
200	> 60	0,0446	0,446	0	–
250	> 60	0,001607	0,590	0	–

Tabelle 10.3: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $e^* \to eZ$, $Z \to \nu\bar{\nu}$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt 433,6 nb^{-1}. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $Z \to \nu\bar{\nu}$ ist $BR = 0{,}202$.

Die Kandidaten müssen den zusätzlichen Schnitt von 15 GeV auf die Transversalimpulse beider Jets erfüllen und die invariante Masse der beiden Jets muß größer als 60 GeV sein. Für die rekonstruierten Massen hypothetischer angeregter Elektronen bis 100 GeV gehen zur Vermeidung eines drastischen Effizienz-Verlustes die Ereignisse mit zwei Jets sowohl ohne (28 Ereignisse) als auch mit einem zusätzlich gefundenem Elektron (ein Ereignis) ein. Ab 150 GeV wird das zusätzliche Elektron gefordert. In dem Daten-Sample mit zwei Jets ohne Elektron im Endzustand wird die Masse eines hypothetischen angeregten Elektrons aus den beiden Jets und dem rekonstruierten 4er-Impuls eines fehlenden Teilchens gebildet. Falls ein Elektron gefunden wird, werden dessen 4er-Impuls und die der Jets in der Massenbestimmung verwendet. Die Zahlen des erwarteten Untergrundes werden aus den simulierten Ereignissen der Photoproduktion bestimmt.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
91,2	> 65	0,791	0,84	29	34,2
100	> 75	0,675	0,62	27	28,0
150	> 100	0,2235	0,50	1	0
200	> 125	0,0446	0,47	0	0
250	> 150	0,001607	0,40	0	0

Tabelle 10.4: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $e^* \to eZ$, $Z \to q\bar{q}$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt 319,7 nb^{-1}. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $Z \to q\bar{q}$ ist $BR = 0{,}698$.

Die Ergebnisse für den Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to e\nu$ sind in Tabelle 10.5 aufgeführt. Hier werden nur die Ereignisse aus der Cluster-Suche mit hohen Transversalenergien und fehlendem Transversalimpuls im Ereignis verwendet. Wegen des Schnittes von 60 GeV auf die invariante Masse von Elektron und fehlendem Teilchen bleibt kein Ereignis übrig. Die zugrundeliegende integrierte Luminosität beträgt 433,6 nb^{-1}.

Der letzte Kanal angeregter Elektronen, $e^* \to \nu W$, $W \to q\bar{q}'$ (Tabelle 10.6), verwendet wieder die Jet-Ereignisse ($E_{T-Jets} > 15\,\mathrm{GeV}$, $m_{Jets} > 60\,\mathrm{GeV}$) ohne zusätzlichem Elektron im Endzustand; die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von 319,7 nb^{-1}.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
80,2	> 60	0,975	0,712	0	–
100	> 60	0,675	0,713	0	–
150	> 60	0,2235	0,708	0	–
200	> 60	0,0446	0,729	0	–
250	> 60	0,001607	0,743	0	–

Tabelle 10.5: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to e\nu$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt 433,6 nb^{-1}. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $W \to e\nu$ ist $BR = 0{,}105$.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
80,2	> 65	0,975	0,78	28	34,2
100	> 75	0,675	0,54	26	28,0
150	> 100	0,2235	0,55	9	14,5
200	> 125	0,0446	0,44	4	3,0
250	> 150	0,001607	0,30	1	0

Tabelle 10.6: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to q\bar{q}'$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt 319,7 nb^{-1}. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $W \to q\bar{q}'$ ist $BR = 0{,}684$.

Die beiden nächsten Zerfallskanäle angeregter Neutrinos, $\nu^* \to \nu\gamma$ (Tabelle 10.7) und $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to e^+e^-$ (Tabelle 10.8) verwenden wiederum die Ereignisse aus der Cluster-Suche mit fehlendem Transversalimpuls im Ereignis. Die zugehörige integrierte Luminosität ist 433,6 nb^{-1}. Auch hier bleibt wegen des Schnittes auf die Masse von 60 GeV kein Kandidat übrig.

Kandidaten für den Zerfallskanal $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to q\bar{q}$ (Tabelle 10.9) kommen wie für den Kanal $e^* \to \nu W$, $W \to q\bar{q}'$ aus der Jet-Suche. Die Daten-Sample für die beiden Kanäle sind identisch.

Auch im Kanal $\nu^* \to eW$, $W \to e\nu$ (Tabelle 10.10) bleibt von den Ereignissen aus der Cluster-Suche mit hohen Transversalenergien kein Kandidat übrig.

Der letzte analysierte Zerfallskanal, $\nu^* \to eW$, $W \to q\bar{q}'$ (Tabelle 10.11), verwendet die gleichen Daten wie der Kanal $e^* \to eZ$, $Z \to q\bar{q}$. Alles dort zur Rekonstruktion der Massen Gesagte gilt auch hier.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
75	> 60	0,0693	0,762	0	–
100	> 60	0,0497	0,847	0	–
150	> 60	0,0169	0,863	0	–
200	> 60	0,00242	0,903	0	–
250	> 60	$0{,}427 \times 10^{-4}$	0,922	0	–

Tabelle 10.7: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $\nu^* \to \nu\gamma$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
91,2	> 60	0,0554	0,850	0	–
100	> 60	0,0497	0,889	0	–
150	> 60	0,0169	0,968	0	–
200	> 60	0,00242	0,972	0	–
250	> 60	$0{,}427 \times 10^{-4}$	0,970	0	–

Tabelle 10.8: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to e^+e^-$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $Z \to e^+e^-$ ist $BR = 0{,}03345$.

Die insgesamt erreichten totalen Analyse-Effizienzen liegen für Zerfallskanäle mit e.m. Clustern im Endzustand typischerweise im Bereich 70–100%. Grundsätzlich sind die Effizienzen in diesen Kanälen um so größer, je mehr e.m. Cluster im Signal erwartet werden. Die Effizienzen sind geringer, wenn im Ereignis eins oder mehrere

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
91,2	> 65	0,0554	0,83	28	34,2
100	> 75	0,0497	0,80	26	28,0
150	> 100	0,0169	0,71	9	14,5
200	> 125	0,00242	0,63	4	3,0
250	> 150	$0{,}427 \times 10^{-4}$	0,58	1	0

Tabelle 10.9: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $\nu^* \to \nu Z$, $Z \to q\bar{q}$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $319{,}7\,\mathrm{nb}^{-1}$. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $Z \to q\bar{q}$ ist $BR = 0{,}698$.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
80,2	> 60	0,0641	0,800	0	–
100	> 60	0,0497	0,792	0	–
150	> 60	0,0169	0,921	0	–
200	> 60	0,00242	0,958	0	–
250	> 60	$0{,}427 \times 10^{-4}$	0,976	0	–

Tabelle 10.10: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $\nu^* \to eW$, $W \to e\nu$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $433{,}6\,\mathrm{nb}^{-1}$. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $W \to e\nu$ ist $BR = 0{,}105$.

M/GeV	ΔM/GeV	σ_0/pb	ε	N	B
80,2	> 65	0,0641	0,92	29	34,2
100	> 75	0,0497	0,79	27	28,0
150	> 100	0,0169	0,57	1	0
200	> 125	0,00242	0,56	0	0
250	> 150	$0{,}427 \times 10^{-4}$	0,50	0	0

Tabelle 10.11: Massenbereiche, Ereigniszahlen und Effizienzen für den Kanal $\nu^* \to eW$, $W \to q\bar{q}'$. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt $319{,}7\,\mathrm{nb}^{-1}$. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $W \to q\bar{q}'$ ist $BR = 0{,}684$.

Neutrinos vorkommen.

Im Kanal $e^* \to e\gamma$ bei kleinen Massen ($\lesssim 75\,\mathrm{GeV}$) sinkt die Effizienz auf etwa 50% bei $M = 25\,\mathrm{GeV}$ ab, da der Schnitt auf die Polarwinkel $\theta < 160°$ schon in das Signal schneidet.

Wie schon gesagt, ist im Kanal $Z \to \nu\bar{\nu}$ die totale Analyse-Effizienz bei e^*-Massen knapp oberhalb der Z-Masse Null, da dem Elektron dort kein Phasenraum zur Verfügung steht und der Schnitt von 20 GeV auf die Transversalenergie des e.m. Clusters diese Ereignisse herausschneidet.

In den Jet-Kanälen sinken die Effizienzen sehr schnell von etwa 80% bei kleinen Massen auf ca. 40–50% bei großen Massen, was mit dem Schnitt von 15 GeV auf die Transversalimpulse der beiden Jets zusammenhängt. Die Analyse-Effizienzen sind insbesondere im Bereich direkt oberhalb der Z- bzw. W-Masse hoch, da in diesem Bereich in den Analysen weder fehlender Transversalimpuls im Ereignis noch ein zusätzliches Elektron gefordert werden. Daher können auch in diesem Gebiet Ausschlußgrenzen angegeben werden.

Insgesamt sind alle Effizienzen ausreichend groß, um eine sinnvolle Suche nach angeregten Leptonen durchführen zu können.

Kapitel 11

Statistische Grundlagen zur Bestimmung von Grenzen

Im folgenden Kapitel werden die statistischen Grundlagen bereitgestellt, um Grenzen an Wirkungsquerschnitte oder an Kopplungsstärken berechnen zu können. Die Vorgehensweise zur Berechnung solcher Grenzen sind sehr ausführlich in Ref. [56, 57] beschrieben. Es werden hier aber noch einmal alle benötigten Formeln zusammengetragen und erläutert.

Die grundsätzliche Aussage einer Signalgrenze Z_0, z.B. an die Kopplungsstärke angeregter Leptonen ist die, daß der „wahre Wert“ der Kopplungsstärke mit einer Wahrscheinlichkeit C.L. („Confidence Level“) kleiner ist als Z_0.

In dieser Arbeit werden sowohl Grenzen an Wirkungsquerschnitte als auch an das Produkt aus Kopplungsstärke und Wurzel des unbekannten Verzweigungsverhältnis' der angeregter Leptonen als Funktion ihrer Masse bestimmt. Dabei werden die Grenzen nur an einzelnen Massenpunkten bestimmt; zwischen den Punkten werden die Grenzen interpoliert.

11.1 Einführung der Größen

Für jeden untersuchten Zerfallskanal und in jedem der gewählten Massenintervalle folgt die Zahl der erwarteten Ereignisse einer Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert $\mu = S + B$, wobei S die aus einem Signal und B die vom Untergrund erwarteten Ereignisse angibt. Die Poisson-Verteilung

$$P_\mu(N) = \frac{1}{N!} \cdot \mu^N \cdot e^{-\mu} \tag{11.1}$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, N Ereignisse zu messen, wenn der Erwartungswert μ ist.

Die Zahl S der aus einem Signal angeregter Leptonen erwarteten Ereignisse ergibt sich einfach aus dem Produkt des Wirkungsquerschnittes σ für diesen Prozeß, der untersuchten integrierten Luminosität $\mathcal{L}$, der totalen Analyse-Effizienz ε, und der Verzweigungsverhältnisse BR und BR^* zu

$$S = \sigma \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon \cdot BR \cdot BR^*. \tag{11.2}$$

Dabei gibt BR^* das unbekannte Verzweigungsverhältnis des angeregten Leptons in den jeweils untersuchten Kanal $\ell^* \to \ell\gamma$, $\ell^* \to \ell Z$ und $\ell^* \to \ell' W$ an, und BR berücksichtigt die weiteren bekannten Verzweigungsverhältnisse der schweren Bosonen in Leptonen und Quarks. Für den Kanal $\ell^* \to \ell\gamma$ ist $BR = 1$.

Der Wirkungsquerschnitt σ hängt nun wiederum von den Parametern des Modells ab, in diesem Falle von der Kopplung c/Λ (quadratisch) und von der Masse M der angeregten Leptonen. Da die Masse des angeregten Leptons bei der Berechnung der Grenzen an jedem Massenpunkt fest ist, bleibt als einzige Abhängigkeit von dem verwendeten Modell für die angeregten Leptonen auf die Zahl S der Faktor $Z = c^2/\Lambda^2 \cdot BR^*$ übrig, d.h.

$$S(Z) = \sigma_0 \cdot \frac{\Lambda_0^2}{c_0^2} \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon \cdot BR \cdot Z. \tag{11.3}$$

Hierbei ist σ_0 der mit der Kopplungsstärke c_0/Λ_0 berechnete Wirkungsquerschnitt für die Produktion angeregter Leptonen.

Es hat sich in der Suche nach angeregten Leptonen eingebürgert, obere Grenzen mit 95% C.L. an $\sqrt{Z} = c/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ anzugeben. In dieser Arbeit werden daher Grenzen an die Größe Z berechnet und daraus die Wurzel gezogen.

11.2 Ein einzelner Zerfallskanal

In einem einzelnen Zerfallskanal wird nun eine obere Grenze Z_0 an die Größe Z so bestimmt, daß für den Anteil C.L. („Confidence Level") vieler Experimente ein niedrigeres oder gleich großes Signal erwartet werden kann [56]:

$$\text{C.L.} = \frac{\int_0^{Z_0} dZ\, P(S(Z) + B|N)}{\int_0^{\infty} dZ\, P(S(Z) + B|N)}, \tag{11.4}$$

wobei $P(S(Z) + B|N)$ die Wahrscheinlichkeit angibt, bei gegebenem Untergrund B und gemessener Kandidatenzahl N ein Signal $S(Z)$ angeregter Leptonen vorliegen zu haben.

Diese *a posteriori* Wahrscheinlichkeit $P(S(Z) + B|N)$ kann mit Hilfe des Bayes-Theorems [58] mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_\mu(N) = P(N|S(Z) + B) = \frac{1}{N!} \cdot (S(Z) + B)^N \cdot e^{-(S(Z)+B)} \tag{11.5}$$

und der *a priori* Wahrscheinlichkeit $P(S)$ verknüpft werden:

$$P(S(Z) + B|N) \propto P(N|S(Z) + B) \cdot P(S). \tag{11.6}$$

Für die völlig unbekannte *a priori* Wahrscheinlichkeit $P(S)$ wird im allgemeinen eine Gleichverteilung angenommen. Die Normierung der Wahrscheinlichkeit $P(S(Z) +$

$B|N)$ fällt bei der Quotientenbildung in Gl. (11.4) heraus, so daß in die Bestimmungsgleichung für Z_0 direkt

$$P(S(Z)+B|N)=\frac{1}{N!}\cdot(S(Z)+B)^N\cdot e^{-(S(Z)+B)} \tag{11.7}$$

eingesetzt werden kann. Die Bestimmungsgleichung für Z_0 wird dann numerisch gelöst.

Für den Fall $N=0$, der in unseren Analysen ja häufig auftritt, vereinfacht sich Gl. (11.4) zu

$$\text{C.L.}=1-e^{-S(Z_0)}. \tag{11.8}$$

Zum Beispiel ergibt sich bei einem C.L. von 95% der Wert $S(Z_0)=2{,}9957\approx 3$.

Entsprechend lassen sich Grenzen an $Z'=\sigma\cdot BR^*$ ausrechnen, d.h. an das Produkt aus Wirkungsquerschnitt angeregter Leptonen und unbekanntem Verzweigungsverhältnis. Die Zahl der aus einem Signal erwarteten Ereignisse ist nun

$$S(Z')=\mathcal{L}\cdot\varepsilon\cdot BR\cdot Z', \tag{11.9}$$

und alles bisher Gesagte zur Bestimmung der Grenze Z_0 gilt auch zur Berechnung von Z_0', wenn in den Gleichungen (11.4) bis (11.8) Z durch Z' ersetzt wird.

Die Angabe einer Grenze an den Wirkungsquerschnitt ist deshalb interessant, weil hier das Modell ausschließlich in die verwendeten Effizienzen eingeht. Die Effizienzen werden aber auch für andere Modelle, welche neue schwere Teilchen vorhersagen, nicht stark von den hier verwendeten Effizienzen abweichen, wenn man annimmt, daß die recht allgemein gehaltenen Analyse-Schnitte auch diese Ereignisse wiederfinden. Diese Annahme erscheint gerechtfertigt, da das wesentliche Kennzeichen in diesen Prozessen, nämlich hohe Transversalenergien der Endprodukte, allein durch Kinematik bestimmt ist.

11.3 Die Kombination mehrerer Kanäle

Sollen mehrere Zerfallskanäle angeregter Leptonen kombiniert werden, z.B. $e^*\to eZ$, $Z\to e^+e^-$, $Z\to\nu\bar\nu$ und $Z\to q\bar q$, um eine Aussage insgesamt über den Zerfall $e^*\to eZ$ zu erhalten, so geht in die Bestimmungsgleichung für Z_0, Gl. (11.4), das Produkt der einzelnen Wahrscheinlichkeiten $P(S_i(Z)+B_i|N_i)$ für die k Kanäle ein,

$$\text{C.L.}=\frac{\int_0^{Z_0} dZ\,\prod_{i=1}^{k} P(S_i(Z)+B_i|N_i)}{\int_0^{\infty} dZ\,\prod_{i=1}^{k} P(S_i(Z)+B_i|N_i)}. \tag{11.10}$$

Die erste Messung liefert dabei bereits die *a posteriori* Wahrscheinlichkeit $P(S_1(Z)+B_1|N_1)$, die nun als *a priori* Wahrscheinlichkeit für die folgenden Messungen Gültigkeit hat, usw. Die einzelnen Wahrscheinlichkeiten $P(S_i(Z)+B_i|N_i)$ haben dabei wieder die Form

$$P(S_i(Z) + B_i|N_i) = \frac{1}{N_i!} \cdot (S_i(Z) + B_i)^{N_i} \cdot e^{-(S_i(Z)+B_i)} \tag{11.11}$$

mit der Zahl der aus einem Signal erwarteten Ereignisse

$$S_i(Z) = \sigma_0 \cdot \frac{\Lambda_0^2}{c_0^2} \cdot \mathcal{L}_i \cdot \varepsilon_i \cdot BR_i \cdot Z. \tag{11.12}$$

Wieder gelten für die Berechnung einer Grenze an $Z' = \sigma \cdot BR^*$ die vorangegangenen Beziehungen, wenn Z durch Z' ersetzt wird und $S_i(Z)$ durch

$$S_i(Z') = \mathcal{L}_i \cdot \varepsilon_i \cdot BR_i \cdot Z'. \tag{11.13}$$

11.4 Die Berücksichtigung von Unsicherheiten in den Eingangsgrößen

Die meisten Größen, die in die Berechnung der Grenzen eingehen, sind mit statistischen und/oder systematischen Unsicherheiten behaftet. Prinzipiell können diese Unsicherheiten durch eine Faltung der „reinen“ Wahrscheinlichkeiten $P(S_i(Z) + B_i|N_i)$ mit der auf Eins normierten Verteilungsfunktion der Eingangsgrößen berücksichtigt werden. Dabei ist zu bedenken, daß die Fehler in den Größen korreliert sein können.

Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten der Größen ergibt sich für den Fall k kombinierter Kanäle die Bestimmungsgleichung für Z_0 zu

$$\text{C.L.} = \frac{\int_0^{Z_0} dZ \prod_{i=1}^{k} \int d\mathcal{L}_i \int d\sigma_{0i} \int d\varepsilon_i \int dB_i \, P(S_i(Z) + B_i|N_i) \, f}{\int_0^{\infty} dZ \prod_{i=1}^{k} \int d\mathcal{L}_i \int d\sigma_{0i} \int d\varepsilon_i \int dB_i \, P(S_i(Z) + B_i|N_i) \, f} \tag{11.14}$$

mit der Verteilungsfunktion

$$f \equiv f(\mathcal{L}_1..\mathcal{L}_k, \sigma_{01}..\sigma_{0k}, \varepsilon_1..\varepsilon_k, B_1..B_k) \tag{11.15}$$

und der Normierungs-Bedingung

$$1 \stackrel{!}{=} \prod_{i=1}^{k} \int d\mathcal{L}_i \int d\sigma_{0i} \int d\varepsilon_i \int dB_i \, f(\mathcal{L}_1..\mathcal{L}_k, \sigma_{01}..\sigma_{0k}, \varepsilon_1..\varepsilon_k, B_1..B_k). \tag{11.16}$$

Die Funktion f enthält nun die Verteilungen und Korrelationen der Fehler aller Eingangsgrößen. Es mag nun so scheinen, als ob diese Methode zur Bestimmung von Z_0 die statistisch „saubereren“ Ergebnisse lieferte, doch der wesentliche Einwand dagegen ist, daß die Funktion f zunächst völlig unbekannt ist und Annahmen über ihren Verlauf gemacht werden müssen, die nur subjektiv sein können.

Weiterhin wird in Ref. [56] die Aussage getroffen, daß bei Annahme einer Gleichverteilung für z.B. den Fehler in der Zahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse B das Ergebnis in der Grenze nur um etwa 1% abweicht, wenn man statt der Verteilung den mittleren Wert von B benutzt.

Abgesehen von den Schwierigkeiten, die Funktion f zu bestimmen, wären bei der Auswertung von Gl. (11.14) sicherlich auch numerische Probleme zu erwarten.

Es erscheint sinnvoller, die ohnehin schon sehr komplizierte Gleichung (11.4) mit den einfachen Größen auszuwerten und später typische Variationen der Grenzen bei typischen Variationen der Eingangsgrößen anzugeben. Auf diese Weise ist die Berechnung der Grenzen für den Leser transparent und nachvollziehbar.

Kapitel 12

Ausschlußgrenzen

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurden alle zur Berechnung von Ausschlußgrenzen benötigten Ereigniszahlen, Effizienzen ect. sowie die verwendeten Formeln zusammengetragen. In diesem Kapitel werden schließlich die endgültigen Ausschlußgrenzen gezeigt und diskutiert und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Auf die Unsicherheiten der Grenzen aufgrund der Unsicherheiten in den Eingangsgrößen wird eingegangen.

12.1 Ausschlußgrenzen an Wirkungsquerschnitte

In den Abbildungen 12.1 und 12.2 sind nun die Ausschlußgrenzen in der Größe $\sigma \cdot BR^*$ für angeregte Elektronen und Neutrinos als Funktion ihrer Masse bei einem Confidence Level von 95% gezeigt. Dabei werden die in den Tabellen 10.1 bis 10.11 aufgeführten Werte zugrundegelegt. Die Ergebnisse in den einzelnen Zerfallskanälen der Z- und W-Bosonen werden mit Hilfe von Gl. (11.10) kombiniert. Sowohl für angeregte Elektronen als auch für angeregte Neutrinos werden die Grenzen jeweils für die Zerfälle $\ell^* \to \ell\gamma$, $\ell^* \to \ell Z$ und $\ell^* \to \ell' W$ getrennt angegeben. Die Bereiche oberhalb der Kurven sind durch das Experiment ausgeschlossen.

Die unteren Massengrenzen in den Abbildungen sind relativ willkürlich gewählt und sollen nur mit schon bestehenden Grenzen anderer Experimente überlappen. Aus der direkten Suche stammen solche Grenzen von den LEP-Experimenten [59, 60, 61, 62] und reichen typischerweise bis zur Z-Masse, also etwa 90 GeV. Natürlich existieren auch Grenzen des ZEUS-Experimentes bei HERA, welche aber später mit den H1-Ergebnissen verglichen werden.

Die oberen Massengrenzen in den Abbildungen 12.1 und 12.2 sind dagegen durch die totalen Zerfallsbreiten der Resonanzen bei der jeweiligen Masse und der jeweiligen Kopplung in dem verwendeten Modell festgelegt. Die Grenzen enden dort, wo die Breiten der angeregten Leptonen noch deutlich kleiner sind als deren Massen ($\Gamma \approx 30$–50 GeV).

Zur Berechnung einer totalen Zerfallsbreite ist eine spezielle Wahl der Kopplungsparameter f und f' erforderlich (siehe Kapitel 3). Diese wird aus allen Kombinationen der Werte -1, 0 und $+1$ so bestimmt, daß die sich ergebenden Breiten minimal sind.

Für angeregte Elektronen und bei der Wahl von $f = 0$, $f' = 1$ ergibt sich mit den berechneten Ausschlußgrenzen eine totale Zerfallsbreite von 28,6 GeV bzw. 210 GeV bei einer e^*-Masse von 225 GeV bzw. 250 GeV. Die Breiten wachsen also sehr schnell an und werden dann größer als die Massen der angeregten Leptonen. Aus diesem Grunde werden die e^*-Grenzen nur bis $M = 225$ GeV angegeben.

Bei angeregten Neutrinos und der Wahl $f = 1$, $f' = -1$ steigen die Breiten von 51,7 GeV auf 132 GeV bei Massen von 165 GeV und 180 GeV, deshalb enden hier die gezeigten Grenzen bei $M = 165$ GeV.

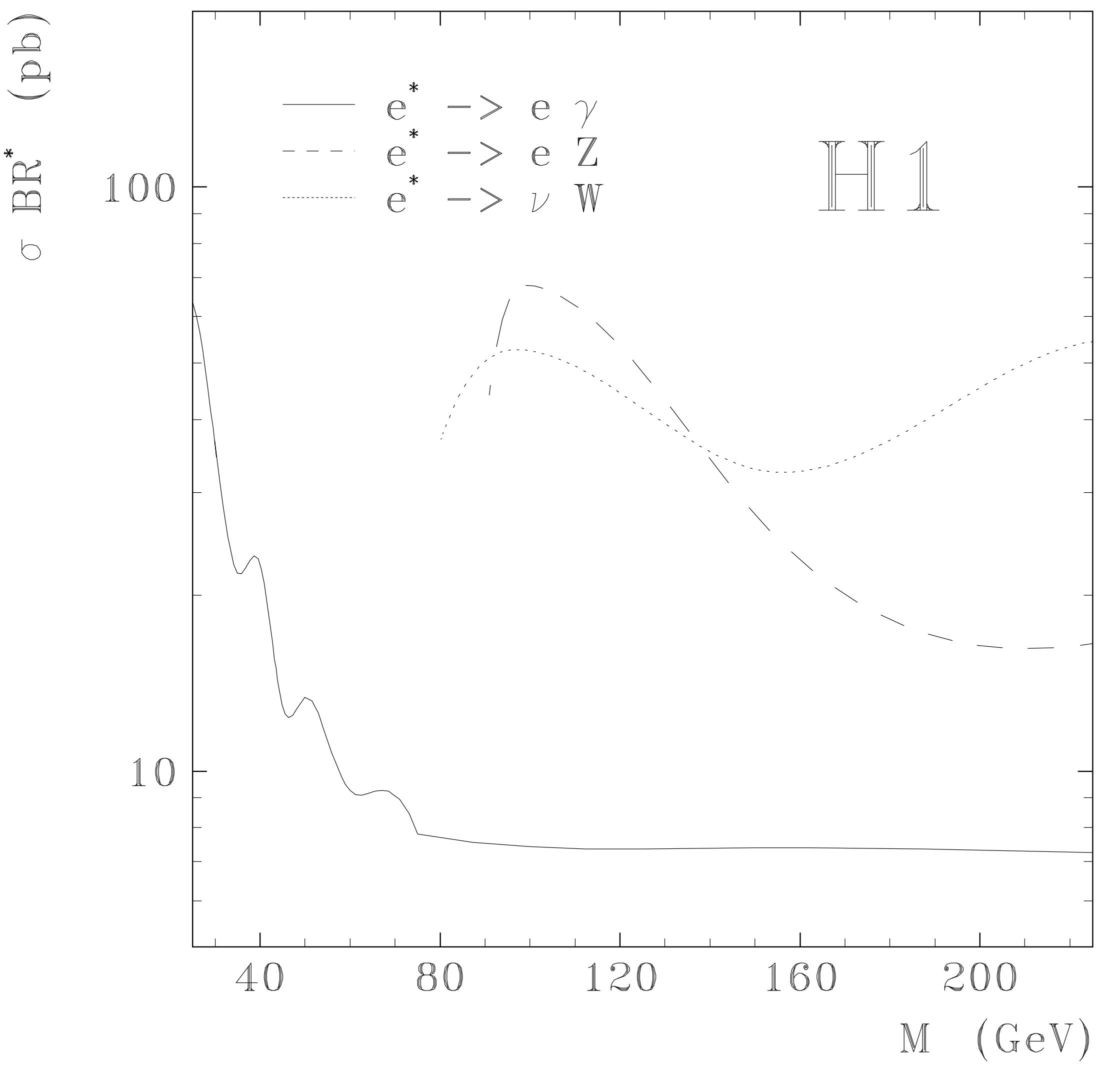

Abbildung 12.1: Ausschlußgrenzen an $\sigma \cdot BR^*$ für angeregte Elektronen (95% C.L.) als Funktion ihrer Masse. Die Zerfallskanäle der Z- und W-Bosonen sind zusammengefaßt. Gebiete oberhalb der Kurven sind ausgeschlossen.

In beiden Abbildungen 12.1 und 12.2 spiegelt der Verlauf der Kurven die Effizienzen und die Zahl der gefundenen Ereignisse wider. Die Kanäle $\ell^* \rightarrow \ell\gamma$ liefern jeweils die besten Ausschlußgrenzen, da hier kein zusätzliches Verzweigungsverhältnis eingeht und außerdem oberhalb von 75 GeV die Zahl der Kandidaten gleich Null ist. Unterhalb von 75 GeV erkennt man im Kanal $e^* \to e\gamma$ kleine Welligkeiten, die entstehen, wenn Kandidaten in ein Massenintervall fallen oder dieses verlassen.

Die Kanäle $\ell^* \to \ell Z$ und $\ell^* \to \ell' W$ zeigen jeweils ähnliche Ergebnisse, die im wesentlichen den Verlauf der Analyse-Effizienzen widerspiegeln. Nur im Kanal $e^* \to eZ$ bei größeren Massen macht sich noch der analysierte Zerfall $Z \to \nu\bar{\nu}$ mit einem Verzweigungsverhältnis von immerhin 20,2% bemerkbar.

Nimmt man die Grenzen in den Kanälen $\ell^* \to \ell\gamma$, so werden also Wirkungsquerschnitte der Größenordnung 10 pb ausgeschlossen. Dies ist schon deutlich kleiner als z.B. der Wirkungsquerschnitt für DIS-Ereignisse des geladenen Stroms bei HERA von $\sigma(p_\perp > 25\,\mathrm{GeV}) = 55 \pm 15 \pm 6\,\mathrm{pb}$ [63].

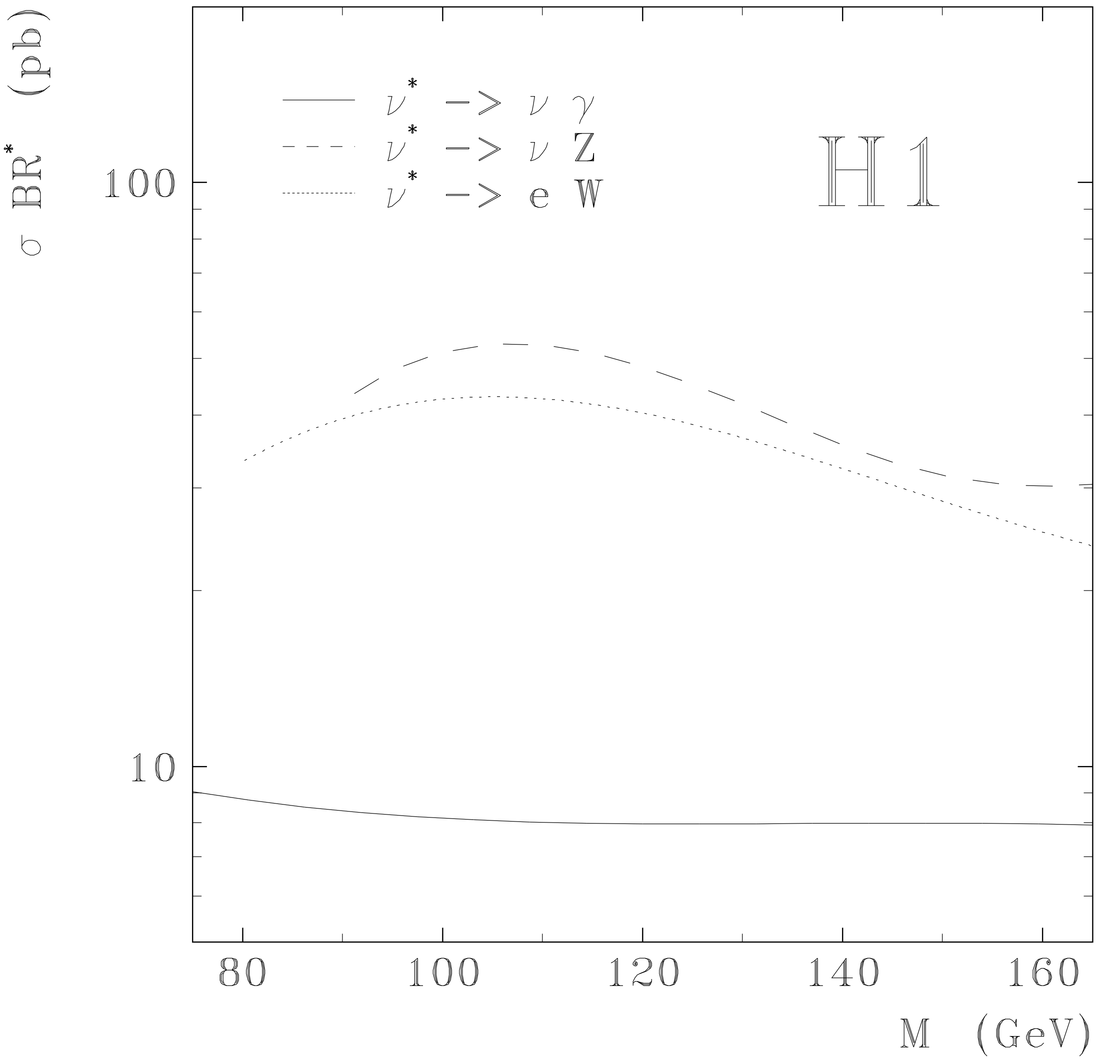

Abbildung 12.2: Ausschlußgrenzen an $\sigma \cdot BR^*$ für angeregte Neutrinos (95% C.L.) als Funktion ihrer Masse. Die Zerfallskanäle der Z- und W-Bosonen sind zusammengefaßt. Gebiete oberhalb der Kurven sind ausgeschlossen.

12.2 Ausschlußgrenzen an Kopplungsstärken

Abbildungen 12.3 und 12.4 zeigen die Ausschlußgrenzen für angeregte Elektronen und Neutrinos in der Größe $c/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ bei einem Confidence Level von 95%. Dabei bezieht sich der Kopplungsparameter c auf den Produktionsvertex der angeregten Leptonen, also $c \equiv c_{\gamma e^* e}$ im Falle angeregter Elektronen und $c \equiv c_{W^+ \nu^* e}$ für angeregte Neutrinos. Wieder sind die Bereiche oberhalb der Kurven ausgeschlossen.

Auch hier spiegelt der Verlauf der Kurven im wesentlichen den Verlauf der Analyse-Effizienzen und die Zahl der gefundenen Kandidaten wider. Hier kommt aber noch der Verlauf der Produktions-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Masse in dem gewählten Modell hinzu.

Die gezeigten Ergebnisse verbessern bestehende Ausschlußgrenzen der HERA-Experimente H1 und ZEUS, die mit den '92er-Daten gewonnen wurden, etwa um einen Faktor 4 [12, 64]. Diese Verbesserung wird im wesentlichen durch den Zugewinn an integrierter Luminosität hervorgerufen. Beide Kollaborationen erhalten vergleichbare Ergebnisse (siehe Kapitel 12.2.2) und haben diese veröffentlicht [13, 65].

Grundsätzlich sind die Grenzen an $c/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ für angeregte Elektronen wegen des größeren Produktions-Wirkungsquerschnittes besser als die für angeregte Neutrinos, da im ersten Fall ein Photon, im zweiten Fall aber ein massives W-Boson zwischen dem einlaufenden Elektron und Proton ausgetauscht wird. Ansonsten gilt das in Kapitel 12.1 zu den Welligkeiten und den grundsätzlichen Verläufen der Kurven Gesagte auch hier.

Bei der Wahl $f = 1$, $f' = 1$ werden mit den gezeigten Grenzen für angeregte Elektronen Werte der Compositeness-Skala Λ kleiner als 256 GeV (45,4 GeV) bei einer Masse von 100 GeV (200 GeV) mit 95% C.L. ausgeschlossen. Für angeregte Neutrinos und $f = 1$, $f' = -1$ ergeben sich Werte für Λ von 66,4 GeV (29,3 GeV) bei $M = 100$ GeV (150 GeV).

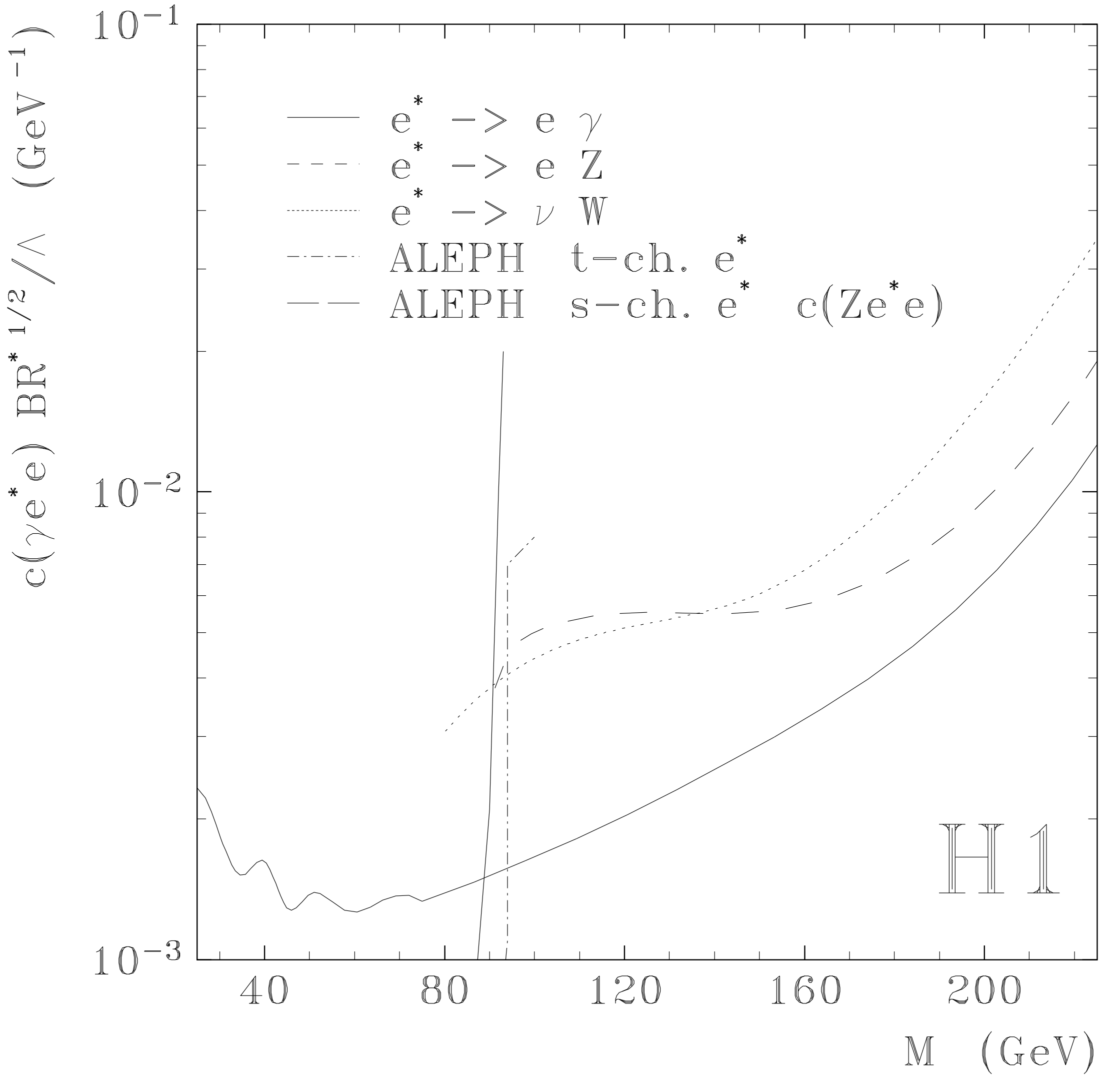

Abbildung 12.3: Ausschlußgrenzen an $c_{\gamma e^* e}/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ für angeregte Elektronen (95% C.L.) als Funktion ihrer Masse. Die Zerfallskanäle der Z- und W-Bosonen sind zusammengefaßt. Gebiete oberhalb der Kurven sind ausgeschlossen. Ebenfalls eingetragen sind ALEPH-Resultate.

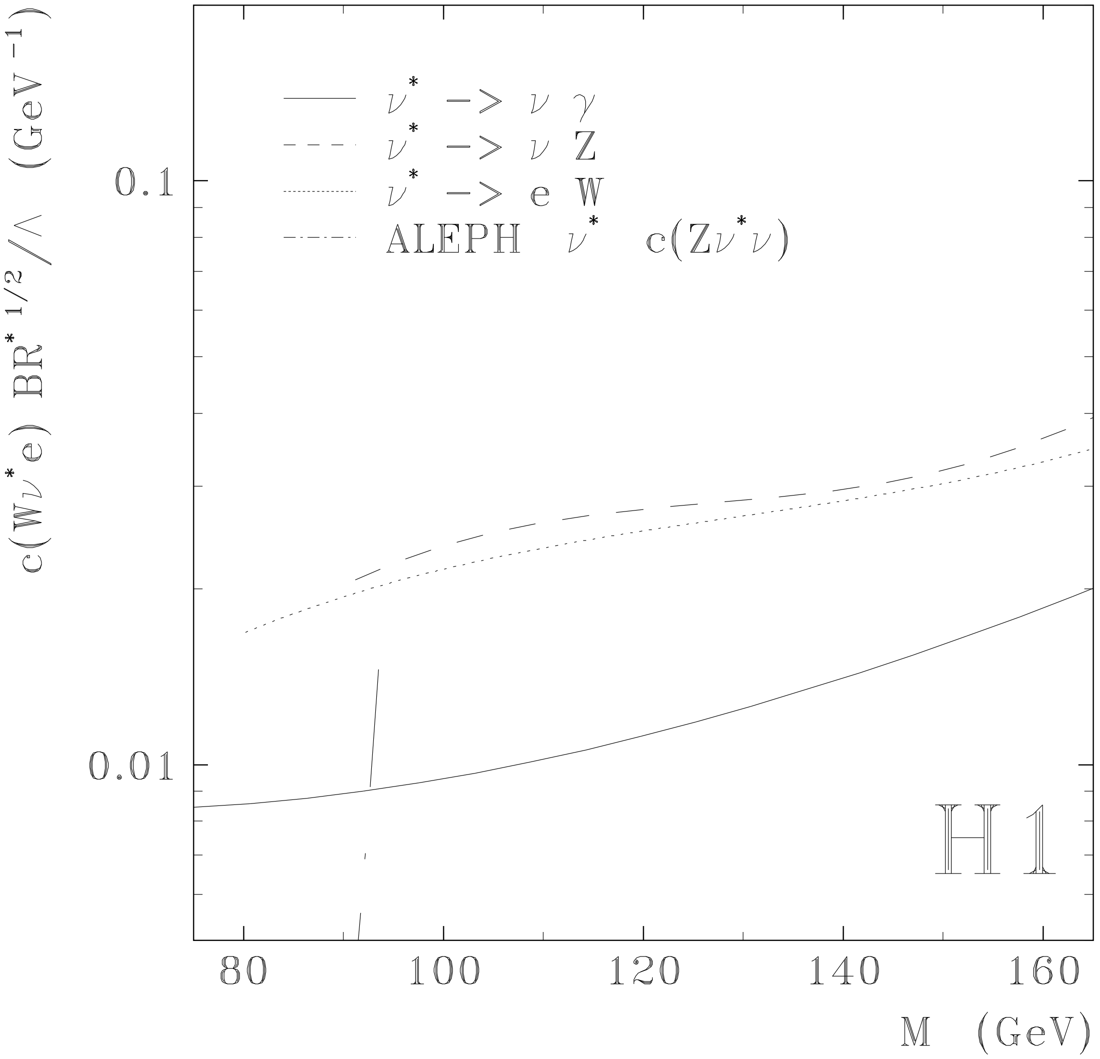

Abbildung 12.4: Ausschlußgrenzen an $c_{W^+{}_{\nu^* e}}/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ für angeregte Neutrinos (95% C.L.) als Funktion ihrer Masse. Die Zerfallskanäle der Z- und W-Bosonen sind zusammengefaßt. Gebiete oberhalb der Kurven sind ausgeschlossen. Ebenfalls eingetragen sind ALEPH-Resultate.

12.2.1 Vergleich mit den LEP-Experimenten

Ebenfalls in Abb. 12.3 und 12.4 sind bestehende Grenzen aus der direkten Suche nach angeregten Leptonen des LEP-Experimentes ALEPH [59] bei einem Confidence Level von 95% eingetragen. Die anderen LEP-Experimente geben vergleichbare Resultate an [60, 61, 62].

Für Massen angeregter Leptonen unterhalb der halben Z-Masse wäre bei LEP eine Paarerzeugung der neuen Teilchen möglich. Dies ist aber durch die sehr präzise Vermessung der Z-Breite experimentell ausgeschlossen.

Für Massen angeregter Elektronen oberhalb der halben Z-Masse bis zur Z-Masse sind am e^+e^--Beschleuniger LEP die beiden Produktionsmechanismen $e^+e^- \to Z \to e^*e$ (s-Kanal) und $e^+e^- \to e^*e$ (t-Kanal-Austausch eines Photons) möglich. Bei noch größeren e^*-Massen ist nur noch der t-Kanal relevant. Des weiteren wird nur der Zerfall $e^* \to e\gamma$ untersucht, das unbekannte Verzweigungsverhältnis BR^* wird also hier gleich Eins gesetzt. Beide Kanäle der ALEPH-Analyse sind in Abb. 12.3 eingetragen, wobei im s-Kanal die Grenze an die Größe c_{Ze^*e}/Λ angegeben wird.

Die Ausschlußgrenzen von ALEPH für angeregte Elektronen im t-Kanal verlaufen zunächst flach von $M = 46\,\mathrm{GeV}$ bis etwa $90\,\mathrm{GeV}$ bei $c_{\gamma e^*e}/\Lambda \approx 3 \times 10^{-4}\,\mathrm{GeV}^{-1}$, also etwa um einen Faktor fünf besser als unsere Grenzen, und steigen dann auf etwa $7 \times 10^{-3}\,\mathrm{GeV}^{-1}$ bei $M = 94\,\mathrm{GeV}$ an und bleiben dort bis $M = 100\,\mathrm{GeV}$, wo die ALEPH-Figur endet. Für den s-Kanal verläuft die Kurve zunächst ähnlich, steigt dann aber sehr stark an und endet bei $M = 94\,\mathrm{GeV}$.

Unsere Grenzen verbessern also im Massenbereich oberhalb von 90 GeV die LEP-Ergebnisse deutlich.

Das Ergebnis der Suche nach angeregten Neutrinos bei ALEPH ist in Abb. 12.4 eingetragen, wobei dort nur der Kanal $\nu^* \to \nu\gamma$ untersucht worden ist ($BR^* = 1$) und die Grenze wegen des unterschiedlichen Produktionsmechanismus' bei LEP in der Größe $c_{Z\nu^*\nu}/\Lambda$ angegeben wird.

Hier bleibt die ALEPH-Grenze bis etwa $M = 70\,\mathrm{GeV}$ konstant bei $c_{Z\nu^*\nu}/\Lambda \approx 1{,}5 \times 10^{-4}\,\mathrm{GeV}^{-1}$ und steigt bis auf $2 \times 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^{-1}$ bei $M = 94\,\mathrm{GeV}$. Da LEP und HERA in der Produktion angeregter Neutrinos unterschiedliche Kopplungen testen ($c_{Z\nu^*\nu}$ bei LEP, $c_{W^+\nu^*e}$ bei HERA), sind die angegebenen Grenzen nicht ohne weiteres vergleichbar.

Verglichen mit den LEP-Experimenten öffnet sich bei HERA der völlig neue Massenbereich angeregter Leptonen oberhalb von etwa 90 GeV, welcher hier zum ersten Mal einer direkten Suche zugänglich ist.

12.2.2 Vergleich mit dem ZEUS-Experiment

Das zweite Experiment am HERA-Speicherring ist das ZEUS-Experiment, dessen Ergebnisse in der Suche nach angeregten Fermionen ebenfalls unter Verwendung der '93er-Daten veröffentlicht worden sind [65]. In den Tabellen 12.1 und 12.2 werden die Ausschlußgrenzen dieser Arbeit (H1-Experiment) und die des ZEUS-Experimentes für angeregte Elektronen bzw. Neutrinos gegenübergestellt. Die Werte werden dabei aus den Abbildungen 13 und 14, Ref. [65] abgelesen und durch $\sqrt{2}$ dividiert, da ZEUS die Grenzen an die Größe $\sqrt{(|c|^2+|d|^2)\cdot BR^*}/\Lambda$ angibt, wir aber $c=d$ setzen (siehe Kapitel 3).

	$e^* \to e\gamma$		$e^* \to eZ$		$e^* \to \nu W$	
M/GeV	H1	ZEUS	H1	ZEUS	H1	ZEUS
25	0,00233	—				
50	0,00138	0,00130				
75	0,00133	0,00127				
80,2	—	—			0,00308	—
91,2	—	—	0,00381	—	—	—
100	0,00166	0,00161	0,00501	0,00362	0,00441	0,00487
125	0,00214	0,00209	0,00553	0,00400	0,00440	0,00447
150	0,00288	0,00273	0,00554	0,00371	0,00606	0,00571
175	0,00411	0,00375	0,00658	0,00447	0,00885	0,00682
200	0,00641	0,00587	0,00959	0,00673	0,0159	0,00861
225	0,0126	0,0110	0,0188	0,0125	0,0342	0,0141
250	0,0335	0,0301	0,0531	0,0344	0,0861	0,0377

Tabelle 12.1: Vergleich der Ausschlußgrenzen (95% C.L.) an die Größe $c_{\gamma e^* e}/\Lambda\cdot\sqrt{BR^*}$ in dieser Arbeit (Spalte „H1“) mit denen des ZEUS-Experimentes für angeregte Elektronen. Die Grenzen sind in den Einheiten GeV^{-1} angegeben. Die ZEUS-Werte stammen aus Abbildung 13 in Ref. [65] und sind für diesen Vergleich durch $\sqrt{2}$ dividiert worden.

In den beiden Kanälen $e^* \to e\gamma$ und $\nu^* \to \nu\gamma$ stimmen die H1- und ZEUS-Ergebnisse bis auf etwa 5–10% überein. In den übrigen Kanälen liegen die ZEUS-Grenzen um etwa 20–50% niedriger als bei H1.

Die grundsätzlichen Methoden zur Bestimmung von Ausschlußgrenzen bei H1 und ZEUS sind ähnlich. ZEUS faltet aber systematische Unsicherheiten der Eingangsgrößen von insgesamt 15% in die Grenzen ein und berechnet die Grenzen in den Zerfallskanälen der Z- und W-Bosonen nicht getrennt und kombiniert sie dann, sondern es wird mit der Summe der Ereigniszahlen und der Untergrund-Erwartung gearbeitet. Auch die Effizienzen als Funktion der Masse werden nur gemittelt über alle Zerfallskanäle der Z- und W-Bosonen angegeben.

Die ZEUS-Ergebnisse basieren für alle Zerfallskanäle angeregter Leptonen auf einer integrierten Luminosität von 550 nb^{-1}.

In fast allen Kanälen lassen sich die ZEUS-Grenzen mit den in Ref. [65] angegebenen Werten bis auf ca. 10% reproduzieren, wobei die Annahme getroffen wird, daß in keinem Kanal bei Massen größer oder gleich 200 GeV Kandidaten existieren (die in Ref. [65] gezeigten Massenverteilungen legen diese Annahme nahe). Im Kanal $e^* \to \nu W$ bei Massen kleiner als 250 GeV kommen Abweichungen von etwa 25–30% zustande. In diese Berechnungen gehen die bei H1 verwendeten Produktions-

	$\nu^* \to \nu\gamma$		$\nu^* \to \nu Z$		$\nu^* \to eW$	
M/GeV	H1	ZEUS	H1	ZEUS	H1	ZEUS
50	—	0,00854				
75	0,00845	0,00859				
80,2	—	—			0,0169	—
91,2	—	—	0,0207	—	—	—
100	0,00946	0,00992	0,0237	0,0156	0,0216	0,0174
125	0,0118	0,0127	0,0277	0,0178	0,0259	0,0172
150	0,0161	0,0172	0,0319	0,0245	0,0303	0,0182
165	0,0199	0,0214	0,0395	0,0301	0,0345	0,0214
180	0,0270	0,0283	0,0580	0,0374	0,0450	0,0268
200	0,0415	—	0,0957	—	0,0638	—

Tabelle 12.2: Vergleich der Ausschlußgrenzen (95% C.L.) an die Größe $c_{W^+\nu^*e}/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ in dieser Arbeit (Spalte „H1“) mit denen des ZEUS-Experimentes für angeregte Neutrinos. Die Grenzen sind in den Einheiten GeV^{-1} angegeben. Die ZEUS-Werte stammen aus Abbildung 14 in Ref. [65] und sind für diesen Vergleich durch $\sqrt{2}$ dividiert worden.

Wirkungsquerschnitte für angeregte Leptonen ein (Tabelle 4.3), und es wird die einfache Gl. (11.4) ohne Berüchsichtigung systematischer Fehler verwendet.

Ein Test im Zerfallskanal $e^* \to eZ$, ob die Kombination der einzelnen Zerfälle $Z \to e^+e^-$, $Z \to \nu\bar{\nu}$ und $Z \to q\bar{q}$ mit den ZEUS-Werten die Ergebnisse wesentlich verändert, fällt negativ aus, d.h. die Unterschiede der H1- und ZEUS-Grenzen sind wahrscheinlich nicht auf die unterschiedliche Behandlung der Kombination der Zerfallskanäle zurückzuführen.

Da sich die ZEUS-Ergebnisse so gut nachvollziehen lassen, stammen die Abweichungen zwischen H1- und ZEUS-Grenzen tatsächlich nur aus unterschiedlichen Eingangsgrößen.

In den beiden Kanälen $e^* \to e\gamma$ und $\nu^* \to \nu\gamma$ heben sich die Unterschiede in der Luminosität und den Effizienzen zwischen H1 und ZEUS gerade ungefähr auf, weshalb die Grenzen dort gut übereinstimmen. In den übrigen Kanälen machen sich bei ZEUS jedoch sowohl die deutlich höheren Effizienzen bei großen Massen in den Kanälen $Z \to q\bar{q}$ und $W \to q\bar{q}'$ als auch die in diesen Kanälen verwendete, fast doppelt so große Luminosität bemerkbar und führen zu den angegebenen Unterschieden in den Grenzen.

Die von ZEUS veröffentlichten Grenzen für angeregte Elektronen und Neutrinos reichen bis zu einer Masse von 250 GeV bzw. 180 GeV, was wegen des raschen Anwachsens der totalen Zerfallsbreiten mit der Masse problematisch erscheint (siehe Kapitel 12.1). Die den Zerfallsbreiten zugrundeliegenden Grenzen (Kanäle $e^* \to e\gamma$ und $\nu^* \to \nu\gamma$) sind ja bei H1 und ZEUS ähnlich.

Auf der anderen Seite entstehen in den Grenzen bei ZEUS für die Z- und W-

Kanäle Lücken, die von der Masse der schweren Bosonen bis 100 GeV reichen, da in diesen Bereichen die Effizienzen der ZEUS-Analysen sehr stark abfallen.

12.3 Unsicherheiten der Ausschlußgrenzen

In diesem Kapitel sollen Unsicherheiten in den Ausschlußgrenzen aufgrund systematischer oder statistischer Unsicherheiten der Eingangsgrößen diskutiert werden.

In die Berechnung von Ausschlußgrenzen gehen für jeden untersuchten Zerfallskanal die Größen N, B, $\mathcal{L}$, σ_0, ε und BR ein.

Die Zahl der Kandidaten N ist als Meßgröße fehlerfrei. Die Zahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse B spielt hier in den Jet-Kanälen und im Kanal $e^* \to e\gamma$ bei kleinen Massen eine Rolle, da in allen anderen Fällen die Zahl der Kandidaten N gleich Null ist. Für die Jet-Kanäle ist der Fehler in B durch die Statistik dominiert; die im Monte Carlo gefundenen 32,4 Ereignisse (siehe z.B. Tabelle 10.4) führen zu einem relativen Fehler von 17% in der Untergrund-Erwartung B. Der Fehler in B für den Kanal $e^* \to e\gamma$ wird nicht weiter behandelt, da die Variationen der Grenzen nur für Massen oberhalb von 100 GeV betrachtet wird und dort keine Kandidaten gefunden werden.

Die systematische Unsicherheit der integrierten Luminosität wird zu 5% [18] angegeben.

Die Produktions-Wirkungsquerschnitte σ_0 der angeregten Leptonen hängen wesentlich von den verwendeten Parametrisierungen der Partondichte-Verteilungen des Protons ab. In den Analysen wird die Parametrisierung nach Martin, Stirling und Roberts, Satz MRS D$^-$ [21] verwendet. Im Vergleich mit der älteren Parametrisierung nach Duke und Owens, Satz I [32] ändern sich die Wirkungsquerschnitte etwa um 6%. Bei einer anderen Parametrisierung nach Morfin und Tung, Satz MT-B1 (DIS) [33] ergeben sich Abweichungen von nur 1–5%.

Die Analyse-Effizienzen haben sowohl einen systematischen als auch einen statistischen Fehler. Ein systematischer Fehler ergibt sich z.B. bei einer Fehl-Kalibration der Kalorimeter, welche in der Monte Carlo-Simulation nicht richtig beschrieben wird. Zur Abschätzung dieses Fehlers wird die Selektion in der Suche nach e.m. Clustern mit hoher Transversalenergie mit um 10% verschärften Schnitten wiederholt, d.h. eine 10%ige Verschiebung der Energieskala wird angenommen. In den Kanälen $e^* \to e\gamma$ und $\nu^* \to \nu\gamma$ bei Massen von 100 GeV und 250 GeV ändern sich die Effizienzen dabei nur um maximal 2%.

Der statistische Fehler in den Effizienzen ist durch die Anzahl der zur Verfügung stehenden Signal-Ereignisse aus der Monte Carlo-Simulation begrenzt. Im schlechtesten Fall, bei nur 100 Ereignissen z.B. in den Jet-Kanälen und einer Effizienz von 0,5 ergibt sich der statistische Fehler in ε zu 0,05, also ein relativer Fehler von 10%. In den meisten anderen Kanälen aber basieren die Analyse-Effizienzen auf 500 oder 1000 Ereignissen, wobei sich z.B. bei einer Effizienz von 0,9 der absolute Fehler von ε zu 0,013 bzw. 0,009 ergibt.

Insgesamt wird ein relativer Fehler von 7% in den Variationen der Effizienzen angesetzt.

Schließlich werden die Verzweigungsverhältnisse BR der Z- und W-Bosonen in die einzelnen Zerfallskanäle aus den Tabellen als fehlerfrei angenommen.

In die Berechnungen der Ausschlußgrenzen gehen immer nur die Produkte $\sigma_0 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon$ ein. Die Fehler dieser drei Größen sind untereinander völlig unkorreliert, so daß sich bei quadratischer Addition der drei Fehler $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 0{,}05$, $\Delta\sigma_0/\sigma_0 = 0{,}06$ und $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0{,}07$ ein relativer Fehler von insgesamt 0,105 ergibt.

Die Größen sind aber innerhalb verschiedener Zerfallskanäle der Z- und W-Bosonen, die ja kombiniert werden, zu fast 100% korreliert. Für die integrierte Luminosität ist dies sofort klar. Die Wirkungsquerschnitte σ_0 beziehen sich auf die Produktion der angeregten Leptonen, nicht auch auf deren Zerfall, und sind damit in allen kombinierten Kanälen gleich. Auch eine Energieverschiebung im Kalorimeter betrifft alle Effizienzen in gleicher Weise. Nur die statistischen Anteile der Fehler in den Effizienzen sind untereinander nicht korreliert.

Im folgenden sind unter A–H verschiedene Variationen der Eingangsgrößen innerhalb der oben genannten Bereiche aufgeführt:

A) $\Delta\mathcal{L} = -5\%$,

B) $\Delta(\sigma_0 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon) = -10{,}5\%$,

C) $\Delta B = +17\%$,

D) $\Delta B = -17\%$,

E) $\Delta(\sigma_0 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon) = -10{,}5\%$, $\Delta B = -17\%$,

F) $\Delta(\sigma_0 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon) = -10{,}5\%$, $\Delta B = +17\%$,

G) $\Delta(\sigma_0 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon) = +10{,}5\%$, $\Delta B = -17\%$,

H) $\Delta(\sigma_0 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon) = +10{,}5\%$, $\Delta B = +17\%$.

Tabelle 12.3 zeigt nun die Änderungen der Grenzen (in Prozent) für alle Kanäle bei den Massen 100 GeV und 200 GeV für die verschiedenen Variationen der Eingangsgrößen.

Betrachtet man nur die Spalten „E“ bis „H“, so variieren die Grenzen in den Kanälen $e^* \to e\gamma$ und $\nu^* \to \nu\gamma$ um etwa 5–6%.

In den anderen Kanälen und einer Masse der angeregten Leptonen von 100 GeV sind Variationen von maximal 20% zu beobachten; die mittleren Werte liegen aber etwa bei 3–8%. Bei einer Masse von 200 GeV spielt schließlich der Fehler in B keine große Rolle mehr, so daß sich hier die Grenzen nur noch um maximal 10% verschieben.

Insgesamt haben die Ausschlußgrenzen also noch Unsicherheiten in der Größenordnung 5–10%.

		Variationen in den Eingangsgrößen							
Kanal	Masse	A	B	C	D	E	F	G	H
$e^* \to e\gamma$	100 GeV	2,6	5,7	0,0	0,0	5,7	5,7	−4,9	−4,9
	200 GeV	2,6	5,7	0,0	0,0	5,7	5,7	−4,9	−4,9
$e^* \to eZ$	100 GeV	2,6	5,7	−9,5	13,3	19,8	−4,4	7,8	−13,8
	200 GeV	2,6	5,7	0,0	0,0	5,7	5,7	−4,9	−4,9
$e^* \to \nu W$	100 GeV	2,6	5,7	−8,0	12,2	18,6	−2,7	6,7	−12,5
	200 GeV	2,6	5,7	−2,8	3,2	9,1	2,8	−1,8	−7,5
$\nu^* \to \nu\gamma$	100 GeV	2,6	5,7	0,0	0,0	5,7	5,7	−4,9	−4,9
	200 GeV	2,6	5,7	0,0	0,0	5,7	5,7	−4,9	−4,9
$\nu^* \to \nu Z$	100 GeV	2,6	5,7	−9,1	13,0	19,5	−3,9	7,6	−13,5
	200 GeV	2,6	5,8	−2,6	2,9	8,8	2,9	−2,1	−7,4
$\nu^* \to eW$	100 GeV	2,6	5,7	−8,8	13,1	19,6	−3,7	7,6	−13,3
	200 GeV	2,6	5,7	0,0	0,0	5,7	5,7	−4,9	−4,9

Tabelle 12.3: Änderungen der Ausschlußgrenzen (in Prozent) für verschiedene Variationen in den Eingangsgrößen. Ein negativer Eintrag bedeutet hier, daß die Grenzen nach Variation der Eingangsgrößen besser geworden sind.

Kapitel 13

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach angeregten Leptonen am ep-Speicherring HERA.

Eine Entdeckung angeregter Leptonen hätte fundamentale Auswirkungen auf die Weiterentwicklung der Elementarteilchenphysik und würde möglicherweise bedeuten, daß die Leptonen des Standardmodells wiederum aus kleineren Bausteinen zusammengesetzt wären.

Für die Suche nach der direkten Produktion solcher neuen Teilchen ist der Hochenergie-ep-Speicherring HERA mit einer Schwerpunktsenergie von 296 GeV ideal geeignet. Einzelne angeregte Elektronen (e^*) könnten in ep-Reaktionen durch den t-Kanal-Austausch eines Photons produziert werden, für angeregte Neutrinos (ν^*) müßte ein W-Boson ausgetauscht werden. Die angeregten Leptonen ($\ell^* = e^*, \nu^*$) können dann, wenn ihre Masse groß genug ist, in die drei Kanäle $\ell^* \to \ell\gamma$, $\ell^* \to \ell Z$ und $\ell^* \to \ell' W$ zerfallen. Solche Signal-Ereignisse sollten in den Verteilungen der invarianten Massen als schmale Resonanzen sichtbar sein.

In dieser Arbeit werden die 1993 mit dem H1-Detektor aufgenommenen Daten analysiert, welche einer integrierten Luminosität von $528{,}5\,\mathrm{nb}^{-1}$ entsprechen. Tabelle 13.1 zeigt die untersuchten Zerfallskanäle der angeregten Leptonen. In jedem Kanal werden die Daten-Ereignisse entsprechend der Topologie des jeweiligen Endzustandes selektiert und mit der Erwartung aus Prozessen der Standard-Physik verglichen.

Dabei findet man in allen Kanälen eine gute Übereinstimmung in den Ereigniszahlen und den kinematischen Verteilungen. In keinem der invarianten Massenspektren ist ein Anzeichen für eine Resonanz zu beobachten.

Die Monte Carlo-Simulation für das Signal basiert auf dem phänomenologischen Modell für die Produktion und den Zerfall angeregter Leptonen nach Ref. [20]. In diesem Modell koppeln die angeregten Leptonen nur noch an Leptonen einer Händigkeit, um bestehenden Grenzen von $(g-2)$-Experimenten auszuweichen.

Es werden schließlich Ausschlußgrenzen an Produktions-Wirkungsquerschnitte und Kopplungsstärken für angeregte Leptonen als Funktion ihrer Masse angegeben.

Die Grenzen decken den Massenbereich 25–225 GeV im Fall angeregter Elektronen und 75–165 GeV für angeregte Neutrinos ab, und erweitern damit den Massenbereich, der bisher von den LEP-Experimenten in der Suche nach der direk-

	Zerfallskanal	
1.	$e^* \to e\,\gamma$	
2.	$e^* \to e\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
3.		$Z \to \nu\,\bar{\nu}$
4.		$Z \to q\,\bar{q}$
5.	$e^* \to \nu\,W,$	$W \to e\,\nu$
6.		$W \to q\,\bar{q}'$
7.	$\nu^* \to \nu\,\gamma$	
8.	$\nu^* \to \nu\,Z,$	$Z \to e^+\,e^-$
9.		$Z \to q\,\bar{q}$
10.	$\nu^* \to e\,W,$	$W \to e\,\nu$
11.		$W \to q\,\bar{q}'$

Tabelle 13.1: In dieser Arbeit analysierte Zerfallskanäle angeregter Leptonen.

ten Produktion dieser neuen Teilchen untersucht werden konnte ($M \lesssim 90\,\mathrm{GeV}$), beträchtlich.

Mit einem Confidence Level (C.L.) von 95% werden in den Kanälen $\ell^* \to \ell\gamma$ Produktions-Wirkungsquerschnitte größer als etwa 10 pb ausgeschlossen. In den anderen Kanälen liegen die Werte bei etwa $\mathcal{O}(50\,\mathrm{pb})$. Diese Grenzen sind nahezu unabhängig von dem verwendeten Modell.

Für eine bestimmte Wahl der Kopplungsparameter $c_{\gamma e^* e}$ und $c_{W^+ \nu^* e}$ werden bei einer Masse von 100 GeV Werte der Compositeness-Skala Λ kleiner als 256 GeV für angeregte Elektronen und 66,4 GeV für angeregte Neutrinos mit einem C.L. von 95% ausgeschlossen.

Kapitel 14

Ausblick

Die bisherigen Analysen sind im wesentlichen durch die bei H1 gesammelte integrierte Luminosität limitiert. 1994 wurde bei H1 aber schon etwa die 7fache integrierte Luminosität aufgezeichnet, wodurch sich die Grenzen, wenn keine Kandidaten hinzukommen, um den Faktor $\sqrt{7}$ verbessern. Natürlich schieben sich aber bei erhöhter Luminosität die Ausläufer der invarianten Massen von Prozessen der Standard-Physik in den interessanten, hohen Massenbereich, so daß hier evtl. weitere Kriterien gesucht werden müssen, um diesen Untergrund stärker zu reduzieren.

Verbesserte Algorithmen zur automatischen Untergrund-Erkennung könnten in Zukunft die zur Zeit noch notwendige Arbeit der visuellen Inspektion der Ereignisse erleichtern. Diese Aufgabe ist jedoch keineswegs trivial.

Eine Analyse der Myon-Zerfallskanäle der schweren Z- und W-Bosonen würde die Suche nach angeregten Leptonen vervollständigen, verbessert die Ausschlußgrenzen wegen der kleinen Verzweigungsverhältnisse aber nur unwesentlich.

Literaturverzeichnis

[1] E.R. Cohen und B.N. Taylor, Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 1121.

[2] T. Kinoshita und W.B. Lindquist, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1573.

[3] V.W. Hughes und T. Kinoshita, Comments on Nuclear and Particle Physics 14 (1985) 341.

[4] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. D50 (1994) 2966; idem, FERMILAB-PUB-94-116-E (Mai 1994).

[5] H. Georgi und S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438; H. Fritzsch und P. Minkowski, Ann. Phys. 93 (1975) 193; F. Gürsey, P. Ramond und P. Sikivie, Phys. Lett. 60B (1976) 177; Y. Achiman und B. Stech, Phys. Lett. 77B (1978) 389.

[6] P. Langacker, Phys. Rep. 72 (1981) 185.

[7] Für einen Überblick siehe z.B. H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1; H.E. Haber und G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75.

[8] J. Wess und B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39.

[9] Siehe z.B. M.E. Peskin, in Proceedings of the Xth Symposium on Lepton-Photon Interactions 1981, S. 880; Ed. W. Pfeil (Bonn 1981).

[10] Für eine Übersicht siehe z.B. P. Langacker, in Neutrinos, Ed. H.V. Klapdor (Springer, Berlin, 1988) S. 71.

[11] W. Buchmüller und C. Greub, Nucl. Phys. B363 (1991) 345; W. Buchmüller et al., in [66], Vol. 2, S. 1003.

[12] H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl. Phys. B396 (1993) 3.

[13] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B340 (1994) 205.

[14] H1 Collaboration, I. Abt et al., DESY 93-103, Hamburg (Juli 1993).

[15] H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1-Detector, Hamburg (1986).

[16] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Hamburg (1987).

[17] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Hamburg (1989).

[18] S. Levonian, private Mitteilung.

[19] F.E. Low, Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 238; N. Cabbibo, L. Maiani und Y. Srivastava, Phys. Lett. B139 (1984) 459; J.H. Kühn und P. Zerwas, Phys. Lett. B147 (1984) 189; F.M. Renard, Phys. Lett. B126 (1983) 59; A. De Rújula, L. Maiani und R. Petronzio, Phys. Lett. B140 (1984) 253.

[20] K. Hagiwara, S. Komamiya und D. Zeppenfeld, Z. Phys. C29 (1985) 115.

[21] A.D. Martin, R.G. Roberts und W.J. Stirling, Phys. Lett. B306 (1993) 145; Erratum B309 (1993) 492.

[22] F.W. Brasse et al., Nucl. Phys. B39 (1972) 421.

[23] F. Boudjema, A. Djouadi und J.L. Kneur, Z. Phys. C57 (1993) 425.

[24] M. Spira, Diplomarbeit, RWTH-Aachen (Juli 1989).

[25] Ch. Berger, P. Fuhrmann, F. Raupach, M. Spira und P. Zerwas, PITHA 90/30, RWTH-Aachen (Dezember 1990); Beitrag zum LHC Workshop, CERN/Aachen 1990.

[26] F.M. Renard, Phys. Lett. B116 (1982) 264.

[27] D.A. Morris, Phys. Rev. D37 (1988) 2012.

[28] T. Köhler, in [66], Vol. 3, S. 1526; T. Köhler, Diplomarbeit, RWTH-Aachen (Juni 1989).

[29] S. Kawabate, KEK Preprint 85-26 (1985).

[30] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 39 (1986) 347; T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. 43 (1987) 367; und für JETSET 7.3, CERN-TH. 6488/92 (1992).

[31] H. Plothow-Besch, in Proceedings of the 3rd Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, Eds. K. Bos und B. van Eijk, Amsterdam (April 1991), S. 148.

[32] D.W. Duke und J.F. Owens, Phys. Rev. D30 (1984) 49.

[33] J. Morfin und W.K. Tung, Z. Phys. C52 (1991) 13.

[34] J.E. Huth et al., FERMILAB-CONF-90-249-E (1990).

[35] F. Raupach, in [66], Vol. 3, S. 1473.

[36] P. Harriman, A.D. Martin, R.G. Roberts und W.J. Stirling, Phys. Rev. D42 (1990) 798; P. Harriman, PhD Thesis, Durham (1990).

[37] G. Ingelman, in [66], Vol. 3, S. 1366; H. Bengtsson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B301 (1988) 554; G. Ingelman, LEPTO Version 5.2, Program Manual unveröffentlicht.

[38] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B299 (1993) 374.

[39] T. Sjöstrand, in [66], Vol. 3, S. 1405; H.U. Bengtsson und T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 46 (1987) 43.

[40] M. Drees und K. Grassie, Z. Phys. C28 (1985) 451.

[41] K. Charchula, ZEUS Note 91-73 (unveröffentlicht).

[42] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127.

[43] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Phys. Rev. D46 (1992) 1973; ibid. D45 (1992) 3986.

[44] Ch. Niedzballa, Diplomarbeit, RWTH-Aachen (März 1994).

[45] U. Baur und D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B325 (1989) 253.

[46] V. Blobel, Internal Report, DESY R1-88-01, Hamburg (1988).

[47] V. Blobel, The F-package for input-output, Proc. Int. Conf. on Computing in High Energy Physics, Annecy, Frankreich (1992).

[48] A. Courau et al.

[49] H1 Collaboration, I. Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515.

[50] T. Carli, A. Courau, S. Kermiche und P. Kessler, in [66], Vol. 3, S. 1468.

[51] A. Courau, S. Kermiche, H1 Note, H1-10/93-321, DESY Hamburg (Oktober 1993); S. Kermiche, private Mitteilung.

[52] D.E. Knuth, The art of computer programming, Vol. 2: Seminumerical algorithms, Reading, USA: Addison-Wesley, 1981.

[53] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling und B.P. Flannery, Numerical recipes in FORTRAN, Cambridge, UK: Univ. Pr., 1992.

[54] I. Gorelov, private Mitteilung.

[55] Ch. Thiebaux, private Mitteilung.

[56] H. Mönch, PITHA 91/2, Doktorarbeit, RWTH-Aachen (Januar 1991).

[57] K. Hikasa et al., Particle Data Group, Phys. Rev. D45 (1992) Part II.

[58] A.G. Frodesen, O. Skjeggestad und H. Tøfte, Probability and Statistics in Particle Physics, Universitetsforlaget Oslo (1979).

[59] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys. Rep. 216 (1992) 253.

[60] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z. Phys. C53 (1992) 41.

[61] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B247 (1990) 177; L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B252 (1990) 525.

[62] OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B244 (1990) 135.

[63] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B324 (1994) 241.

[64] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. B316 (1993) 207.

[65] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., DESY 94-175, Hamburg (Oktober 1994).

[66] Proceedings Physics at HERA, Eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY Hamburg (1991).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich im Laufe meiner Promotionszeit direkt oder indirekt unterstützt haben.

Besonders herzlicher Dank gebührt meinem Doktorvater Prof. Dr. Christoph Berger, der an dieser Arbeit jederzeit großes Interesse gezeigt hat. Einerseits konnte er mir in vielen Gesprächen neue, hilfreiche Anregungen geben, andererseits ließ er mir in der Forschung große Freiheit. Sein Engagement während der Erstellung der letzten H1-Veröffentlichung mit den Ergebnissen dieser Arbeit weiß ich besonders zu würdigen.

Herr Prof. Dr. Wolfgang Braunschweig hat sich freundlicherweise bereiterklärt, das Korreferat dieser Arbeit zu übernehmen. Durch seine Gutachten über mein Arbeitsvorhaben hat er diese Arbeit sehr unterstützt, wofür ich mich bei ihm bedanken möchte.

Bemerkenswert war die enge und fruchtbare Zusammenarbeit mit Dr. Frank Raupach, der mit seiner Erfahrung in zahlreichen Diskussionen der Arbeit immer neue Impulse geben konnte. Er hat mir oft geholfen, mich auf das Wesentliche zu konzentrieren und hat damit die Arbeit in die richtige Richtung getrieben. Die Zusammenarbeit mit ihm beim Schreiben und der Präsentation der H1-Veröffentlichung war sehr interessant und lehrreich.

Die Arbeitskollegen sowohl in Aachen als auch in Hamburg haben stets für ein angenehmes und entspanntes Arbeitsklima gesorgt. Viele Probleme wären ohne ihre Hilfe nicht zu lösen gewesen. Insbesondere bedanke ich mich bei Richard Nisius, Peter Schleper, Richard Kaschowitz, Konrad Rosenbauer, Klaus Rabbertz und Christian Niedzballa für die angeregten Diskussionen, die mir interessante Einblicke in fremde Arbeitsgebiete boten.

Tatkräftige Unterstützung bei der Bewältigung der technischen Probleme im Umgang mit den Computern habe ich von Richard Nisius und Thomas Hadig erhalten.

Meinen Eltern möchte ich sehr herzlich danken, daß sie mir mein Studium ermöglicht haben und den Fortgang dieser Arbeit immer interessiert verfolgt haben.

Bei Claudia Berghaus möchte ich mich für ihr jederzeit offenes Ohr und ihre Unterstützung sehr bedanken.

Diese Arbeit wurde erst durch ein Stipendium der Graduiertenförderung des Landes Nordrhein-Westfalen ermöglicht. Dabei haben mir die Sachbearbeiterinnen bei allen auftretenden Problemen immer unbürokratisch geholfen.

Für die Erstellung eines Gutachtens möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Niemeyer bedanken.

Lebenslauf

9. Dezember 1962	Geboren als Sohn der Eheleute Siegwart und Gisela Köhler in Essen
1969–73	Besuch der kath. Grundschule Stürzelberg
1973–82	Besuch des Städtischen Gymnasiums Dormagen bis zum Abitur
Oktober 1982	Aufnahme des Studiengangs Diplom-Physik an der RWTH-Aachen
Oktober 1984	Diplom-Vorprüfung
Juni 1987–Juni 89	Anfertigung meiner Diplomarbeit mit dem Thema „Ereignisgeneratoren zur Elektron-Proton-Streuung bei HERA“ am I. Phys. Institut der RWTH-Aachen
Februar 1990	Abschluß der Diplom-Prüfung in Physik
März 1990–Januar 91	Zivildienst im Caritas-Altenheim „St.-Elisabeth“ in Aachen
Februar 1991	Beginn der Promotionsarbeit am I. Phys. Institut der RWTH-Aachen
November 1994	Abgabe dieser Dissertation
Februar 1995	Ablegung der mündlichen Doktor-Prüfung