Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Jochen Dingfelder

aus Saarbrücken

Februar 2000

Suche nach neuen Signaturen in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Jochen Dingfelder ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Privatdozent Dr. Peter Schleper

Übersicht

In dieser Arbeit wird eine generelle, modellunabhängige Suche nach Physik jenseits des Standard Modells vorgestellt. Die verwendeten Elektron–Proton Streudaten wurden in den Jahren 1997-1999 mit dem H1 Detektor am HERA Beschleuniger aufgenommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von 55 pb^{-1}. Unter der Annahme, daß neuartige Teilchen schwerer als die bisher bekannten Teilchen sind und daher in diese zerfallen wird nach Ereignissen mit hochenergetischen Elektronen, Myonen, Neutrinos or Jets als Zeichen für Quarks oder Gluonen gesucht. In den Verteilungen der invarianten Massen von nahezu allen Kombinationen dieser Teilchen wurde nach neuen Resonanzen oder im Standard Modell sehr seltenen Prozessen gesucht. Neben den bereits bekannten Ereignissen mit Myonen und großem, fehlendem Transversalimpuls wurden keine weiteren sehr signifikanten Abweichungen von der Erwartung für Standard Modell Prozesse gefunden.

Abstract

In this thesis a general, model independent search for physics beyond the Standard Model is presented. The electron–proton scattering data used was taken in the years 1997 to 1999 with the H1 detector at the HERA collider and correspond to an integrated luminosity of 55 pb^{-1}. Using the assumption that new particles are heavy and therefore will decay into particles already known, events with high momentum electrons, muons, neutrinos or jets as a sign for quarks or gluons are studied. In distributions of the invariant mass of nearly all combinations of these particles a search for new resonances or, within the Standard Model, rare processes was performed. With exception of the already known events with muons and large missing momentum no very significant deviations from Standard Model expectations were found.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am Deutschen Elektronen–Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich der Speicherring HERA, in dem Elektronen und Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von rund 320 GeV zur Kollision gebracht werden. Neben einer genauen Untersuchung der auftretenden Standardmodellprozesse besteht bei HERA aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie auch die Möglichkeit, bisher noch unbekannte Phänomene in der Teilchenphysik zu entdecken.

Alle bei HERA und anderen Beschleunigern beobachteten Phänomene werden bis heute im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik beschrieben. In einzelnen Fällen wurden jedoch auch Ereignisse gefunden, die zwar nicht direkt im Widerspruch zum Standardmodell stehen, die aber dennoch sehr unwahrscheinlich sind. In den letzten Jahren hat zum Beispiel die Entdeckung von fünf Ereignissen mit isolierten Myonen und großem fehlenden Transversalimpuls beim Experiment H1 am DESY für Aufsehen gesorgt. Mittlerweile gibt es Erklärungsversuche sowohl innerhalb als auch außerhalb des Standardmodells. Eine eindeutige Erklärung konnte aber bislang noch nicht gefunden werden. Ob es sich bei solchen Ereignissen um statistische Fluktuationen oder wahre Anzeichen neuer Prozesse handelt, kann oft erst nach mehreren Jahren unter Hinzunahme weiterer Datensätze geklärt werden.

In dieser Arbeit wird sowohl nach bei HERA seltenen Prozessen des Standardmodells gesucht, wie Z– und W–Produktion, als auch nach Anzeichen „neuer Physik“ Ausschau gehalten. Im allgemeinen kann die Suche nach neuer Physik gezielt im Hinblick auf theoretische Vorstellungen erfolgen; es sei nur an die mit großem Aufwand betriebenen Suche nach den intermediären Vektorbosonen W und Z am CERN (1983) oder die Entdeckung des Top–Quarks am TEVATRON (1995) erinnert. Es können aber auch Teilchen oder Prozesse beobachtet werden, die noch nicht theoretisch vorhergesagt worden sind. Dieser letztere Ansatz einer generellen, weitgehend modellunabhängigen Suche nach neuen Teilchen soll in dieser Analyse verfolgt werden.

Da neue Teilchen bei großen Massen und am Rande des kinematisch gerade noch zugänglichen Bereiches erwartet werden, wird nur nach hochenergetischen Teilchen mit hohem Transversalimpuls gesucht. Als Zerfallsprodukte der neuen Teilchen werden alle möglichen Kombinationen von Elektronen, Myonen, Neutrinos und hadronischen Jets betrachtet.

Die wichtigste Observable zur Entdeckung neuer Teilchen ist damit die zwei– und drei–Körper invariante Masse innerhalb einer möglichst umfassenden Auswahl verschiedener Endzustände.

Um eine möglichst hohe statistische Aussagekraft zu erzielen, werden Daten von drei Jahren kombiniert und gemeinsam untersucht. Sie besitzen eine gesamte integrierte Luminosität von 55 pb^{-1}.

Die Diplomarbeit ist wie folgt gegliedert:

- Experimenteller Aufbau
- Theoretischer Überblick über das Standardmodell und einige exotische Prozesse
- Selektion der zur Analyse verwendeten Daten
- Beschreibung der Identifizierung von Teilchen im Detektor
- Analyse der Daten gegliedert in verschiedene Klassen von Endzuständen

Kapitel 2

Das H1–Experiment bei HERA

Die vorliegende Analyse basiert auf den Meßdaten des H1–Experimentes am *ep*–Speicherring HERA der Großforschungseinrichtung DESY (Deutsches Elektronen–Synchroton) in Hamburg. In diesem Kapitel werden der HERA–Speicherring und die Komponenten des H1–Detektors vorgestellt, die für die Teilchenidentifikation bei der Suche nach neuen Prozessen wichtig sind.

2.1 Der Elektron–Proton–Speicherring HERA

Seit 1992 ist am Deutschen Elektronen–Synchrotron (DESY) in Hamburg die Hadron–Elektron–Ring–Anlage (HERA) in Betrieb. Elektronen und Protonen werden in zwei getrennten Ringen gegenläufig beschleunigt, in den Wechselwirkungszonen zusammengeführt und zur Kollision gebracht. Figur 2.1 zeigt den HERA–Speicherring mit dem Vorbeschleunigersystem.

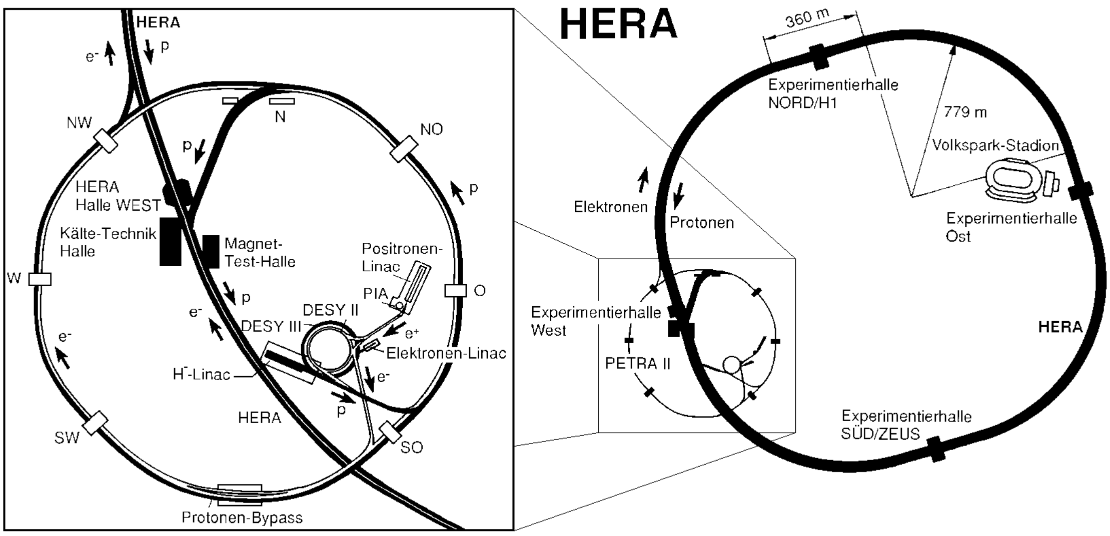


Abbildung 2.1: Der HERA–*ep*–Speicherring (rechts) und das Vorbeschleunigersystem in der Ausschnittsvergrößerung (links).

Die aus einer Wasserstoffquelle bzw. durch Glühemission aus einem Wolframdraht erzeugten Protonen und Elektronen werden stufenweise akkumuliert und beschleunigt, bevor sie in die Ringanlage HERA eingeschossen werden. Diese liegt in einem Tunnel in einer Tiefe von 10 bis 15 Metern unter der Erde.

In den geraden Abschnitten befinden sich Beschleunigungsstrecken und Fokussierungsmagnete, in den Bögen hauptsächlich Ablenkmagnete, um die Teilchen auf eine Kreisbahn zu zwingen. Aufgrund des Hochfrequenz–Beschleunigungssystems treten die Teilchen in Paketen, sogenannten *Bunches*, auf. Jeder 'Strahl' besteht aus bis zu 210 Teilchenpaketen mit jeweils 10^{10} bis 10^{11} Teilchen. Die Pakete haben einen zeitlichen Abstand von 96 ns. Die Teilchenstrahlen werden so gesteuert, daß die e–Bunches im Idealfall am Wechselwirkungspunkt mit den p–Bunches zusammenstoßen (*Bunchcrossing*).

Es kommt jedoch auch vor, daß einige Elektronen um eine Wellenlänge der Beschleunigungshochspannung versetzt sind und damit keinen p–Bunch als Kollisionspartner haben. Diese *Satelliten–Bunches* können trotzdem mit Protonen wechselwirken, der Kollisionspunkt liegt dann jedoch um etwa 60 cm verschoben.

Zusätzlich werden sowohl im Elektron– als auch im Protonstrahl weitere Pakete gefüllt, die keinen Kollisionspartner besitzen. Sie werden *Pilot–Bunches* genannt und dienen der Abschätzung von Untergrundereignissen, die von der Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Strahlrohr oder Restgasteilchen herrühren.

Während der Datennahmeperiode 1994–97 wurde HERA mit Positronen (e^+, $E_e = 27.56$ GeV) und Protonen (p, $E_p = 820$ GeV) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p} \simeq 300$ GeV betrieben. 1998 wurde HERA auf Elektronen (e^-) umgestellt und die Protonenenergie auf $E_p = 920$GeV erhöht, so daß eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 320$ GeV zur Verfügung steht. Seit Mitte 1999 werden wieder Positronen verwendet.

Einen entscheidenden Beitrag zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes einer Streureaktion liefert die Luminosität L. Sie ist definiert als Proportionalitätsfaktor zwischen der Reaktionsrate dN/dt und dem Wirkungsquerschnitt σ:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \tag{2.1}$$

Die Gesamtzahl der Ereignisse einer Streureaktion N ist also mit der über die Zeit integrierten Luminosität $L = \int \mathcal{L}\, dt$ verknüpft. Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche und wird normalerweise in der Einheit Barn angegeben [$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$]. Entsprechend wird die integrierte Luminosität in inversen Barn gemessen.

Bei Beschleunigerexperimenten mit entgegengesetzt aufeinandertreffenden Teilchen hängt die Luminosität von der Zahl der Teilchen pro Bunch (n_1, n_2), dem Strahlquerschnitt (A_{xy}) sowie der Kollisionsfrequenz (f) ab.

$$L = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot f}{A_{xy}} \tag{2.2}$$

Die während der bisherigen Laufzeit von HERA gelieferte integrierte Luminosität, sowie der vom H1–Experiment genutzte Anteil werden in der Abbildung 2.2 gezeigt.

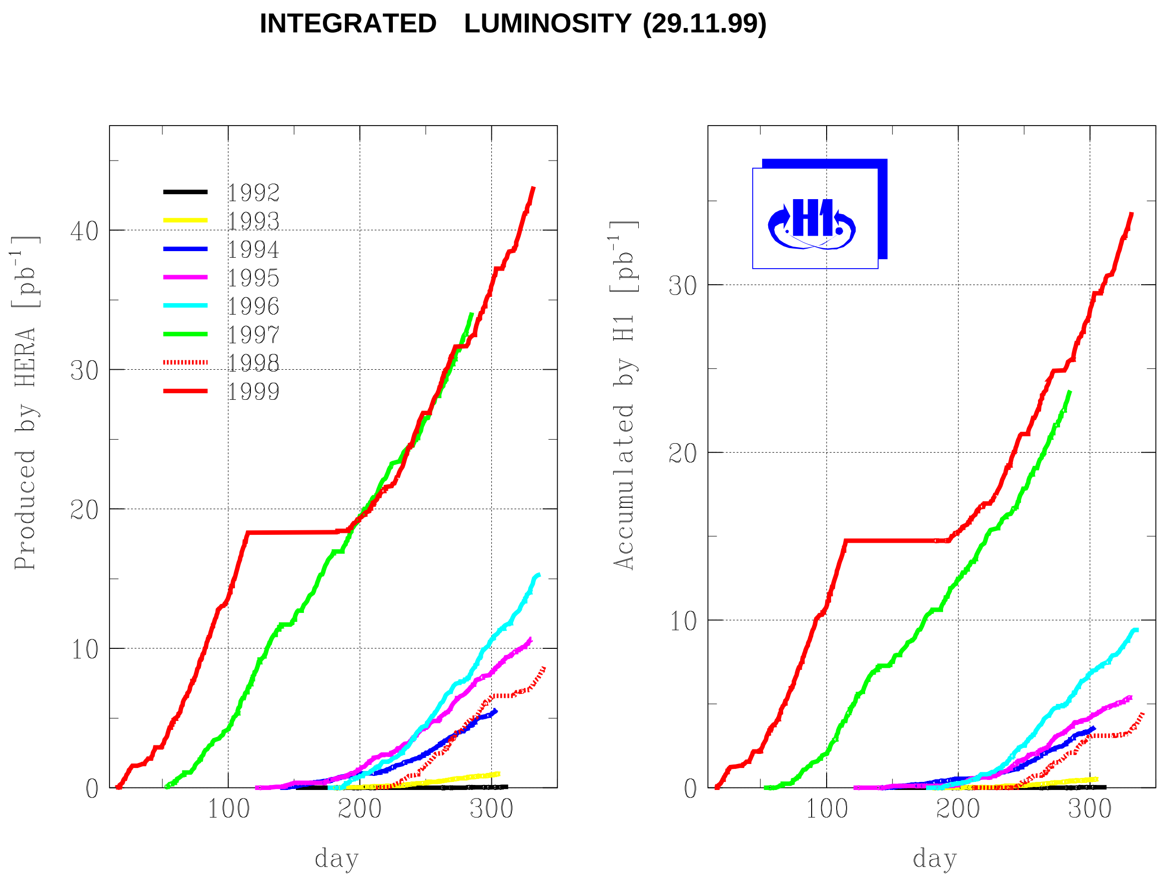


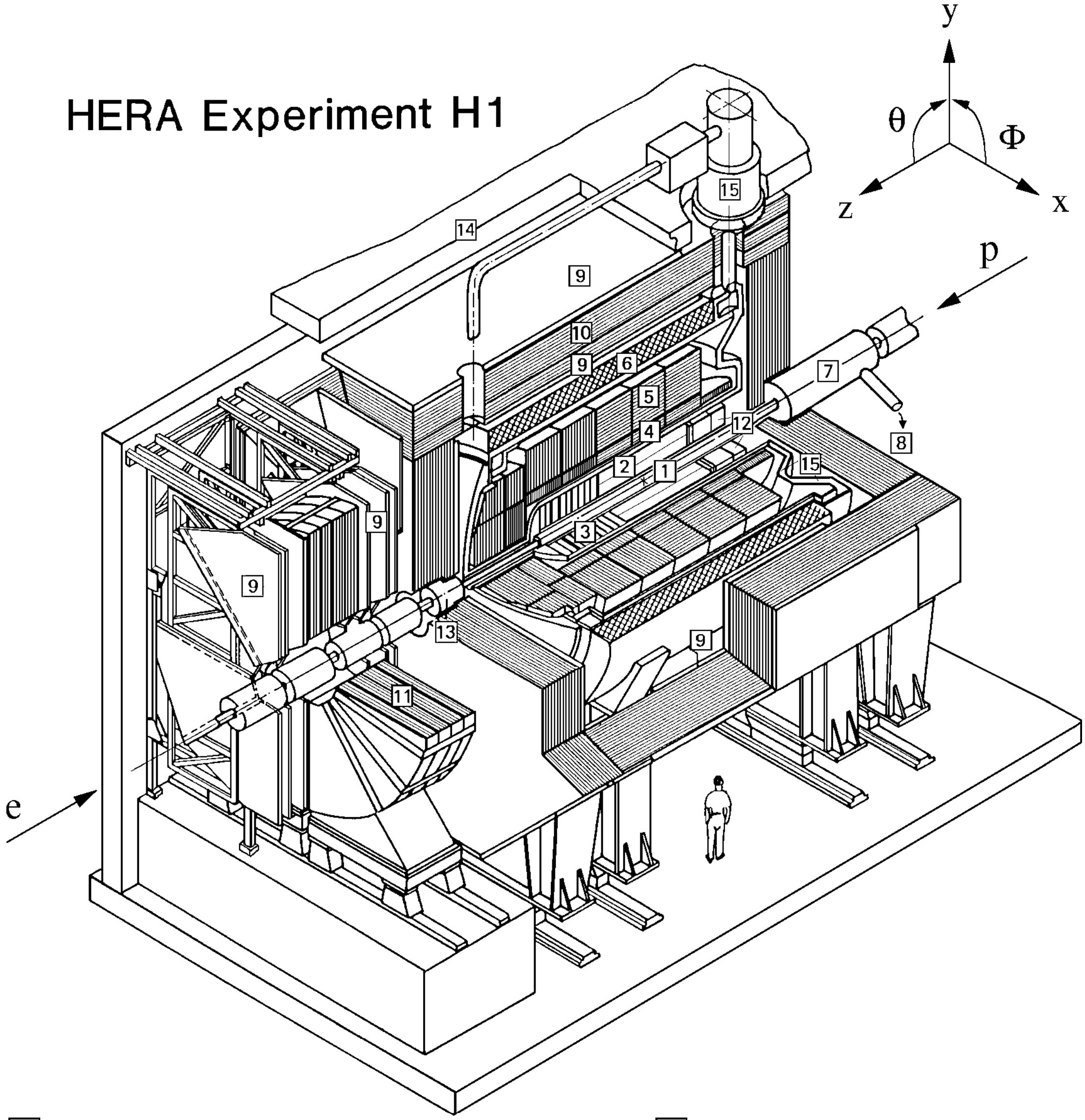
Abbildung 2.2: Die jährlich integrierte Luminosität als Funktion der Zeit.

2.2 Der H1–Detektor

Eines der zwei Experimente, die beide Strahlen von HERA nutzten, ist der in Abbildung 2.3 dargestellte H1–Detektor, mit dem hauptsächlich Prozesse der tiefunelastischen ep–Streuung untersucht werden. Es befindet sich in der Experimentierhalle Nord.

Aufgabe des H1–Detektors ist die Identifikation sowie die präzise Energie– und Richtungsbestimmung der bei einer ep–Kollision auftretenden Teilchen, Elektronen, Myonen, neutrale Teilchen und Jets mit hohen Teilchendichten. Um fehlende Transversalenergie bestimmen zu können, ist eine lückenlose, hermetische Abdeckung des gesamten Raumwinkelbereiches notwendig. Eine Beschreibung des Detektors ist in [H1C97a, H1C97b] zu finden. Hier soll nur ein Überblick über die wichtigsten Komponenten gegeben werden.

Das kartesische Koordinatensystem des H1–Detektors ist folgendermaßen definiert. Als z–Achse wird die Flugrichtung des Protons gewählt, die y–Achse zeigt nach oben und die x–Achse in die Ringmitte. Der Ursprung liegt im nominalen Wechselwirkungspunkt. In Bezug auf dieses Koordinatensystem werden alle Positionen und Winkel gemessen. Vorteilhaft ist die Verwendung von Zylinderkoordinaten. Der Polarwinkel θ wird relativ zur positiven z–Achse, der azimutale Winkel ϕ in Bezug auf die positive



1	Strahlrohr
2	Zentrale Spurkammern
3	Vorwärtsspurkammersystem
4	Elektromagnetisches LAr–Kalorimeter (Blei)
5	Hadronisches LAr–Kalorimeter (Edelstahl)
6	Supraleitende Spule
7	Kompensationsmagnet
8	Helium–Kälteanlage
9	Myon–Kammern
10	Instrumentiertes Eisen
11	Myon–Toroid–Magnet
12	warmes Kalorimeter (SPACAL)
13	Vorwärts–Kalorimeter
14	Betonabschirmung
15	Flüssig–Argon–Kryostat

Abbildung 2.3: Der H1–Detektor.

x–Achse angegeben. Man definiert 'vorwärts' für $z > 0$ und 'rückwärts' für $z < 0$.

Im Gegensatz zu Experimenten an e^+e^- oder $p\bar{p}$ Kollidern ist der H1–Detektor nicht symmetrisch aufgebaut, sondern besitzt in positiver z–Richtung eine feinere Granularität, um der kinematischen Situation bei HERA Rechnung zu tragen. Als Konsequenz der stark unterschiedlichen Strahlenergien bewegt sich das ep–Schwerpunktsystem in Protonrichtung (Lorentzfaktor $\gamma_{cm} = 2.86$).

Die Komponenten des Detektors können grob in Kalorimeter– und Spurelemente unterteilt werden. Die zentralen Spurkammern bilden den innersten Teil gefolgt vom Flüssig–Argon–Kalorimeter und der supraleitenden Spule. Die Spule wiederum ist vom instrumentierten Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses und den Myonkammern umgeben. Im folgenden werden die einzelnen Bestandteile näher beschrieben.

2.2.1 Das innere Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem mißt die Trajektorien der Teilchen des Endzustandes. Durch Kombination aller Signale, die vom selben Partikel stammen, d.h. mit Hilfe der Spur (*Track*) werden der polare (θ) und der azimutale (ϕ) Winkel sowie die zum Wechselwirkungspunkt extrapolierte z–Position (z_0) bestimmt. Durch die gute räumliche Auflösung ist es möglich, nachfolgende Zerfalls–Vertizes, sog. *secondary vertices*, zu detektieren.

Die supraleitende Magnetspule, die das Spurkammersystem und das Flüssig–Argon–Kalorimeter umschließt. erzeugt ein homogenes magnetisches Feld der Stärke $1,2$ Tesla parallel zur z–Achse. Dadurch werden geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen mit einem Radius $r \sim q/mp$ in der x–y–Ebene gezwungen, wobei q die Ladung, p der Impuls und m die Masse des Teilchens sind. Eine gute räumliche Auflösung korrespondiert also mit einer guten Impulsauflösung.

Die inneren Spurkammern können in drei Subsysteme unterteilt werden, vgl. Abbildung 2.4. In das System sind Lagen von Proportionalkammern integriert, die als Spurtrigger und zur Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes dienen.

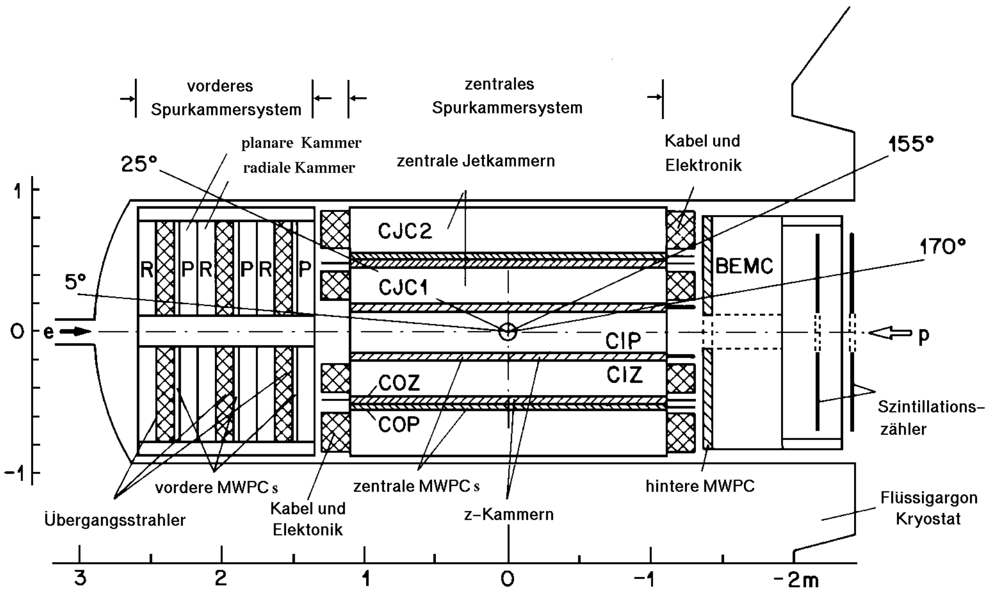


Abbildung 2.4: Längsschnitt durch das Spurkammersystem (1995 wurde das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) durch das SPACAL ersetzt).

Die zentralen Spurkammern

Abbildung 2.5 zeigt einen Radialschnitt durch die zentralen Spurkammern. Sie bestehen aus verschiedenen zylindrisch um das Strahlrohr angeordneten Detektoren mit einer Winkelabdeckung $25^\circ < \theta < 155^\circ$. Von innen nach außen sind dies: eine zwei-

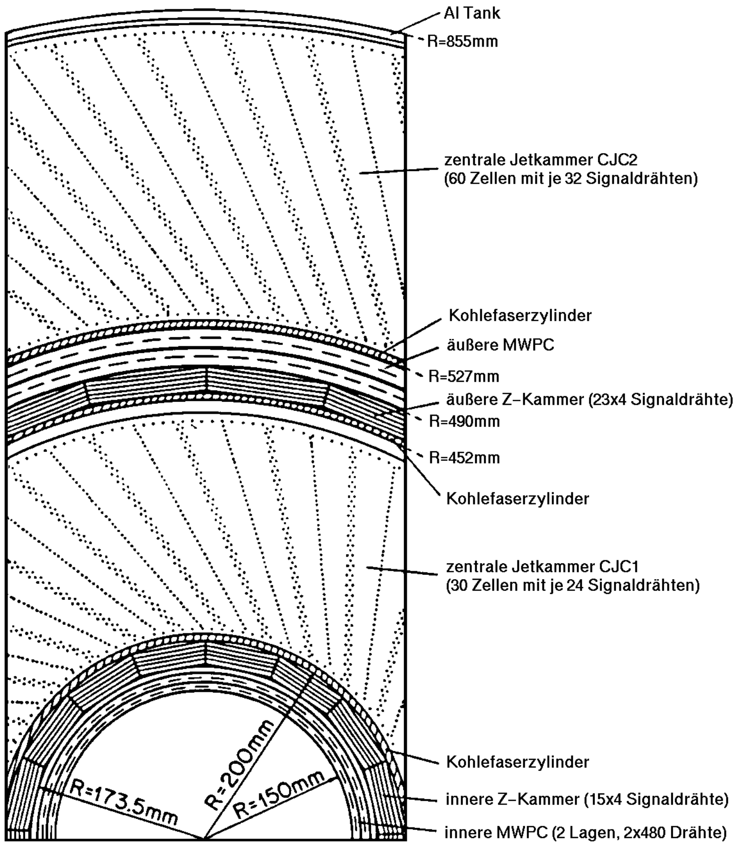


Abbildung 2.5: Querschnitt durch das Spurkammersystem.

lagige innere Vieldrahtproportionalkammer MWPC (CIP), eine innere z–Driftkammer (CIZ) mit vier Drahtebenen, eine zentrale Jet–Driftkammer (CJC1) mit 24 Auslesedrähten, eine äußere z–Kammer (COZ, vier Drahtebenen), eine zweilagige äußere MWPC (COP) und eine äußere Jet–Driftkammer (CJC2) mit 32 Auslesedrähten.

In der CJC sind die Drähte parallel zur z–Achse angeordnet. Mit ihr werden die r–ϕ–Koordinaten mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\text{-}\phi} \approx 170\mu$m gemessen. Über eine Ladungsvergleichsmessung an beiden Drahtenden ist eine Bestimmung der z–Koordinate mit begrenzter Auflösung möglich ($\sigma_z \approx 22$ mm). Eine präzisere z–Messung ist mit den z–Kammern CIZ und COZ möglich, bei denen die Drähte senkrecht zur z–Achse verlaufen. Sie erreichen eine Auflösung von $\sigma_z(\text{CIZ}) \approx 260\,\mu$m und $\sigma_z(\text{COZ}) \approx 200\,\mu$m. Die MWPCs CIP und COP dienen als Trigger zur schnellen Vertexbestimmung.

In Tabelle 2.1 ist das Auflösungsvermögen der Komponenten des zentralen Spurkammersystems zusammengefaßt.

	$\sigma_{r\phi}$ [mm]	σ_z [mm]
CJC1/CJC2	0.170	22
CIZ	28	0.260
COZ	58	0.200

Tabelle 2.1: Räumliches Auflösungsvermögen der zentralen Spurkammern in der r–ϕ–Ebene und in z–Richtung.

In der vorliegenden Analyse wird das Spurkammersystem zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes und zur Lepton–Identifikation benötigt.

Die Vorwärtspurkammern

Die Vorwärtsspurkammern bestehen aus drei identischen Super–Modulen und decken einen Winkelbereich von $7° < \theta < 25°$ ab. Sie setzen sich aus jeweils drei Ebenen (um je 60° rotierter) planarer Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC), einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen Driftkammer zusammen.

Die Rückwärtsspurkammer BDC

Die Rückwärtsspurkammer BDC komplettiert das Spurkammersystem. Mit ihr können Spuren in einem Bereich von $153° < \theta < 177°$ gemessen werden. Zusammen mit dem Spaghetti–Kalorimeter SPACAL in Rückwärtsrichtung wird sie zur Identifizierung und Bestimmung der Größen des gestreuten Elektrons verwendet.

2.2.2 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Die wichtigste Detektorkomponente in Bezug auf die Energiemessung ist das Flüssig–Argon–Kalorimeter (*Liquid–Argon* LAr). Es überdeckt einen Winkelbereich von $4° \leq \theta \leq 154°$ und ist in einem einzigen Kryostaten innerhalb der Spule untergebracht, damit möglichst wenig 'totes' Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Kalorimeter liegt.

Eigenschaften der Flüssig–Argon–Kalorimetrie, wie gute Stabilität und vergleichsweise einfache elektronische Kalibration, sowie feine Segmentierbarkeit und Homogenität erlauben sowohl eine sehr gute Auflösung bei der Energiemessung der Elektronen als auch bei der Energieflußmessung der Hadronen. Das Flüssig–Argon–Kalorimeter wird hier in einem Überblick beschrieben, Details sind in [H1C93] ausführlich dargestellt.

Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau des des LAr–Kalorimeters im Längsschnitt. Das Kalorimeter ist entlang der Strahlachse in acht Räder unterteilt (von hinten nach vorne BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, OF, IF) und jedes Rad wiederum azimutal in acht identische Bereiche, die sogenannten Oktanten. Abbildung 2.7 stellt ein Kalorimeterrad aus dem zentralen Bereich (CB) im Querschnitt dar.

Alle Komponenten sind abwechselnd aus Absorberplatten und LAr–Zwischenräumen aufgebaut. Im inneren Bereich (Endung 'E' in Abb. 2.6) befindet sich der elektromagnetische Teil mit Blei als Absorbermaterial und einer Tiefe von 20–30 Strahlungslängen (X_0). Außen (Endung 'H') liegt der hadronische Teil mit Stahlplatten als Absorbermedium. Das gesamte Kalorimeter entspricht etwa 4–8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Die Absorberplatten sind horizontal oder vertikal ausgerichtet, aber immer genau so, daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen unter einem Winkel von mindestens 45° auf das Absorbermaterial auftrifft. Dies soll eine weitgehend richtungsunabhängige Energieauflösung gewährleisten.

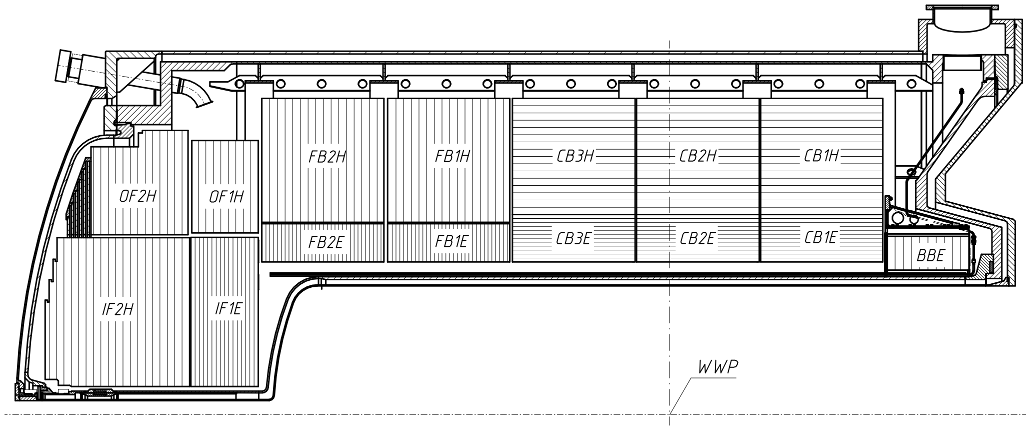


Abbildung 2.6: Längsschnitt durch das Flüssig–Argon–Kalorimeter.

In Abbildung 2.7 kann man die Winkeländerung der ϕ–Spalten (*Cracks*) zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Teil des Kalorimeters erkennen. Dadurch wird garantiert, daß ein in einen ϕ–Crack fliegendes Elektron im hadronischen Teil des Kalorimeters Energie deponiert.

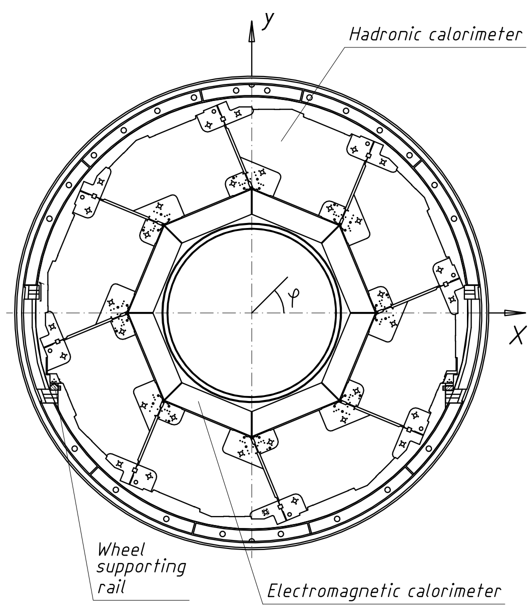


Abbildung 2.7: Querschnitt durch ein Rad aus dem zentralen Bereich (CB) des LAr–Kalorimeters.

Das Kalorimeter ist sowohl longitudinal als auch transversal segmentiert, wobei die Segmentierung im elektromagnetischen Teil wesentlich feiner ist. Die hohe Granularität ermöglicht sowohl eine gute Ortsbestimmung als auch eine gute Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern.

Hochenergetische Teilchen deponieren in mehreren Zellen des Kalorimeters Energie. Deshalb werden die Energien räumlich benachbarter Kalorimeterzellen zu Gruppen, sogenannten *Clustern* zusammengefaßt.

Das LAr ist nicht kompensierend, d.h. die Antwort des Kalorimeters auf Elektronen und Hadronen (z.B. Pionen) gleicher Energie ist unterschiedlich. Die hohe Granularität des LAr erlaubt jedoch die Trennung der unterschiedlichen Komponenten eines hadronischen Schauers – die elektromagnetische Komponente eines Schauers weist eine deutlich höhere Energiedichte als die hadronische Komponente auf –, und ermöglicht bei der Rekonstruktion der Energie die Kompensation durch ein Gewichtungsverfahren.

Die Kalibration des Kalorimeters wurde mit Hilfe von Teststrahlmessungen durchgeführt und seither durch die Analyse tiefinelastischer Ereignisse im laufenden Betrieb überprüft und korrigiert [H1Cal93], [H1Cal94]. Die Energieauflösung für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen des LAr–Kalorimeters ergibt sich aus den Testmessungen zu

$$\Delta E/E = 10 \text{ bis } 13\ \% \ / \ \sqrt{E/\mathrm{GeV}} + 1\ \%$$

und für hadronisch wechselwirkende

$$\Delta E/E = 50\ \% \ / \ \sqrt{E/\mathrm{GeV}} + 2\ \%$$

2.2.3 Das Myonsystem

Das instrumentierte Eisen umschließt die supraleitende Spule (vgl. Abbildung 2.3) und hat drei Funktionen: die Rückführung des magnetischen Flusses, die Messung der Restenergie hadronischer Schauer (*Tail Catcher*) und den Nachweis von Myonen. Die Instrumentierung des Eisenjochs besteht aus einer bzw. zwei Lagen Streamerrohrkammern (vgl. Abbildung 2.8(b)). Es deckt einen Winkelbereich von $5^\circ \leq \theta \leq 171^\circ$ ab und kann Myonen ab etwa $1,5\,\mathrm{GeV}$ nachweisen. Drei weitere Lagen Streamerrohrkammern sind jeweils vor und hinter dem Eisen angebracht (Myon–Kammern). Zusammen bilden sie das zentrale Myonsystem.

Eine Lage besteht aus mehreren rechteckigen Kunststoffelementen, die wiederum aus zwei Profilen aufgebaut sind. Ein Profil beeinhaltet acht Röhren mit einem quadratischen Querschnitt (9 mm auf 9 mm). Innen sind die Wände der Röhren mit Graphit beschichtet und dienen als Kathode. In ihrer Mitte ist ein $100\,\mu$m dicker Kupfer–Beryllium–Draht gespannt. Die Drähte sind im Zentralbereich (Barrel) parallel zur Strahlachse und im Bereich der Endkappen in x–Richtung gespannt. Zur Ortsbestimmung in Richtung der Drähte sind auf jeweils zwei Lagen der Myon–Kammern und die Doppellage des instrumentierten Eisens streifenförmige Influenzelektroden senkrecht zur Drahtrichtung angebracht. Die Kammern der restlichen Drahtlagen besitzen rechteckige Influenzelektroden für die Kalorimetrie.

Das zentrale Myonsystem wird ergänzt durch das Vorwärts–Myon–Spektrometer, das einen Winkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ abdeckt. Myonen mit einem Impuls von $> 5\,\mathrm{GeV}$ können das Spektrometer durchqueren. Es besteht aus einem $1,2\,\mathrm{m}$ dicken

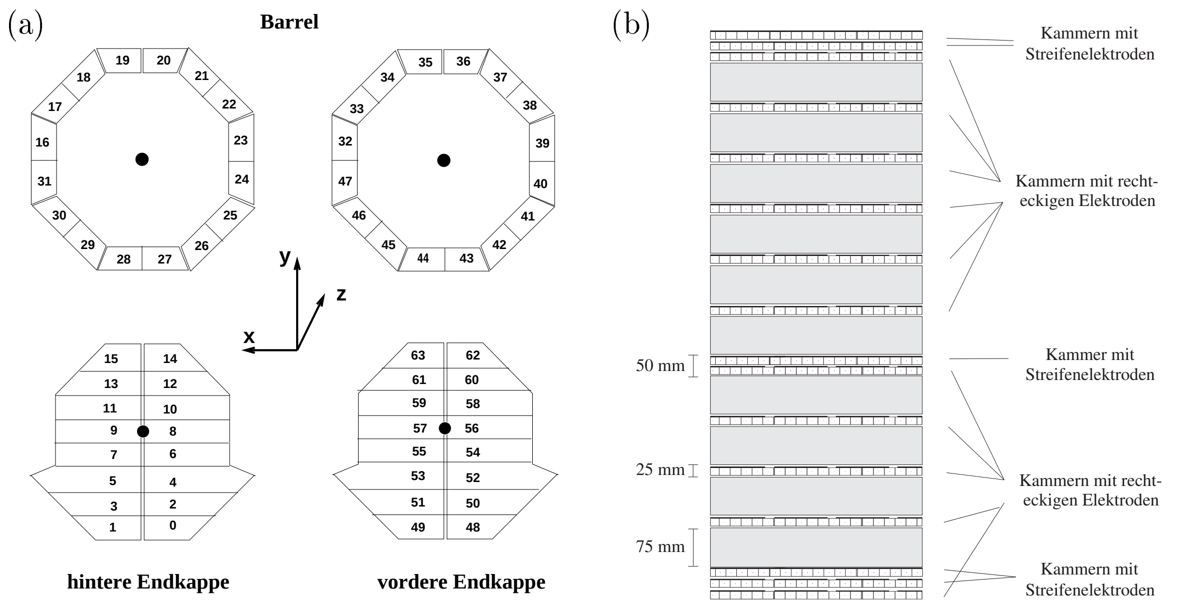


Abbildung 2.8: Einteilung des instrumentierten Eisens (a) in 4 Bereiche und 64 Module und (b) der Querschnitt durch ein Modul.

Eisen–Toroidmagneten, der eine Feldstärke von $1,6$ Tesla hat und jeweils drei Driftkammerebenen mit Drähten senkrecht zur Strahlachse vor und hinter dem Magneten. Jede der Driftkammerebenen besteht aus zwei Lagen von Driftkammerzellen, die gegeneinander versetzt sind.

2.2.4 Luminositätsmessung

Bei HERA wird die Luminosität mit Hilfe des Bethe–Heitler–Bremsstrahlungsprozesses [Bet34], gemessen ($ep \to e'\gamma p$). Der Wirkunsquerschnitt dieser Reaktion ist aus der Theorie wohlbekannt und divergiert für ein kollinear zum e abgestrahltes Photon. Mit einem direkt in Verlängerung des Elektronstrahls aufgestellten Photondetektor kann die Ereignisrate sehr genau bestimmt werden. Aus Gleichung 2.1 erhält man dann die gemessene Luminosität.

Das Luminositätssystem des H1–Experimentes ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Es besteht aus zwei segmentierten Kristall–Cherenkovzählern, einem Elektron–Tagger ET bei $z_{ET} = -33.4$ m und einem Photondetektor PD bei $z_{PD} = -102.9$ m. Der ET befindet sich direkt neben dem Elektronstrahlrohr und weist das gestreute Elektron aus dem Bethe–Heitler–Prozeß nach. Das Photon verläßt das Protonstrahlrohr, das nach oben gebogen verläuft, und trifft auf den PD, vor dem sich zur Abschirmung von Synchrotronstrahlung ein Bleifilter (F) und ein Wasser–Cherenkovzähler (VC) befinden. Elektron und Photon werden in Koinzidenz nachgewiesen. Der Untergrund dadurch eingeschränkt, daß die Energiesumme $E_{ET} + E_{PD}$ im Bereich der Elektronenstrahlenergie E_e liegen muß.

Das Luminositätssystem hat neben der möglichst totzeitfreien Luminositätsmessung die Aufgaben, Photoproduktionsereignisse ($Q^2 < 0.01$ GeV^2) zu erkennen, sowie

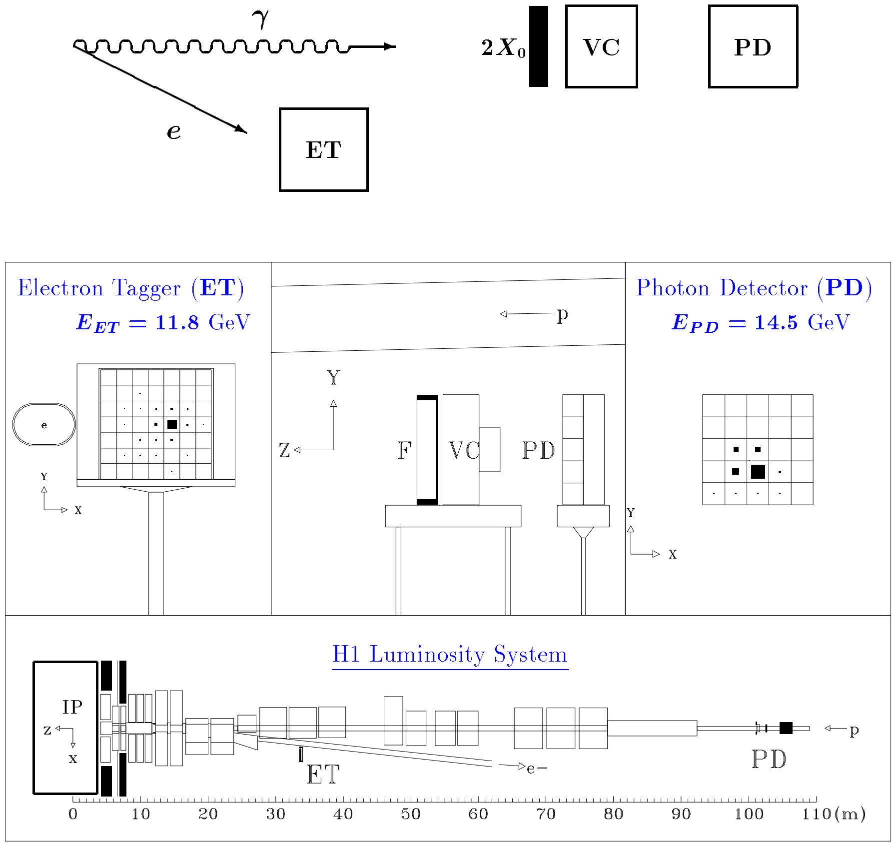


Abbildung 2.9: Das H1–Luminositätssystem. Oberhalb des Rahmens ist der Meßprozeß schematisch wiedergegeben.

tiefinelastische Streuereignisse mit zusätzlicher Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) zu identifizieren.

2.3 Trigger und Datennahme

Der H1–Trigger hat die Aufgabe, bei der Datennahme eine Trennung von *ep*Wechselwirkungen und Untergrundreaktionen durchzuführen und die Ereignisrate von etwa 10 MHz auf eine Rate von 5 Hz zu reduzieren, die auf Magnetband gespeichert werden kann.

Das Triggersystem besteht aus vier Stufen (L1 bis L4). Die erste Triggerstufe verknüpft die Entscheidungen der einzelnen Detektoren logisch zu Triggern. In der zweiten und dritten Triggerstufe können die Triggersignale der verschiedenen Komponenten topologisch miteinander verbunden werden. Die vierte Triggerstufe führt eine schnelle Rekonstruktion der vollen Detektorinformation durch, anhand derer die Entscheidung der vorherigen Triggerstufen überprüft wird.

Ein einzelnes *ep*–Kollisionsereignis wird Ereignis oder Event genannt. Die Daten werden in sogenannten Runs genommen, das sind Datenperioden, in denen der Status aller Detektorkomponenten im allgemeinen konstant ist. Mit Fill wird die Periode zwischen zwei Elektron– und/oder Proton–Einfüllungen bezeichnet.

Die von der vierten Triggerstufe (L4) akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben. Um eine weitere Datenreduktion zu erreichen, wird mit einer Verzögerung von einigen Stunden (offline) eine Ereignisklassifikation nach verschiedenen physikalischen Klassen durchgeführt. Diese Klassifikation wird auch als fünfte Triggerstufe (L5) bezeichnet. Sie basiert auf der vollständigen Rekonstruktion der Detektorinformation. Die so klassifizierten Ereignisse werden mit allen Details der Rekonstruktion auf Magnetband (Production Output Tape POT) geschrieben und in einem reduzierten Format auf Magnetplatten (Data Summary Tape DST) gespeichert. Für die vorliegende Analyse werden die Daten im DST–Format benutzt.

Kapitel 3

Theoretischer Überblick

3.1 Kinematik

3.1.1 Definition kinematischer Größen

Die Rekonstruktion gestreuter oder neu entstandener Teilchen im H1–Detektor beruht grundsätzlich auf der Messung von Energien (bzw. Transversalimpulsen) und Winkeln. Die Energiemessung erfolgt in einem Kalorimeter, Transversalimpulse können in den Spurkammern durch Ausmessen der Bahnkrümmung von Teilchentrajektorien ermittelt werden. Zur Bestimmung von Winkeln ist die Kenntnis der Lage des Wechselwirkungspunktes der Elektron–Proton–Kollision als Bezugspunkt notwendig. Im folgenden werden die zentralen Größen erläutert, die zur Beschreibung der Teilchenkinematik in dieser Arbeit verwendet werden.

Der zweidimensionale Transversalimpulsvektor $\vec{p}_T$ ist die Projektion des Teilchenimpulses auf die x–y–Ebene:

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y) \;\approx\; (E\sin\theta\cos\phi, E\sin\theta\sin\phi) \tag{3.1}$$

Sein Betrag ergibt sich zu:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \;\approx\; E\sin\theta \tag{3.2}$$

Hierbei bezeichnet E die Energie, ϕ den Azimutwinkel und θ den Polarwinkel des Teilchens. Die obige Näherung ist gültig unter Vernachlässigung der Teichenmasse.

Der *gesamte Transversalimpuls* eines Ereignisses ist die *vektorielle Summe* der Transversalimpulse aller auslaufenden Teilchen. Er wird in dieser Arbeit auf alle Teilchen i beschränkt, deren Energie im einem Kalorimeter gemessen wird. Sein Betrag ist:

$$p_T^{calo} = \sqrt{\left(\sum_i p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_i p_{y,i}\right)^2} \tag{3.3}$$

Die *gesamte Transversalenergie* eines Ereignisses ist dagegen definiert als die *skalare Summe* der Teilchenenergien:

$$E_T = \sum_i E_i \sin\theta_i \tag{3.4}$$

Der Transversalimplus des e–p–Systems vor der Kollision ist in guter Näherung gleich Null. Werden die Energien aller auslaufenden Teichen vollständig im Kalorimeter gemessen, und sieht man von Fluktuationen der Energiemessung ab, so sollte auch nach der Kollision immer $p_T^{calo} = 0$ gelten. Weicht der gesamte Transversalimpuls deutlich vom Wert Null ab, ist dies ein Indiz für die Entstehung eines Teilchen, das keine oder nur einen kleinen Teil seiner Energie im Kalorimeter deponiert. Neutrinos zum Beispiel wechselwirken nur schwach und können nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden. Auch Myonen durchqueren den Detektor fast ungehindert und deponieren dabei meist nur einen Bruchteil ihrer Energie. Kennt man den Transversalimpuls des Myons aus der Messung in der Spurkammer, kann man ihn bei der Summation der Teilchenimpulse in 3.3 berücksichtigen. Dies führt zu einer Größe, die *fehlender Transversalimplus* p_T^{miss} (engl. *missing transverse momentum*) genannt wird. Kommen in einem Ereignis keine Myonen vor, und werden alle Hadronen vollständig im Kalorimeter absorbiert, dann gilt: $p_T^{calo} = p_T^{miss}$.

Aus dem fehlenden Impuls eines Ereignisses kann man den Viererverktor eines entstandenen Neutrinos rekonstruieren. Die Impulserhaltung fordert:

$$p_{x,\nu} = -\sum_i p_{x,i} \tag{3.5}$$

$$p_{y,\nu} = -\sum_i p_{y,i} \tag{3.6}$$

$$p_{z,\nu} = -\sum_i p_{z,i} \tag{3.7}$$

$$E_\nu = \sqrt{p_{x,\nu}^2 + p_{y,\nu}^2 + p_{z,\nu}^2} \tag{3.8}$$

wobei der Summationsindez i über alle im Detektor nachgewiesenen Teilchen läuft.

Eine weitere häufig verwendete Größe ist die globale Ereignisvariable $(E - p_z)^{calo}$.

$$(E - p_z)^{calo} = \sum_i (E_i - p_{z,i}) \approx \sum_i E_i (1 - \cos\theta_i) \tag{3.9}$$

Sie ist insensitiv gegenüber Strahlrohrverlusten im Vorwärtsbereich, da in Protonrichtung fliegende Teilchen (positive z–Richtung) keinen Beitrag zu $E - p_z$ liefern. Werden die Energien aller Teilchen des Endzustandes exakt im Kalorimeter gemessen, so gilt die Beziehung:

$$(E - p_z)^{calo} = 2E_e = 55\,\mathrm{GeV} \tag{3.10}$$

mit der Energie $E_e = 27.5$ GeV des einlaufenden Elektrons.
Wird das Elektron nur wenig abgelenkt und verschwindet ungemessen im Strahlrohr, dann nimmt $(E - p_z)^{calo}$ niedrigere Werte als 55 GeV an.

Schließlich soll noch die *Pseudorapidität* η eingeführt werden. Sie kann anstelle des Polarwinkels θ zur Angabe der Richtung eines Teilchens verwendet werden. Die Pseudorapidität wird definiert als:

$$\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2} \tag{3.11}$$

wobei θ den im Laborsystem gemessenen Polarwinkel bezeichnet.
Rapiditätdifferenzen $\Delta\eta$ sind näherungsweise invariant unter Lorentztransformation in z–Richtung.

3.1.2 Zerfall schwerer Teilchen

Invariante Massen

Bei der Suche nach neuer Physik spielt der Begriff der *invarianten Masse* eine zentrale Rolle. Die invariante Masse eines Teichens ist definiert durch das Quadrat des Viererimpulses P des Teilchens:

$$M^2 = P^2 = E^2 - \vec{p}^{\,2} \implies M = \sqrt{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2} \quad (\text{für } M > 0) \tag{3.12}$$

Sie ist lorentzinvariant und entspricht der Ruhemasse des Teilchens, da sich immer ein Bezugssystem finden läßt, in dem das Teilchen ruht.

Werden in einer Reaktion sehr kurzlebige Teilchen erzeugt, können diese nur durch ihre Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden. Werden die Energien und Impulse der Zerfallsteilchen gemessen, kann man mit Hilfe der Methode der invarianten Masse den kurzlebigen Zustand identifizieren.

Das Quadrat der invariante Masse von n Teilchen ist analog definiert als das Quadrat der Viererimpulssumme aller Teilchen:

$$M_{1\ldots n}^2 = (P_1 + \ldots + P_n)^2 = \left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right)^2 \tag{3.13}$$

Der Fehler bei der Massenberechnung setzt sich aus den Unsicherheiten der Energie– und Winkelmessung zusammen:

Die invariante Masse aller Zerfallprodukte sollte die Masse des zerfallenen Teilchens ergeben. Noch unbekannte Teilchen können somit als Maxima in den invarianten Massenspektren bestimmter Endzustandskombinationen erkannt werden. Die Verteilung einer rekonstruierten Masse ist am Beispiel des Top–Quarks (M=176 GeV) in Abbildung 3.1 zu sehen [CDF97].

Jacobi–Peak

Auch das Impulsspektrum der Zerfallsteilchen in Ereignissen mit hoher Transversalenergie kann wichtige Informationen für die Suche nach neuen Teilchen liefern. Dies soll am Beispiel des Zwei–Körper–Zerfalls kurz erläutert werden. Von den meisten Teilchen wird erwartet, daß sie in zwei Teilchen zerfallen, obwohl auch Drei–Körper–Zerfälle vorkommen können.

Angenommen eine schweres Teilchen, z. B. ein W–Boson, zerfällt in zwei leichtere Teilchen, z. B. ein Lepton ℓ und ein Neutrino ν. Wird das W in Ruhe erzeugt, dann fordert die Viererimpulserhaltung:

$$p_{T,\ell} \approx \frac{M_W}{2} \sin\theta_\ell \tag{3.14}$$

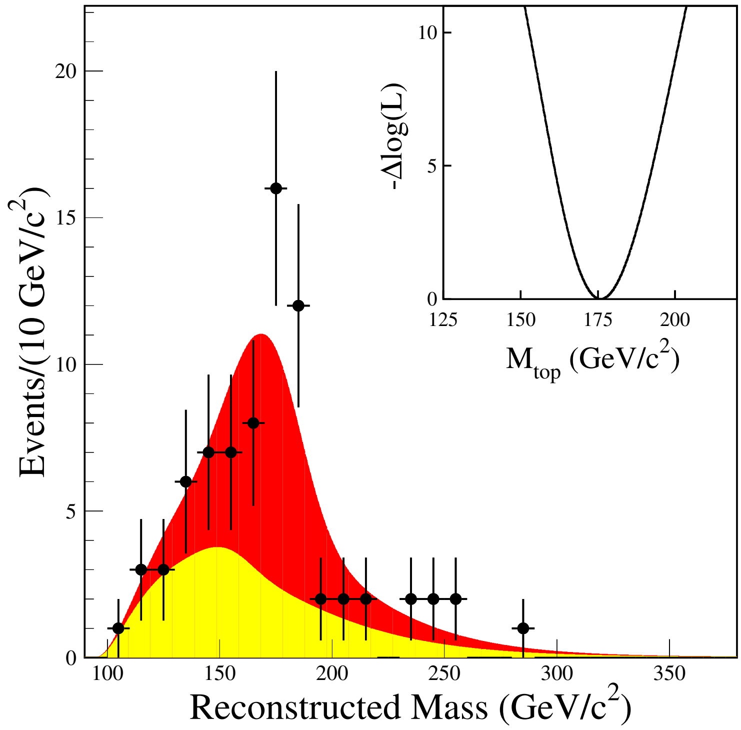


Abbildung 3.1: Messung der Top–Masse aus der rekonstruierte invarianten Massenverteilung eines Datensamples von $t\bar{t}$–Zerfällen in ein Elektron oder Myon, Neutrino und 4 Jets. Die Daten stammen aus $p\bar{p}$–Kollisionen im Collider Detector at Fermilab (CDF) (L=109 pb^{-1}). Daten: Punkte, dunkle Fläche: Anpassung an die Daten (Fit), helle Fläche: Beitrag durch Untergrund. Außerdem ist die Variation der negativen Likelihood–Funktion mit der Topmasse M_{top} dargestellt [CDF97].

Betrachtet man nun den zugehörigen Wirkungsquerschnitt von p_T in Abhängigkeit von $\cos\theta$, ergibt sich [Pov94]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_{T,\ell}} = \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_\ell} \cdot \frac{\mathrm{d}\cos\theta_\ell}{\mathrm{d}p_{T,\ell}} = \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_\ell} \cdot \frac{2p_{T,\ell}}{M_W} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{M_W}{2}\right)^2 - p_{T,\ell}^2}} \tag{3.15}$$

Der Wirkungsquerschnitt für p_T hat offensichtlich ein Maximum bei der halben Masse des W. Dieses Maximum wird *Jacobi–Peak* genannt. Trägt man nun z. B. $p_{T,\ell} + p_{T,\nu}$ gegen M_{12} auf, erwartet man die Ereignisse mit W–Signatur vorwiegend auf der Diagonalen, d.h. bei $p_{T,\ell} + p_{T,\nu} \approx M_{12} = M_W$.

In der Praxis werden schwere Teilchen bei HERA zwar vorwiegend mit kleinem Transversalimpuls erzeugt, der Jacobi–Peak wird aber z.B. durch Gluon–Abstrahlungen im Anfangszustand verbreitert. Auch der Teilchenspin spielt hier eine Rolle. Werden Teilchen mit Spin erzeugt, so ist ihre Winkelverteilung nicht flach in $\cos\theta$ wie für spinlose Teilchen. Auch dies führt zu einer Verschmierung des Jacobi–Maximums.

3.1.3 Kinematik der Elektron–Proton–Streuung

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik wird die Streuung eines Elektrons an einem Proton durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons der Elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Als Austauschbosonen kommen das Photon (elektromagnetische Wechselwirkung), sowie das Z^0– und das $W^\pm$–Boson (schwache Wechselwirkung) in Frage. Aufgrund der großen Massen des Z^0 und $W^\pm$ dominiert bei HERA der Photonaustausch. In Abbildung 3.2 ist die Elektron–Proton–Streuung symbolisch dargestellt.

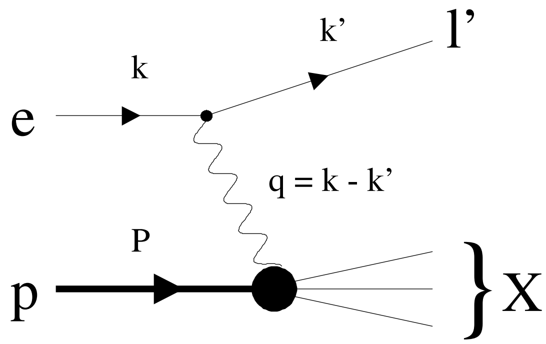


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des e–p–Streuprozesses.

Es werden folgende Bezeichnungen für die Viererimpulse $(E, \vec{p})$ der am Streuprozess beteiligten Teilchen verwendet:

k : einlaufendes Elektron e
k': auslaufendes Lepton l'
P : einlaufendes Proton p

Der hadronische Endzustand wird kurz mit X bezeichnet. Der bei der Streuung übertragene Viererimpuls $q = (\nu, \vec{q})$ ist gegeben durch:

$$q = k - k' = P_X - P \tag{3.16}$$

wobei P_X die Summe der Viererimpulse aller Teilchen im hadronischen Endzustand bezeichnet.

Um von der Wahl des Bezugssystems unabhängig zu sein, benutzt man zur kinematischen Beschreibung des Streuprozesses folgenden Satz lorentzinvarianter Größen:

$$Q^2 \equiv -q^2 \tag{3.17}$$

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \tag{3.18}$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{y \cdot s} \tag{3.19}$$

mit der gesamten bei HERA zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie:

$$s = (k + P)^2 \approx 4E_e E_p \tag{3.20}$$

Hierbei, sowie im folgenden, wurden die Massen von Leptonen und des Protons vernachlässigt.

Die Größen x und y sind die *Bjørkenschen Skalenvariablen*. Sie sind dimensionslos und haben einen Wertebereich von 0 bis 1. Als Q^2 wird der negative quadrierte Viererimpulsübertrag definiert, er entspricht der *Virtualität* des Austauschbosons. Anhand der Größe von Q^2 wird zwischen *Elektroproduktion* und *Photoproduktion* unterschieden. Bei sehr kleinen Impulsüberträgen $Q^2 \approx 0$ spricht man von Photoproduktion (s. Kapitel 3.2.2). Das Elektron wird nur sehr wenig aus seiner urspünglichen Bahn abgelenkt. Das ausgetauschte Photon kann als quasireell angesehen werden. Wird das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen, so gilt:

$$10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2 \tag{3.21}$$

Für $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ kann das Elektron im rückwärtigen oder zentralen Kalorimeter detektiert werden [Gra97]. Der Viererimpuls des ausgetauschten Photons ist dann groß genug, um die Substruktur des Protons aufzulösen. Man spricht von *tiefinelastischer Streuung* (s. Kapitel 3.2.1). Sie kann in erster Näherung als elastische Streuung an den einzelnen Bausteinen des Protons, den sogenannten *Partonen*, interpretiert werden. Im Partonenmodell entspricht die Skalenvariable x dem Impulsbruchteil des an der Streuung beteiligten Partons im Proton. Im Ruhesystem des Protons ist die Skalenvariable y gleich dem Verhältnis von tatsächlichem zum maximal möglichen Energieübertrag. Sie ist ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses.

Mit Hilfe der Größen x, y und s lassen sich noch drei weitere Variablen einführen, die zur Beschreibung von Teilchenreaktionen nützlich sind. Die sogenannten *Mandelstam–Variablen* sind wie folgt definiert:

$$\hat{s} \equiv xs \tag{3.22}$$

$$t \equiv -Q^2 \tag{3.23}$$

$$u \equiv Q^2 - xs \tag{3.24}$$

3.2 Standardmodellprozesse bei HERA

3.2.1 Tiefinelastische Streuung

Unter der tiefinelastischen Streuung (DIS) bei HERA versteht man die Streuung eines Elektrons an einem Quark des Protons. Ein solcher Streuprozess ist in niedrigster Ordnung im Rahmen des *Quark–Parton-Modells* beschreibbar. Je höher der übertragene Impuls ist, desto besser kann die Struktur des Protons aufgelöst werden. Die Elektron–Proton–Kollisionen bei HERA bieten eine weltweit einzigartige Möglichkeit zur genauen Untersuchung der Protonstruktur.

Die Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden Elektron und dem Proton wird entweder durch ein virtuelles Photon γ, ein Z^0–Boson oder durch ein $W^\pm$–Boson vermittelt. Im Falle des Photons oder Z^0 spricht man von einer tiefinelastischen Streuung mit *neutralem Strom* (NC). Das gestreute Elektron kann im Detektor beobachtet werden. Im Gegensatz dazu entspricht der Austausch eines $W^\pm$ einer Streuung mit *geladenem*

Strom (CC)[1]. Das Elektron wird in ein Neutrino umgewandelt, das nicht mehr direkt beobachtbar ist.

Bei hohen Impulsüberträgen Q^2 verhält sich das gestreute Quark im Proton fast wie ein freies Teilchen. Es wird aus dem Protonverbund herausgeschleudert, hadronisiert und bildet einen Jet. Der Prozess der tiefinelastischen Streuung wird in Abbildung 3.3 illustriert. Die nicht direkt am Streuprozess beteiligten Quarks entsprechen dem sogenannten *Protonrest.* Sie werden als *Zuschauerquarks* bezeichnet und bilden ihrerseits auch einen Jet, der entweder im vorderen Bereich des Detektors sichtbar ist, oder weitgehend ins Strahlrohr entweicht.

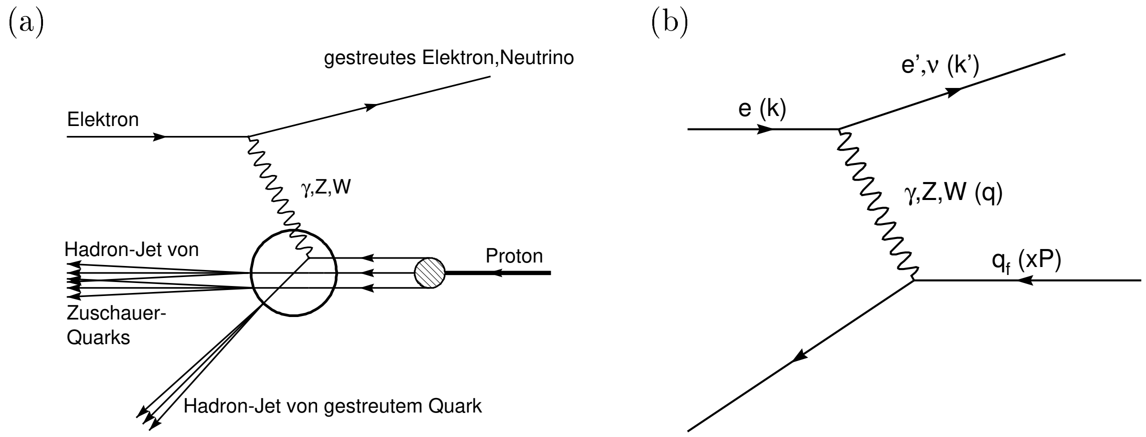


Abbildung 3.3: Tiefinelastische Streuung eines Elektrons an einem Quark des Protons. Das Elektron läuft von links ein, das Proton von rechts. Die Wechselwirkung findet entweder über geladene (W) oder neutrale Ströme (γ, Z) statt. (a) Schematische Darstellung mit Jet des gestreuten Quarks und Jet der Zuschauerquarks, (b) Feynman–Diagramm mit Vierervektoren.

Kinematische Rekonstruktion

Die schon in Kapitel 3.1.3 eingeführten kinematischen Variablen Q^2, x, y und s sind durch folgende einfache Beziehung miteinander verknüpft:

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{3.25}$$

Aus Gleichung 3.25 ist zu ersehen, daß bei fest vorgegebener Schwerpunktsenergie s die Kinematik der tiefinelastischen Streuung durch Angabe zweier unabhängiger Größen vollständig beschrieben werden kann. Bei Prozessen mit neutralem Strom stehen vier Meßgrößen zur Verfügung, nämlich Energie und Winkel des Elektrons sowie des hadronischen Endzustandes. Beim geladenen Strom können nur die hadronischen Meßgrößen zur Rekonstruktion der Kinematik verwendet werden.

[1]CC und NC sind Abkürzungen für engl. Neutral Current und Charged Current. Sie werden im weiteren Text des öfteren verwendet. DIS steht für Deep Inelastic Scattering.

Es wird für das Elektron und für den hadronischen Endzustand jeweils ein Satz skalarer Variablen definiert:

Hadronen:

$$(E-p_z)_{had} = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \tag{3.26}$$

$$p_{T,had} = \sqrt{\left(\sum_h p_{x,h}\right)^2 + \left(\sum_h p_{y,h}\right)^2} \tag{3.27}$$

$$\tan\frac{\gamma}{2} = \frac{(E-p_z)_{had}}{p_{T,had}}. \tag{3.28}$$

Elektron:

$$(E-p_z)_e = E_e \cdot (1-\cos\theta_e) \tag{3.29}$$

$$p_{T,e} = E_e \cdot \sin\theta_e \tag{3.30}$$

$$\tan\frac{\theta_e}{2} = \frac{(E-p_z)_e}{p_{T,e}}. \tag{3.31}$$

Bei den Hadron–Variablen wird über alle Objekte h des hadronischen Endzustandes summiert. $(E-p_z)_{had}$ ist eine gute Größe zur Beschreibung des longitudinalen hadronischen Energieflusses, da sie unempfindlich ist gegenüber Energieverlusten im vorderen Strahlrohr (Protonrest). Der Winkel γ ist der *inklusive Hadronwinkel*. Er ist für Prezesse niedrigster Ordnung und für vernachlässigbare Massen des Hadron–Systems gleich dem Quarkwinkel.

Die Kinematik der Streuung kann nun mit Hilfe der Hadron– bzw. Elektron–Variablen alleine oder durch Kombination beider berechnet werden. Nach der Methode von Jacquet–Blondel [Jac79] werden nur Hadron–Größen verwendet. Sie ist besonders für CC–Ereignisse wichtig (E_0 = Energie des einlaufenden Elektrons):

$$y_{JB} = \frac{(E-p_z)_{had}}{2E_0} \tag{3.32}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{p^2_{T,had}}{1-y_{JB}} \tag{3.33}$$

Bei der Elektron–Methode [Ben91] erfolgt die kinematische Rekonstruktion nur aus der Messung des Elektrons:

$$y_e = 1 - \frac{(E-p_z)_e}{2\,E_0} = 1 - \frac{E_e}{2\,E_0}(1 - cos\,\theta_e) \tag{3.34}$$

$$Q^2_e = \frac{p^2_{T,e}}{1-y_e} = 2\,E_0\,E_e\,(1 + cos\,\theta_e) \tag{3.35}$$

Eine genaue Beschreibung der übrigen Rekonstruktionsmethoden für NC–Ereignisse kann in [Bas97] gefunden werden.

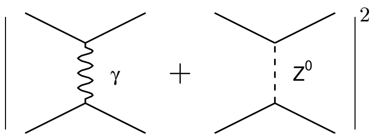
Typische Signaturen von NC–Ereignissen im Detektor sind ein Elektron und ein, bzw. bei Prozessen höherer Ordnung mehrere, hadronische Jets. Je weiter vorne das Elektron im Detektor liegt, desto größer ist im allgemeinen sein transversaler Impuls. Der gesamte hadronische Endzustand und das Elektron sind in p_T und ϕ balanciert. Auch longitudinal sind die Ereignisse ausgeglichen, ihr $(E - p_z)^{calo}$ hat einen Peak bei 55 GeV.

Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer Streureaktionen kann in führender Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung durch den *Born–Wirkungsquerschnitt* beschrieben werden. Elektroschwache Strahlungskorrekturn, d. h. Terme erster und höherer Ordnung in der Kopplungskonstanten α werden hierbei nicht berücksichtigt.

Der Born–Wirkungsquerschnitt setzt sich für die Streuung mit neutralem Strom aus jeweils einem Anteil durch γ– und Z^0–Austausch und einem zusätzlichen γ/Z^0–Interferenzterm zusammen:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{\text{Born}} =$$



(3.36)

Für die NC–Streuung ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma\left(e^{\mp}p\right)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+ \cdot F_2\left(x,Q^2\right) \pm Y_- \cdot xF_3\left(x,Q^2\right) - y^2 \cdot F_L\left(x,Q^2\right)\right] \tag{3.37}$$

mit dem typischen Q^4–Abfall der Rutherford–Streuung punktförmiger Teilchen und den kinematischen Faktoren:

$$Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2 \tag{3.38}$$

Sie berücksichtigen die Helizitätsabhängigkeit der elektroschwachen Wechselwirkung. Die longitudinale Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$ verschwindet aufgrund der Callan–Gross–Beziehung $F_2 = 2xF_1$ für Streuung an Spin $\frac{1}{2}$–Partonen ohne Transversalimpuls relativ zum Proton. Die generalisierte Strukturfunktion berücksichtigt die paritätserhaltenden Beiträge der Absorption von Photonen und Z^0. F_3 schließlich mißt die paritätsverletzenden Anteile aus dem Z^0–Austausch. Er trägt erst bei sehr großen Impulsüberträgen $Q^2 \approx M_Z^2$ signifikant bei.

Der Wirkungsquerschnitt für die CC–Streuung sieht wie folgt aus:

$$\frac{d^2\sigma\left(CC\right)}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2\left[\left(1-y\right)F_2\left(x,Q^2\right) + y^2xF_1\left(x,Q^2\right) \pm \left(\frac{y-y^2}{2}\right)xF_3\left(x,Q^2\right)\right] \tag{3.39}$$

wobei hier F_1, F_2 und F_3 analog zum NC–Fall die zum CC–Prozeß beitragenden Quardichten enthält. In Abbildung 3.4 ist der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung als Funktion von Q^2 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß aufgrund der Propagatorterme die Beiträge des W– und Z–Austauschs erst bei sehr großen Impulsüberträgen eine Rolle spielen. Auch der Unterschied zwischen e^+– und e^-–Streuung aufgrund des γ/Z^0–Interferenzterms bei den neutralen Strömen ist sichtbar [Bra97].

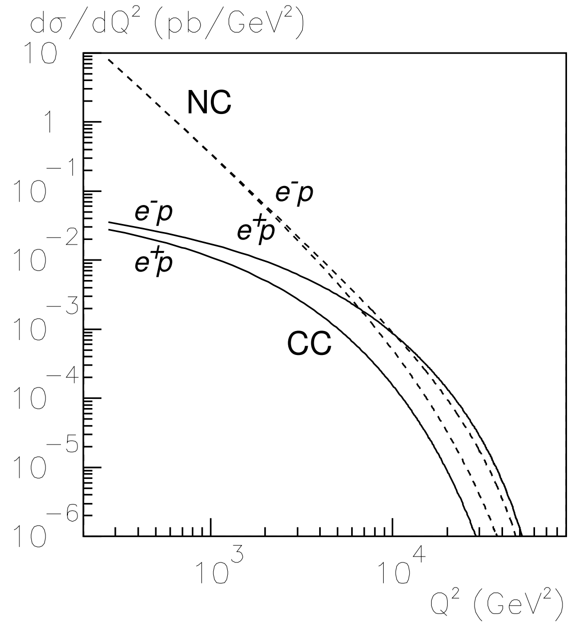


Abbildung 3.4: Wirkungsquerschnitt der NC– und CC-Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 für Elektronen und Positronen [Bra97].

3.2.2 Photoproduktion

Alle Prozesse, bei denen der Impulsübertrag auf das Elektron verschwindend klein ist ($Q^2 \approx 0$), fallen unter den Begriff Photoproduktion. Photoproduktionsereignisse werden auch kurz als $\gamma\, p$–Ereignisse bezeichnet. Das ausgetauschte Photon ist quasireell.

Die Photoproduktion ist der bei HERA dominante Prozess mit einem sehr großen totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\gamma p} \approx 150\,\mu$b. Der größte Teil davon sind „weiche“ Photoproduktionsprozesse, bei denen der Endzustand nur wenig Transversalimpuls besitzt. In dieser Arbeit wird jedoch ein besonderes Augenmerk auf Prozesse mit hohen Transversalimpulsen gelegt, so daß hier nur „harte“ Photoproduktionsprozesse von Bedeutung sind, in denen hochenergetische, stark kollimierte Hadronschauer (Jets) auftreten. Es wird zwischen *direkten* und *aufgelösten* Prozessen unterschieden.

Direkte Prozesse

Bei den sogenannten direkten Prozessen koppelt das Photon punktförmig an ein Parton des Protons. Es nimmt als Ganzes an der Wechselwirkung teil. Zur direkten Komponente der harten Photoproduktion tragen die *QCD–Compton–Streuung* und die *Boson–Gluon–Fusion* bei. Abbildung 3.5 zeigt beide Arten dieser direkten Prozesse. In der QCD–Compton–Streuung (a) streut das Photon an einem Quark, und im Endzustand sind ein Quark und ein Gluon zu beobachten, die sich als zwei Jets manifestieren. Bei der Boson–Gluon–Fusion (b) wird aus dem Photon und einem vom Proton abgestrahlten Gluon ein Quark–Antiquark–Paar gebildet.

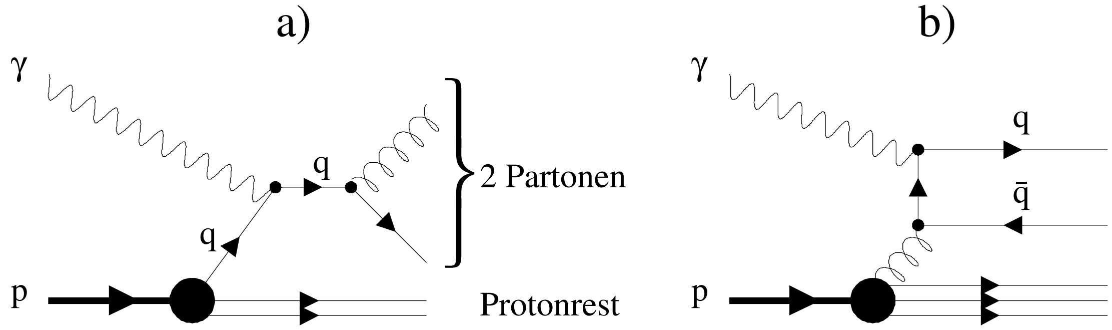


Abbildung 3.5: Direkte Photoproduktionsprozesse in niedrigster Ordnung QCD. (a) QCD–Compton–Streuung , (b) Boson–Gluon–Fusion

Aufgelöste Prozesse

Von aufgelösten (engl. resolved) Prozessen wird gesprochen, wenn das Photon nicht punktförmig, sondern mittels der starken Wechselwirkung an einem Quark streut. Es wird sozusagen die innere hadronische Struktur des Photons aufgelöst, und ein Parton des Photons streut an einem Parton des Protons. Die restlichen Partonen des Photons bilden den *Photonrest*, der im Detektor in Rückwärtsrichtung beobachtet werden kann. In solchen Prozessen kann die Photonstruktur untersucht werden. Auch hier gibt es wieder zwei verschiedene Beiträge. Zum einen kann das Photon in ein leichtes Vektormeson (ρ, ω oder ϕ) fluktuieren, das dann an einem Parton des Protons gestreut wird. Dieser Beitrag wird durch das *Vektor–Meson–Dominazmodell* (VMD) beschrieben. Zum anderen gibt es die sogenannten *anomalen* aufgelösten Photoproduktionsprozesse, bei denen das Photon in ein Quark–Antiquark–Paar fluktuiert, das zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Proton noch keine mesonische Struktur ausgebildet hat. Der anomale Anteil dominiert bei großen transversalen Energien. Abbildung 3.6 zeigt als Beispiel einen Prozeß des VMD–Modells (a) und einen anomalen aufgelösten Prozeß (b).

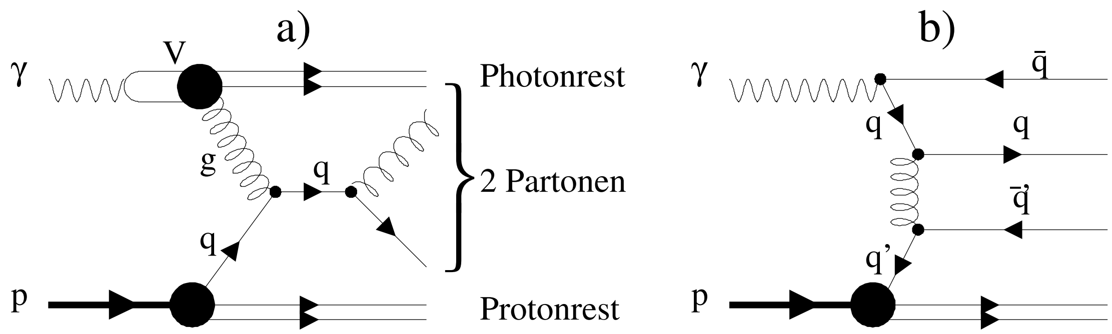


Abbildung 3.6: Aufgelöste Photoproduktionsprozesse in niedrigster Ordnung QCD. (a) Aufgelöster $\gamma\, p$–Prozeß nach dem Vektormeson–Dominanz–Modell (VMD) , (b) anomaler aufgelöster $\gamma\, p$–Prozeß

In der tiefinelastischen Streuung beschreibt die Skalenvariable x_P den Anteil des

Partonimpulses am Impuls des Protons. In analoger Weise wird in der Photoproduktion ein x_γ eingeführt, das den Bruchteil der Energie des am Streuprozeß beteiligten Partons des Photons am Photonimpuls angibt. Für direkte Prozesse gilt demnach $x_\gamma = 1$ und für den Fall des aufgelösten Photons $x_\gamma < 1$.
Im Limes $Q^2 \to 0$ gilt für die Skalenvariable y:

$$y = \frac{E_\gamma}{E_e} \tag{3.40}$$

Sie ist gleich dem maximalen Energiebruchteil des Photons an der Elektronenergie.

In den harten Streuprozessen der Photoproduktion steht nicht die gesamte Schwerpunktsenergie des Elektron–Proton–Systems $s_{ep} = 4E_eE_p$ zur Verfügung. Die quadrierte Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ des Photon–Parton–Systems ergibt sich stattdessen zu:

$$\hat{s} = y\, x_\gamma\, x_P\, s_{ep} = 4\, y\, x_\gamma\, x_P\, E_e\, E_p \tag{3.41}$$

Harte Streuprozesse niedrigster Ordnung sowohl in der direkten als auch in der aufgelösten Photoproduktion sind in der Regel an zwei Jets zu erkennen, die in p_T und ϕ balanciert sind. Im aufgelösten Fall kann eventuell ein Photonrest zu erkennen sein. Das gestreute Elektron läuft, nur wenig aus seiner Richtung abgelenkt, das Strahlrohr hinunter und kann in einem der Elektrontagger nachgewiesen werden. Bei Prozessen höherer Ordnung können z. B. durch Gluonabstrahlung auch drei oder mehr Jets auftreten.

3.2.3 Radiative Prozesse

Unter radiativen Prozessen versteht man im allgemeinen QED–Prozesse höherer Ordnung, bei denen ein oder mehrere reelle Photonen abgestrahlt werden oder virtuelle Stahlungskorrekturen vorkommen. Abgestrahlte Photonen mit hinreichend großer Energie können im Detektor beobachtet werden.

Die radiativen Prozesse mit reellem Photon werden allgemein durch:

$$e\, p \to e\, \gamma\, X \tag{3.42}$$

beschrieben. Die vier Diagramme (a)–(d) in Abbildung 3.7 tragen zu diesem Prozeß bei. Sie beschreiben die Abstrahlung eines Photons von der Leptonseite bzw. der Quarkseite. Es wird zwischen Abstrahlung im Anfangs– und im Endzustand (ISR bzw. FSR) [2] unterschieden. Da der Wirkungsquerschnitt der Abstrahlung umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des abstrahlenden Teilchens abnimmt, sind Photonabstrahlungen von der Quarkseite gegenüber der Leptonseite stark unterdrückt. Die Diagramme (e)–(f) enthalten virtuelle Strahlungskorrekturen erster Ordnung in der Kopplungskonstanten α. Hierzu gehören z. B. die sogenannten *Vertexkorrekturen* und der Austausch zweier Photonen (Box–Diagramme).

[2] ISR und FSR sind Abkürzungen für engl. Initial State Radiation und Final State Radiation.

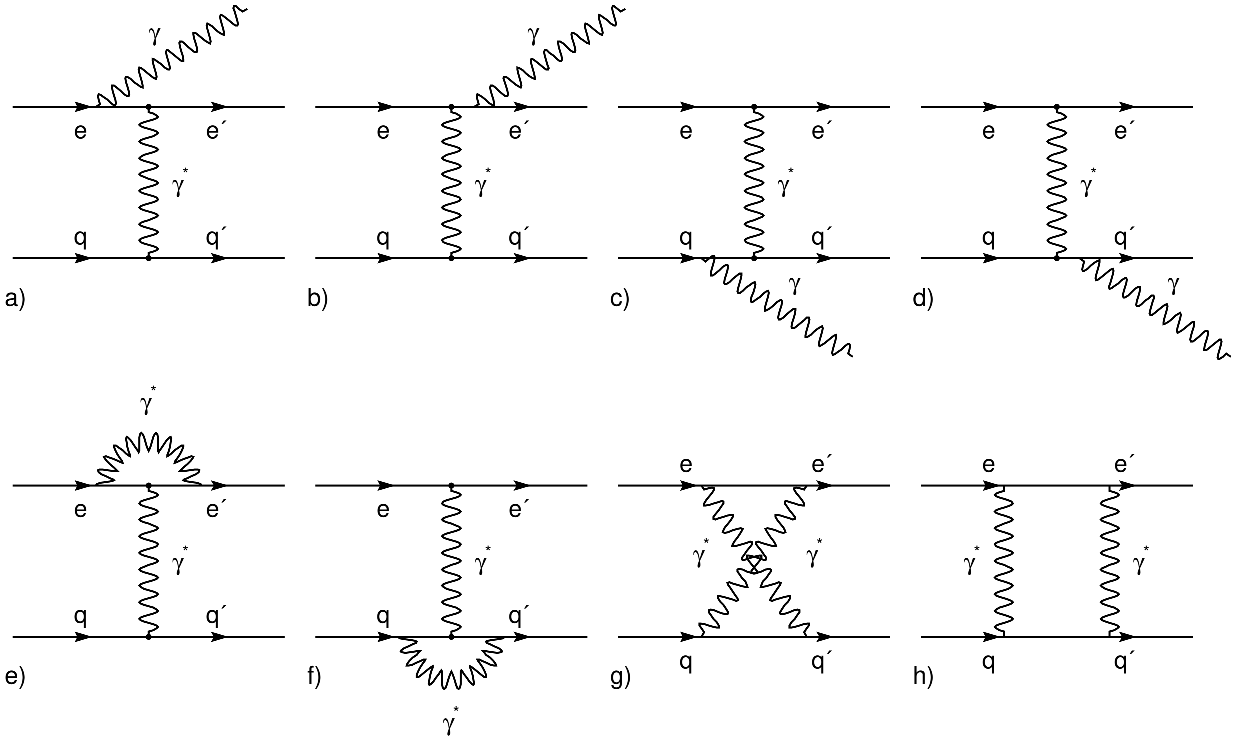


Abbildung 3.7: QED–Prozesse höherer Ordnung in α: ISR(a) und FSR(b) auf der Leptonseite sowie auf der Quarkseite (c), (d) Vertexkorrekturen (e), (f) und Zweiphotonenaustausch (g), (h)

Kinematische Einteilung der radiativen Prozesse

Der allgemeine Prozeß $e\,p \;\rightarrow\; e\,\gamma\,X$ wird kinematisch in drei verschiedene Bereiche eingeteilt. Zur Erklärung der im folgenden verwendeten Variablen sind diese in Abbildung 3.8 für zwei Beispielgraphen eingezeichnet. Mit q_1 bzw. q_1' wird der Viererimpuls des Elektronpropagators, mit q_2 der des ausgetauschten Photons bezeichnet [Sta98].

Bethe–Heitler–Bremsstrahlung

Bei diesen Bremsstrahlungsprozessen ist sowohl q_1^2 bzw. $q_1'^2$ als auch q_2^2 annähernd gleich Null. Das Elektron strahlt im Feld des Protons ein Photon ab, beide laufen unter sehr kleinen Winkeln aus. Elektron und Photon können in den e– und γ–Taggern nachgewiesen werden. Es dominiert der elastische Prozeß $ep \rightarrow e\gamma p$, d.h. die Struktur des Protons wird nicht aufgelöst. Wegen der Unabhängigkeit von der Protonstruktur kann der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß im Rahmen der QED exakt berechnet werden. Deshalb wird der Bethe–Heitler–Prozeß bei HERA zur Messung der Luminosiät verwendet.

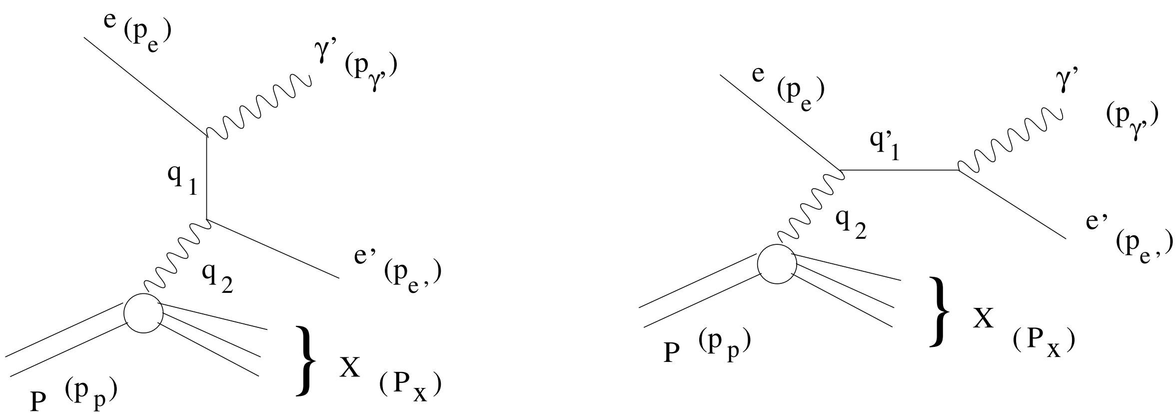


Abbildung 3.8: Feynman–Diagramme zur Erklärung der verschiedenen radiativen Prozesse von der Leptonseite aus. In Klammern sind die Viererimpulse der beteiligten Teilchen angegeben. Impulsüberträge werden mit q bezeichnet.

Radiative Korrekturen in der tiefinelastischen Streuung

Es handelt sich um die bereits erwähnten ISR– und FSR–Ereignisse, bei denen das Elektron im Anfangs– bzw. Endzustand ein Photon abstrahlt. Hierbei gilt $q_1^2, q_1'^2 \approx 0$ und $q_2^2 > 0$. Bei der ISR werden die Photonen größtenteils kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt, bei der FSR können sie zumeist in Richtung des auslaufenden Elektrons beobachtet werden. Elektronen und Photonen liegen dann meist so nahe beisammen, daß ihre Energiecluster räumlich nicht mehr getrennt werden können.

Die radiativen Korrekturen beeinträchtigen die kinematische Rekonstruktion der DIS–Ereignisse, da z.B. nach Abstrahlung eines ISR–Photons für die Elektron–Quark–Streuung nicht mehr die gesamte Schwerpunktenergie zur Verfügung steht.

In Ereignissen der tiefinelastischen Streuung kann es auch zur Abstrahlung harter, isolierter Photonen kommen (q_1^2 *bzw.* $q_1'^2$ und q_2^2 deutlich größer als Null). Diese Ereignisse sind auch in der vorliegenden Analyse von Bedeutung, da sie zu Fehlidentifizierungen von Photonen als isolierte, hochenergetische Elektronen führen können, wenn keine zuverlässige Spur vorhanden ist. Der Wirkungsquerschnitt der harten Photonabstrahlung ist allerdings viel kleiner als für die gewöhnlichen radiativen Effekte.

QED–Compton–Streuung

In QED–Compton–Ereignissen ist schließlich die Konstellation q_2^2 klein, q_1^2 bzw. $q_1'^2 > 0$ realisiert. Elektron und Photon können unter großen Winkeln gestreut werden („Weitwinkelbremsstrahlung“), und ihre invariante Masse $M_{e\gamma}$ kann große Werte annehmen. Deswegen stellen sie besonders im Zwei–Elektronen–Kanal einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an Untergrund dar. Als Signatur im Kalorimeter erhält man zwei in ϕ balancierte elektromagnetische Cluster. Das hadronische System ist wegen des kleinen Impulsübertrages auf der Protonseite selten zu sehen.

Es existiert ein elastischer und ein inelastischer Anteil der QED–Compton–Streuung. Bei elastischen Prozessen bleibt das Proton intakt, bei inelastischen findet die Wechselwirkung am Photon–Proton–Vertex zwischen Photon und Quark statt. Das Proton wird aufgebrochen.

3.2.4 Photon–Photon–Prozesse

Zwei–Photon–Prozesse ($\gamma\gamma$) sind bei HERA die Hauptquelle zur Erzeugung von Leptonpaaren. Der totale Wirkungsquerschnitt der $\gamma\gamma$–Reaktionen ist sehr groß, er fällt allerdings sehr stark mit steigenden Transversalimpulsen der entstehenden Leptonen ab ($\propto p_T^{-3}$).

Die $\gamma\gamma$–Ereignisse werden auch als 2γ–Bethe–Heitler–Ereignisse bezeichnet und zählen eigentlich mit zu den radiativen Prozessen. Ein Photon vom Proton und ein Photon vom Elektron wechselwirken miteinander und bilden ein Leptonpaar. Auch die Erzeugung eines Quark–Antiquarkpaares ist möglich, die Rate liegt allerdings weit unter der Zwei–Jet–Rate aus Photoproduktionsprozessen. In Abbildung 3.9 werden die zwei dominanten Bethe–Heitler–Diagramme der Leptonpaarerzeugung in $\gamma\gamma$–Prozessen gezeigt.

Wie bei den QED–Compton–Prozessen kann die Wechselwirkung auf der Protonseite elastisch oder inelastisch ablaufen. In einigen wenigen Fällen kann ein Jet im Vorwärtsbereich des Detektors beobachtet werden.

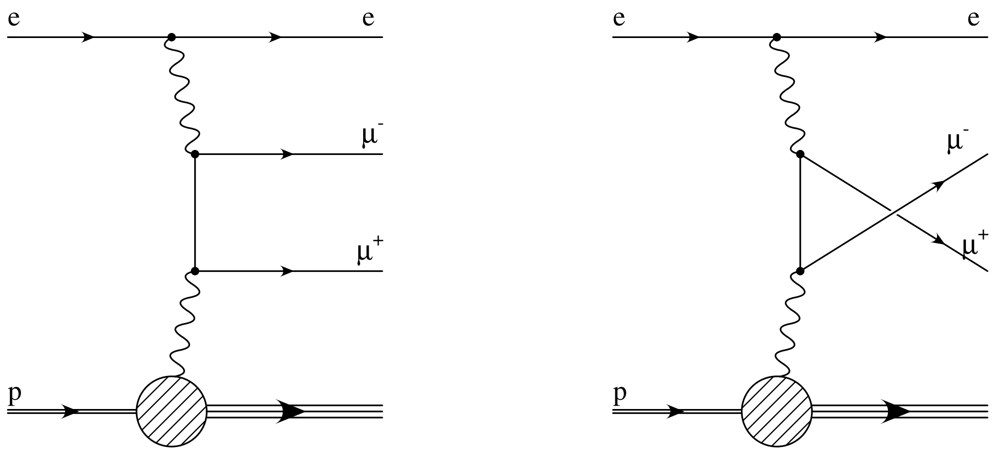


Abbildung 3.9: Die zwei dominanten Feynmandiagramme zur Erzeugung eines Leptonpaares in Photon–Photon–Wechselwirkungen [Bar99].

3.2.5 W– und Z–Produktion

Die Schwerpunktsenergie bei HERA ist groß genug zur Erzeugung reeller $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen. Die Wirkungsquerschnitte hierfür sind allerdings sehr klein. Da die transversale Energie des Elektron–Proton–Systems im Anfangszustand gleich Null ist, werden die Vektorbosonen bevorzugt mit kleinen Transversalimpulsen erzeugt.

W–Erzeugung

W–Bosonen können in e–p–Kollisionen über die Prozesse:

$$e^{\pm}p \to e^{\pm}XW^{\pm} \qquad \text{und} \qquad e^{\pm}p \to \overset{(-)}{\nu}\, XW^{\pm}$$

erzeugt werden. Dabei ist der letztere Prozeß gegenüber dem ersten um ungefähr einen Faktor 20 unterdrückt [H1C98]. Diagramme zur W–Produktion mit gestreutem Elektron im Endzustand sind in Abbildung 3.11 gezeigt. Die Diagramme (a) und (b) tragen stärker zur W–Erzeugung bei als (c), Diagramme mit zweifachem Auftreten des W–Propagators ((c),(d)) sind gegenüber denen mit Photonpropagator stark unterdrückt. Ein zusätzlicher Beitrag zur W–Erzeugung kommt von Prozessen mit aufgelöstem Photon.

Der gesamte Wirkungsquerschnitt beträgt ungefähr 0.06 *pb* pro Ladungszustand und leptonischem Zerfallskanal [H1C98]. Er nimmt für kleiner werdenden Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes X zu.

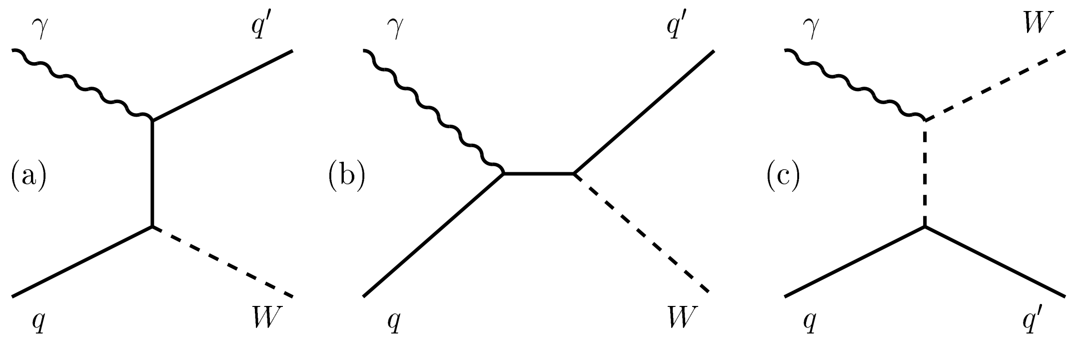


Abbildung 3.10: Beispieldiagramme zur W–Erzeugung in Wechselwirkungen zwischen Photon und Quark. In Diagramm (c) tritt ein sog. WWγ–Vertex auf, bei dem sowohl ein Photon als auch ein W an der Wechselwirkung zwischen Elektron und Quark beteiligt sind.

W–Zerfall

Das W–Boson kann nicht nur leptonisch, sondern auch hadronisch in ein Quark–Antiquark–Paar zerfallen. Die Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 3.1 angegeben. Dabei steht ℓ als Synonym für eine der drei Leptonarten e, μ, τ.

leptonisch :	$W^{\pm} \to \ell^{\pm} \overset{(-)}{\nu}$
hadronisch:	$W^{\pm} \to q\, \bar{q}'$

Eine deutliche Signatur von W–Bosonen ist demnach ein Lepton–Neutrino–Paar oder ein Jet-Paar mit hohem transversalen Impuls, dessen invariante Masse in der Nähe der W–Masse $M_W = 80,4$ GeV liegt.

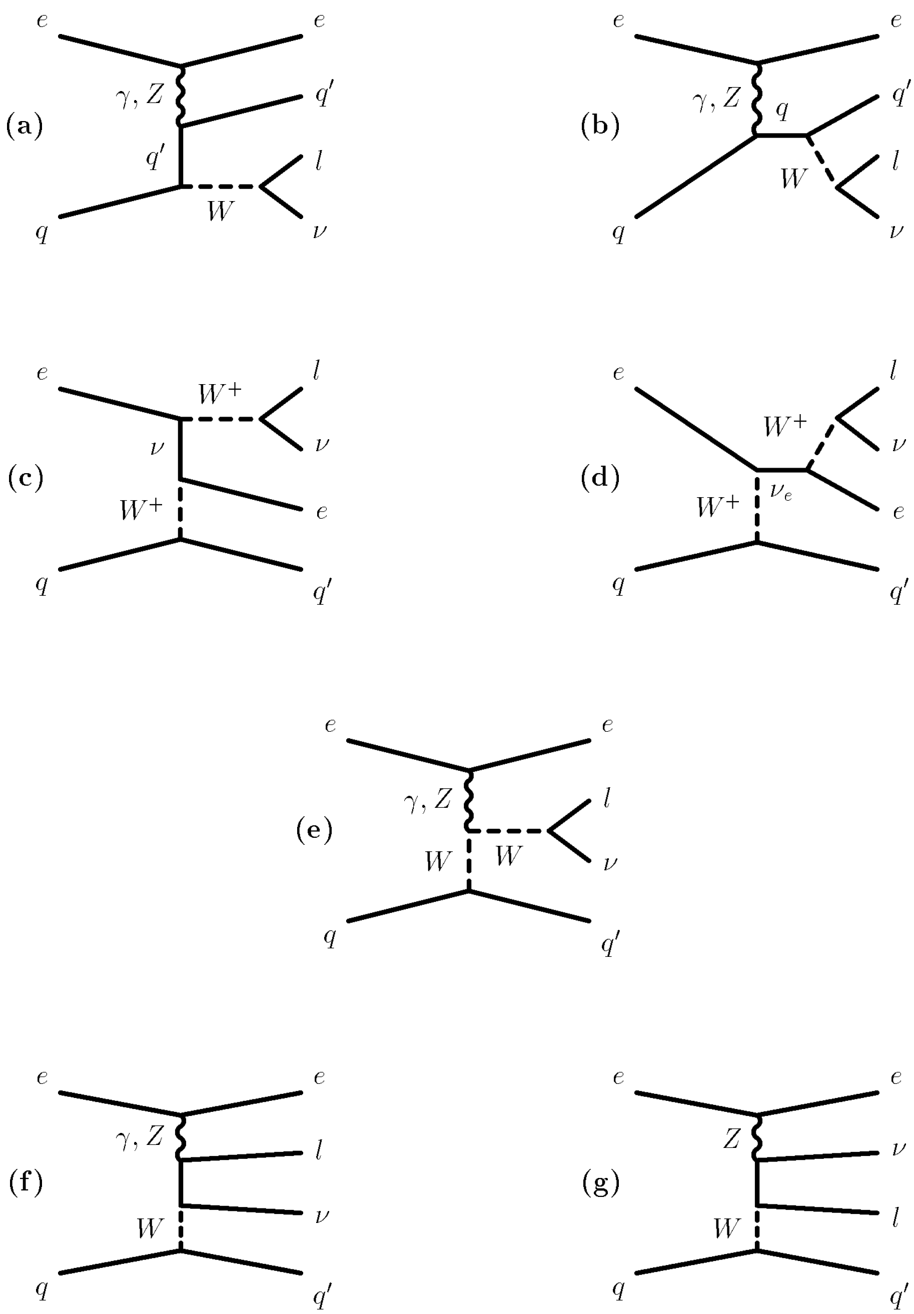


Abbildung 3.11: Feynman–Diagramme für den Prozess $eq \to eq'\ell\nu$ auf Partonniveau.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\ell^+ \nu$	$(10,7 \pm 0,3)\,\%\ \ (\cdot 3)$
Hadronen	$(67,8 \pm 1,0)\,\%$
$\pi^+ \gamma$	$< 2,2 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.1: Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des W^+–Bosons nach [EPJ98]. Dieselben Werte gelten analog für W^-.

Z–Erzeugung

Ähnlich wie bei der W–Produktion können auch reelle Z–Bosonen in den Reaktionen:

$$e^{\pm}p \to e^{\pm}XZ^0 \qquad \text{und} \qquad e^{\pm}p \to \overset{(-)}{\nu}\, XZ^0$$

erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt liegt wegen der größeren Masse $M_Z = 91,2$ GeV allerdings bei noch kleineren Werten.

Z–Zerfall

Das Z–Boson kann leptonisch in ein Lepton–Antilepton–Paar oder hadronisch in ein Quark–Antiquark–Paar zerfallen. Es existieren noch eine Reihe anderer Zerfallsarten, z.B. in Photonen, Mesonen und Photonen, etc. , die aber alle winzige Verzweigungsverhältnisse aufweisen. Die Hauptzerfallskanäle sind wieder in Tabelle 3.2 aufgeführt.

$$\begin{aligned} &\text{leptonisch}\ : Z^0 \to \ell^+\ell^-\ ,\ Z^0 \to \nu_\ell\, \bar{\nu}_\ell \\ &\text{hadronisch} : Z^0 \to q\,\bar{q} \end{aligned}$$

Ereignisse mit einem hochenergetischen Jet–Paar oder Leptonpaar mit entgegengesetzter Ladung bei einer invarianten Masse von ungefähr 90 GeV kommen demnach für Z-Zerfälle in Frage. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt der Z–Produktion so klein, daß bis dato in den gesamten bei HERA genommenen Daten nur einige wenige solcher Ereignisse erwartet werden.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\ell^+ \ell^-$	$(3,37 \pm 0,01)\,\%\ \ (\cdot 3)$
$\nu_\ell\, \bar{\nu}_\ell$	$(20,01 \pm 0,16)\,\%$
Hadronen	$(69,90 \pm 0,15)\,\%$

Tabelle 3.2: Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des Z^0–Bosons in Leptonen und Hadronen nach [EPJ98].

3.2.6 Exotische Prozesse bei HERA

Die Stärke von HERA im Vergleich auch zu anderen Beschleunigern liegt in der Kombination einer hohen Schwerpunktsenergie und eines Leptons im Anfangszustand. So können neue, Leptonzahl tragende Teilchen einzeln mit Massen bis zu 318 GeV erzeugt werden und Leptonzahl verletzende Prozesse untersucht werden. In Gegensatz dazu ist bei dem e^+e^- Beschleuniger LEP die Schwerpunktsenergie auf ca. 200 GeV beschränkt, und neue Teilchen mit Leptoinzahl koennen nur paarweise oder zusammen mit einem bekannten Lepton produziert werden. Am $p\bar{p}$ Beschleuniger TEVATRON hingegen ist zwar die Schwerpunktsenergie viel höher (1800 GeV), neue Teilchen mit Leptonzahl können allerdings ebenfalls nur paarweise und in Prozessen höherer Ordnung erzeugt werden, es sei denn sie nehmen gleichzeitig an der Starken Wechselwirkung Teil.

Dedizierte Suchen nach folgenden neuen Teilchen sind bei HERA bereits durchgeführt worden:

- Angeregte Elektronen im Prozess $e\gamma \to e^*$, wobei das γ vom proton emitiert wird. Das e^* zerfällt anschliessend in Elektron (Neutrino) und γ/Z (W).

- Angeregte Neutrinos im Prozess $eW \to \nu^*$, wobei das W von einem Quark im Proton emitiert wird. Der Zerfall ist hier ganz analog zum Zerfall des e^*.

- Leptoquarks im Prozess $eq \to LQ \to eq$ (νq), wobei das Quark (q) wieder aus dem Proton stammt.

- Supersymmetrische Quarks $\tilde{q}$ im Prozess $eq \to \tilde{q}$. Das $\tilde{q}$ zerfällt hier wie ein Leptoquark oder aber in ein Quark und andere supersymmetrische Teilchen, die zumeist wiederum in 2 oder 3 andere, bekannte Teilchen zerfallen.

Fuer praktisch alle diese Teilchen gibt es aus diesen Suchen bereits jetzt Massengrenzen im Bereich oberhalb von 200 GeV, die allerdings typischerweise noch von weiteren Modellparametern abhängen. Wie man sieht sollten alle diese Teilchen gefunden werden könen wenn man, wie in dieser Arbeit, die 2 und 3-Koerper invarianten Massenverteilungen von Ereignissen mit entsprechendem Endzustand untersucht. Darüberhinaus mag es natürlich auch andere nicht vorhergesagte und daher bisher nicht erkannte neue Teichen geben, die in einer generelleren Suche gefunden werden könen.

Neben diesen direkten Suchen, bei denen neue Teilchen im wesentlichen im $s-$Kanal produziert werden, könen neue Teilchen jedoch auch nur virtuell zum Beispiel im $t-$ oder $u-$Kanal ausgetauscht werden. In diesem Fall könen sie nachgewiesen werden, wenn sie entweder zu einem im Standardmodell verbotenem Endzustand führen, oder aber wenn sie z.B. durch Interferenz mit Standard Modell Prozessen zu einer Änderung eines vorhergesagten Wirkungsquerschnittes beitragen. Hier wird also kein Überschuss bei einer bestimmten Masse zu erwarten sein, sondern lediglich systematische Abweichungen in differentiellen Spektren wie z.B. dem Transversalimpuls oder auch der Invarianten Masse. Ein Beispiel hierrfür sind Kontakt Wechselwirkungen im Prozess $eq \to eq$.

3.3 Monte–Carlo–Simulation

3.3.1 Monte–Carlo–Generatoren

Zur Simulation der physikalischen Prozesse in der e–p–Streuung bei HERA werden verschiedenen Programmpakete verwendet. Mit ihnen werden Streuereignisse generiert entsprechend den für die jeweiligen Prozesse vorausgesagten Wirkungsquerschnitten und unter Verwendung einer Partondichteverteilung des Protons, für die es verschiedene Parametrisierungen gibt.

Zur Generierung von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung mit neutralem und geladenem Strom wird in dieser Arbeit das DJANGO–Programmpaket verwendet, das aus einer Kombination von LEPTO und HERACLES besteht. Es wird die Partondichteverteilung MRSH verwendet. LEPTO ist ein e-p–Ereignisgenerator. Er berücksichtigt elektroschwache Strahlungskorrekturen erster Ordnnung. HERACLES schließt QCD–Effekte höherer Ordnung ein. Die Beschreibung von Partonschauern erfolgt über ARIADNE (Farb–Dipol–Modell), die Fragmentation des hadronischen Endzustandes wird von JETSET simuliert (Lund–String–Modell).

Photoproduktionsereignisse werden durch den Generator PYTHIA erzeugt. Er basiert auf QCD–Berechnungen in führender Ordnung und schließt Partonstrahlungseffekte im Anfangs– und Endzustand ein. Die Fragmentation erfolgt wieder über JETSET. QED–Compton–Ereignisse werden mit dem Generator WABGEN, Photon–Photon–Prozesse mit dem Generator LPAIR für Leptonpaarproduktion erzeugt. Für die Monte Carlos zur W–Produktion wird der Generator EPVEC verwendet. Eine genaue Beschreibund der verschiedenen Monte–Carlo–Generatoren ist in [HWS91] zu finden.

Bei den Monte–Carlo–Simulationen der tiefinelastischen Streuung mit neutralen und geladenen Strömen werden die Unterschiede in der Schwerpunktsenergie und dem Vorzeichen der Elektronladung für die Daten der Jahre 1997-99 getrennt berücksichtigt. Bei den Simulationen aller anderen Prozesse wird nur der Unterschied in der Schwerpunktenergie berücksichtigt. Für die Photoproduktion steht nur ein Monte Carlo mit einer Schwerpunktenergie von 820 GeV zur Verfügung.

3.3.2 Detektorsimulation

Bei der Analyse eines physikalischen Prozesses muß das Verhalten des Detektors bezüglich dieses Prozesses möglichst genau bekannt sein. Verschiedene Detektorkomponenten können sich gegenseitig beeinflußen und inaktives Material im Detektor muß berücksichtigt werden. Deswegen wird die Detektorantwort für jedes Ereignis mit einem Programmpaket names GEANT simuliert. Dies beinhaltet die Geometrie und Materialeigenschaften der verschiedenen Komponenten des H1–Detektors. Anschließend werden die simulierten Ereignisse analog zu den gemessenen Daten rekonstruiert.

Kapitel 4

Datenselektion

In diesem Kapitel soll die Datenselektion im Hinblick auf die Suche nach neuer Physik beschrieben werden. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf Ereignissen mit hochenergetischen Leptonen und Jets. Aus dem Basisdatensatz werden Untergrundereignisse entfernt und notwendige physikalische Schnitte werden besprochen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden die Daten der Jahre 1997 bis 1999 verwendet. Bis Ende 1997 betrug die Energie der Strahlprotonen 820 GeV, danach wurde sie auf 920 GeV erhöht. 1997 und das zweite Halbjahr 1999 lief HERA mit Positronen, 1998 und Anfang 1999 mit Elektronen. Zur einfachen Darstellung wird im folgenden nur noch von Elektronen gesprochen. Nur wenn der Unterschied zwischen Elektronen und Positronen von Bedeutung ist, wird explizit von Positronen die Rede sein.

4.1 Vorselektion der Daten

4.1.1 Technische Vorselektion

Bevor eine Selektion der Daten nach physikalischen Gesichtspunkten vorgenommen werden kann, muß sichergestellt werden, daß die zur Verfügung stehenden Daten gewissen Qualitätskriterien genügen. Zu diesem Zweck wird der Status der wichtigsten Detektorkomponenten überwacht. Nominalwerte der Hochspannung sind für die folgenden Komponenten notwendig, um die Betriebsbereitschaft zu garantieren:

- LAr–Kalorimeter
- zentrale Spurkammer CJC1 oder CJC2
- Luminositätssystem
- Flugzeitsystem (TOF)

Die Funktionsfähigkeit des Flüssig–Argon–Kalorimeters zur Energiemessung ist unerlässlich. Die zentralen Spurkammern sind für die Vertexbestimmung [1] und die zuverlässige Rekonstruktion von Spuren wesentlich. Das Funktionieren der Luminositätsdetektoren garantiert die Berechenbarkeit der Luminosität der Daten. Es werden nur

[1] *Vertex* = Wechselwirkungspunkt. Unter Primärvertex versteht man den Wechselwirkungspunkt der Elektron–Proton–Kollision. Sekundäre Vertizes kommen z.B. bei Teilchenzerfall vor.

Runs verwendet, die als „Good“ oder „Medium“ eingestuft sind. Eine weitere Runselektion wird nicht vorgenommen.

Zusätzlich zum Flugzeitsystem wird noch der *Spurkammerereigniszeitpunkt* T_0^{CJC} benutzt, um Untergrund zu unterdrücken, der nicht aus Elektron–Proton–Kollisionen stammt (s. Kapitel 4.2.1). Der Spurkammerereigniszeitpunkt wird aus der Driftzeit von Treffer in der CJC bestimmt, die zu Spuren gehören, die die Drahtebenen kreuzen. in der CJC gemessen ab dem Zeitpunkt der Kollision im Wechselwirkungspunkt.

In Abbildung 4.1 ist zur Illustration die T_0^{CJC}–Verteilung in CJC–Zeiteinheiten für ein schon bereinigtes NC–Datensample des Jahres 1997 gezeigt. Durch die Standardselektion für Ereignisse mit neutralem Strom ist schon ein großer Teil des Untergrundes beseitigt. Die Peaks entsprechen den Zeitpunkten der Bunch–Crossings, zeitlich dazwischenliegende Ereignisse sind mit Elektron–Proton–Kollisionen nicht korrelierter Untergrund. In dieser Arbeit werden alle Ereignisse verworfen, die nicht im Hauptpeak oder dem 1. Nebenpeak der T_0–Verteilung der jeweiligen Datennahmeperiode liegen.

4.1.2 Ereignisklassifizierung

In der 5. Triggerstufe (L5) werden die akzeptierten Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten in verschiedene Ereignisklassen eingeteilt. Bei der Datenselektion kann dieses Klassifizierungsschema ausgenutzt werden, um eine Vorauswahl derjenigen Ereignisse zu treffen, die typische Signaturen der gewünschten physikalischen Prozesse aufweisen.

Da in dieser Arbeit eine Vielzahl verschiedener Kanäle untersucht wird, die z.B. Zerfallskanälen noch unentdeckter Teilchen entsprechen könnten, kommt eine ganze Reihe von Ereignisklassen für die Selektion in Betracht. Es wird besonders nach Ereignissen Ausschau gehalten, die Elektronen, Myonen oder Jets mit hohen Transversalimpulsen enthalten oder einen hohen fehlenden Transversalimpuls aufweisen. Letztere sind Ereignisse mit potentiellen Neutrinokandidaten.

Da sich das L5–Klassifizierungsschema zwischen 1997 und 1998 grundlegend geändert hat, müssen für die Jahre 1997 und 1998–99 zwei verschiedene Vorselektionen verwendet werden. Die ausgewählten Ereignisklassen beider Vorselektionen werden im folgenden kurz aufgeführt. Die Auswahl der Klassen orientiert sich an den Teilchen, nach denen gesucht wird. Für manche Klassen werden noch zusätzliche stärker selektierende Schnitte gefordert, um das Datenvolumen zu reduzieren.

Vorselektion 1997

Verwendete Klassen:

- Ereignisse mit neutralem Strom (NC) (Klasse 8)
- Ereignisse mit geladenem Strom (CC) (Klasse 8)
- Tiefinelastische Streuung mit hohem Q^2 (Klasse 9)
- J/ψ–Ereignisse (Klasse 17)
- ρ–Ereignisse (Klasse 18)

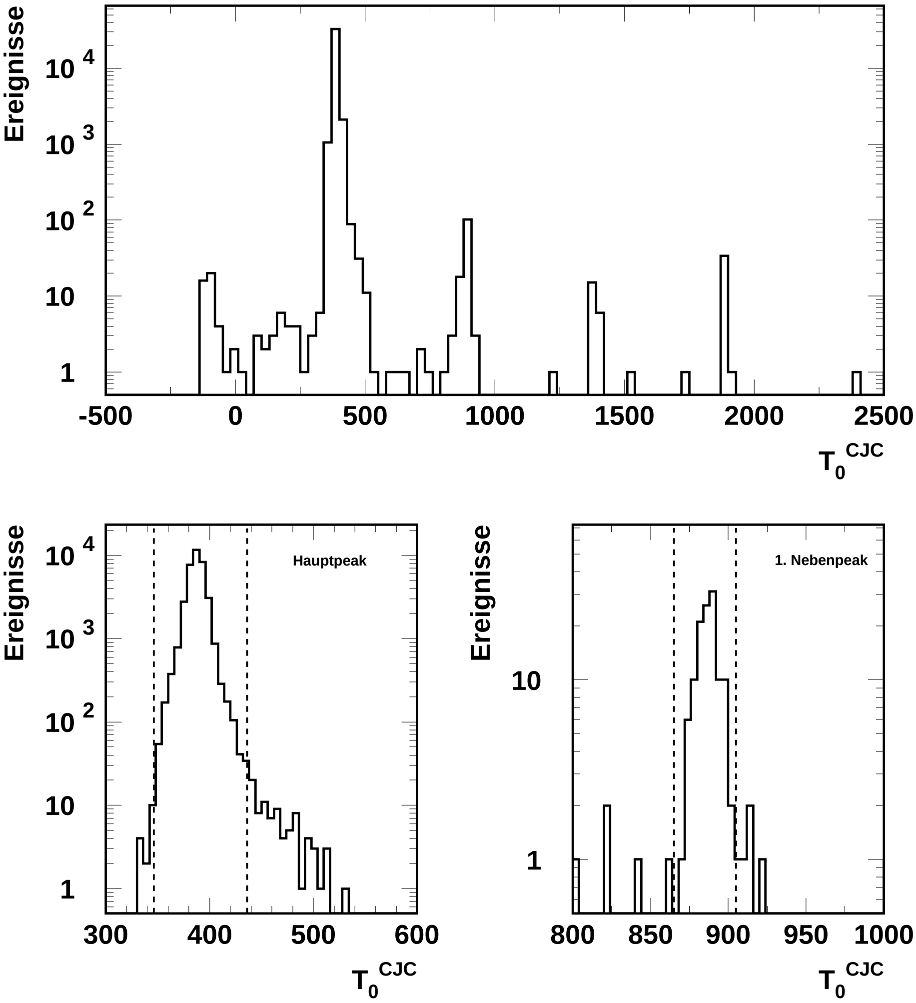


Abbildung 4.1:
Oben: T_0^{CJC}–Verteilung in CJC–Zeiteinheiten für ein NC–Sample aus dem Jahr 1997. Zwischen den Maxima liegen Untergrundereignisse, die durch die NC–Selektion nicht beseitigt wurden.
Unten: Schnitte auf Ereignisse im Hauptpeak und ersten Nebenpeak der T_0–Verteilung.

- Charm–Ereignisse, semileptonische Zerfälle (Klasse 24)
- Leptonpaare mit hohem p_T (Klasse 18)
- Jet–Jet–Ereignisse (Klasse 20)
- Tiefinelastische Streuung mit Jets (Klasse 27)
- Spectakuläre HOTLINE–Ereignisse (interessante Ereignisse aus verschiedenen Bereichen) (Klasse 26)

Vorselektion 1998-99

Verwendete Klassen:

- Tiefinelastische Streuung mit hohem Q^2 (NC) (Klasse 4)
- Ereignisse mit fehlendem E_T (CC) (Klasse 6)
- Jet–Ereignisse mit hohem E_T (Klasse 7)
- Ereignisse mit einer hochenergetischen CJC–Spur (Klasse 8)
- Ereignisse mit einer hochenergetischen Vorwärtsspur (Klasse 9)
- Ereignisse mit Elektron im LAr–Kalorimeter (Klasse 19)

Anforderungen an beide Vorselektionen

Zusätzlich zur Auswahl der oben aufgeführten Klassen wird für jedes Ereignis eine Suche nach Elektronen durchgeführt (s. Kapitel 5.2) und der gesamte fehlende Transversalimpuls im Kalorimeter ermittelt. An die einzelnen Leptonkandidaten bzw. Jets werden in beiden Vorselektionen dieselben Anforderungen gestellt. Sie sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Die auf diese Weise vorselektierten Daten sollten somit Elektronen, Myonen, Jets und Neutrinokandidaten mit hohem Transversalimpuls enthalten.

Elektronen	Myonen	Jets	Neutrinos
mind. ein Elektron mit $E_e > 6$ GeV	mind. eine Spur vom Vertex mit $p_{T,Spur} > 10$ GeV	mind. ein Jet mit $p_{T,Jet} > 40$ GeV **oder** zwei Jets mit $p^{1,2}_{T,Jet} > 20$ GeV **oder** $E_T^{calo} > 50$ GeV	$p_T^{calo} > 10$ GeV

Tabelle 4.1: Anforderungen an die Ereignisse mit Leptonkandidaten bzw. Jets bei der Vorselektion der Daten.

4.1.3 Luminosität

Bei der Bestimmung der Luminosität der benutzten Daten werden Korrekturen auf Detektorstatus und Satelliten–Bunches berücksichtigt. Bei einer Beschränkung des z–Vertizes (s. Kapitel 4.3.1) müssen die Satelliten–Bunches in der Luminositätsberechnung berücksichtigt werden.

Das Datensample der Jahre 1997–1999 hat nach allen Korrekturen eine gesamte integrierte Luminosität von 55,34 $pb^{-1} \pm 3{,}2\%$. Aus Tabelle 4.2 ist ersichtlich, wie sie sich auf die einzelnen Jahre aufteilt. Der Fehler der Gesamtluminosität wird konservativ als größter Fehler aller Jahre angenommen.

	97 e^+	98 e^-	99 e^-	99 e^+	total
$L\,[pb^{-1}]\,,\delta L\,[\%]$	24,06 , 1,5%	4,19 , 2,1%	11,81 , 2,3%	15,28 , 3,2%	55,34 , 3,2%

Tabelle 4.2: Integrierte Luminosität der Daten 1997 bis 1999 mit Fehler der Luminositätmessung.

4.2 Untergrundunterdrückung

4.2.1 Untergrund

Der nach rein technischen Gesichtspunkten und anhand der Ereignisklassen ausgewählte Datensatz enthält noch einen beträchtlichen Anteil an Untergrundereignissen. Es wird zwischen *ep–induziertem* und *nicht–ep–induziertem* Untergrund unterschieden. Alle Ereignisse der selektierten Daten, die in der Analyse unerwünschten oder störenden Standardmodellprozessen entstammen, werden als ep-induzierter Untergrund bezeichnet. Er spielt bei der Suche nach neuer Physik eine große Rolle, da hier im Prinzip alle bekannten Prozesse des Standardmodells als Untergrund zu betrachten sind.

Hauptquellen für Untergrundereignisse aus nicht–ep–Wechselwirkungen sind:

- **Halo–Myonen:** Verlassen Strahlprotonen ihre Sollbahn und kollidieren mit dem Strahlrohr, können Myonen erzeugt werden, die parallel zum Strahl weiterfliegen. Wegen eines langen, geraden Strahlrohrstücks vor Erreichen des Detektors können diesen selbst weit außerhalb erzeugte Halo–Myonen noch durchfliegen. In solchen Ereignissen können Sekundärteilchen aus einem Myonschauer im Kalorimeter die Spurkammer durchqueren und einen Vertex vortäuschen.

- **Kosmische Myonen:** Sie entstehen in Kollisionen kosmischer Teilchen mit der Atmosphäre. Myonen aus der Höhenstrahlung durchfliegen den Detektor meist in vertikaler Richtung und können sowohl eine Spur in der Spurkammer hinterlassen, als auch im Kalorimeter durch Myonbremsstrahlung einen Schauer erzeugen. Ein Vertex kann von der Myonspur direkt oder von Sekundärteilchen erzeugt werden.

- **Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Ereignisse:** Kollidieren Strahlteilchen mit der Strahlrohrwand oder mit Restgasatomen in der Nähe oder innerhalb des Detektors, wird eine große Anzahl von Teilchen erzeugt. Diese Ereignisse sind an einer Vielzahl von Spuren zu erkennen, die durch Kombinatorik den z–Vertex–Trigger auslösen. Der eigentliche Vertex liegt bei den Strahl–Wand–Ereignissen im Bereich des SPACAL. Nimmt man für das Gasatom die Masse eines Nukleons an, so steht für Elektron–Gas–Ereignisse eine maximale Schwerpunktsenergie von 7 GeV zur Verfügung, für Proton–Gas–Ereignisse sind es 40 GeV (820 GeV Protonen) bzw. 43 GeV (920 GeV Protonen). Der Elektron–Strahl–Untergrund ist demnach, besonders für Ereignisse mit hohem Transversalimpuls, stark unterdrückt.

- **Overlay–Ereignisse:** Dies sind Ereignisse aus einer Elektron-Proton-Kollision, die von einem der oben genannten Prozesse überlagert sind. Overlay–Ereignisse sind besonders schwierig zu erkennen und herauszufiltern.

- **Kohärentes Rauschen im Kalorimeter:** Kohärentes elektronisches Rauschen in den Kalorimeterzellen kann zu hohen Energien im Kalorimeter führen. Zur Unterdrückung des Rauschens wird in dieser Arbeit eine Routine verwendet, die eine Mustererkennung angesprochener Kalorimeterzellen durchführt [Lem99]. Ereignisse mit identifizierten kohärenten Rauschmustern werden nicht zur Analyse verwendet.

4.2.2 Reduktion von Untergrund

Die Reduktion des Untergrunds durch kosmische und Halo-Myonen erfolgt mit einem Programmpacket (QBGFMAR), in dem mehrere Untergrundsuchroutinen kombiniert sind. Die Untergrundereignisse werden anhand ihrer topologischen Eigenschaften identifiziert. [Cha98]

Zur Identifizierung von Halo-Myonen werden fünf Suchroutinen benutzt, die nach einem langen, horizontalen Muster in den verschiedenen Detektorkomponenten suchen. Die typische Signatur von Halo-Myonen ist eine in der r–ϕ–Ebene stark konzentrierte Energiedeposition (s. Abbildung 4.2).
Es wird nach folgenden Mustern gesucht:

1. Lange, horizontale Energiedepostion im LAr–Kalorimeter
2. Energiedeposition in der Rückwärtsendkappe des Instrumentierten Eisens und dazu passendes longitudinales Muster im LAr–Kalorimeter
3. Zwei gegenüberliegende Spuren in der Vorwärts- und Rückwärtsendkappe des Eisens
4. Energiedeposition in der Rückwärtsendkappe des Eisens und im inneren Vorwärtsbereich des LAr–Kalorimeters
5. Energiedeposition im Vorwärtsbereich des LAr–Kalorimeters passend zu einem Cluster im SPACAL

Kosmische Myonen werden mit Hilfe fünf weiterer Suchroutinen erkannt. Sie suchen nach einander gegenüberliegenden vertikalen Spuren bzw. Energiedepositionen (s. Abbildung 4.3):

1. Zwei einander gegenüberliegende Spuren im Myonsystem
2. Die gesamte Energie im LAr–Kalorimeter liegt in Verlängerung einer Spur im Myonsystem
3. Die gesamte Energie im LAr–Kalorimeter liegt auf der Verbindungslinie zweier Cluster im Tail–Catcher
4. Zwei einander genau gegenüberliegende Spuren in der CJC
5. Langer, schmaler LAr–Cluster mit geringem Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter

Die Filterung von kosmischen und Halo-Myonen bewirkt eine starke Reduktion des Untergrunds in den Daten, eine hundertprozentige Effizienz ist allerdings nicht zu erwarten. Deswegen müssen bei der Analyse der Daten für einige Kanäle zusätzliche Kriterien zur Untergrundunterdrückung gefordert werden. Im Zwei–Myonen–Kanal wird z.B. verlangt, daß beide Myonen nicht gleichzeitig in η und in ϕ einander gegenüberliegen. Näheres dazu ist bei der Analyse der jeweiligen Kanäle zu finden.

4.3 Physikalische Schnitte

4.3.1 Vertexposition

Für jedes Ereignis wird ein primärer Ereignisvertex gefordert. Die Effizienz der Rekonstruktion eines Primärvertizes liegt bei über 99% [H1C99]. Zur Rekonstruktion des Ereignisvertizes werden sowohl zentrale Spuren als auch Spuren in der Vorwärtsspurkammer benutzt. Die Auflösung der Vertexposition ist für reine Vorwärtsspuren allerdings deutlich schlechter als für Spuren in der zentralen Spurkammer. Dies liegt an Vielfachstreuungen im Material der vorderen Spurkammern und an der schwierigeren Extrapolation sehr flacher Teilchenbahnen. [Schö96]

Die z–Koordinate des Wechselwirkungspunkts wird aus mehreren Gründen eingeschränkt auf einen Bereich von:

$$|z\text{–Vertex}-\langle z\text{–Vertex}\rangle| < 40 \text{ cm}$$

mit einer mittleren Vertexverschiebung von:

$$\langle \text{z–Vertex} \rangle = \begin{cases} -0,9 \text{ cm} & \text{für } 1997\, e^+ \\ -0,8 \text{ cm} & \text{für } 1998\, e^- \\ -0,5 \text{ cm} & \text{für } 1999\, e^- \\ -0,2 \text{ cm} & \text{für } 1999\, e^+ \end{cases}$$

(a) (b)

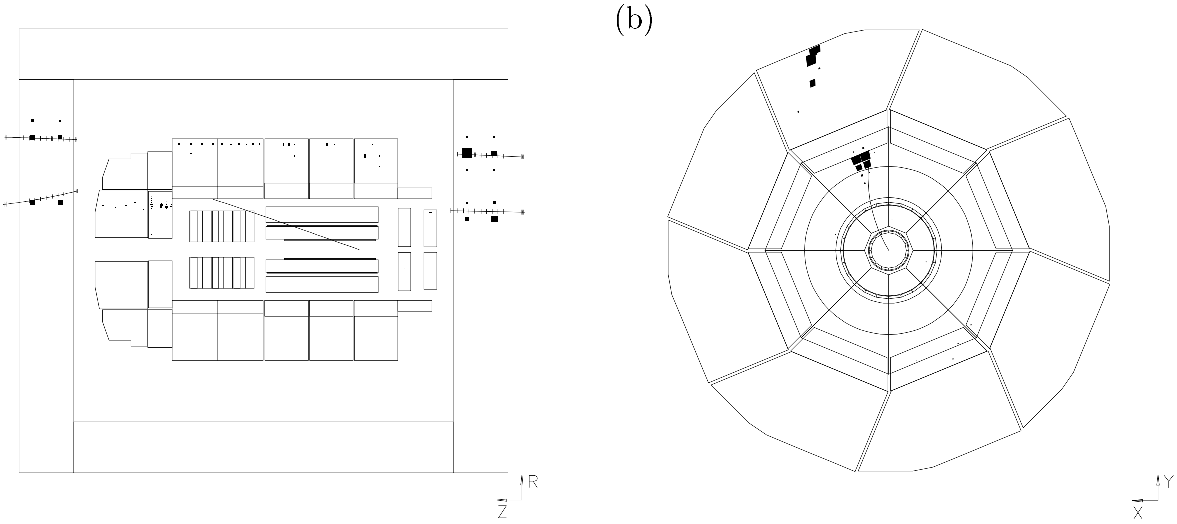


Abbildung 4.2: Ereignis mit zwei Halo-Myonen, gefunden von allen fünf Halo-Suchroutinen. (a) r–z–Ansicht, (b) r-ϕ–Ansicht.

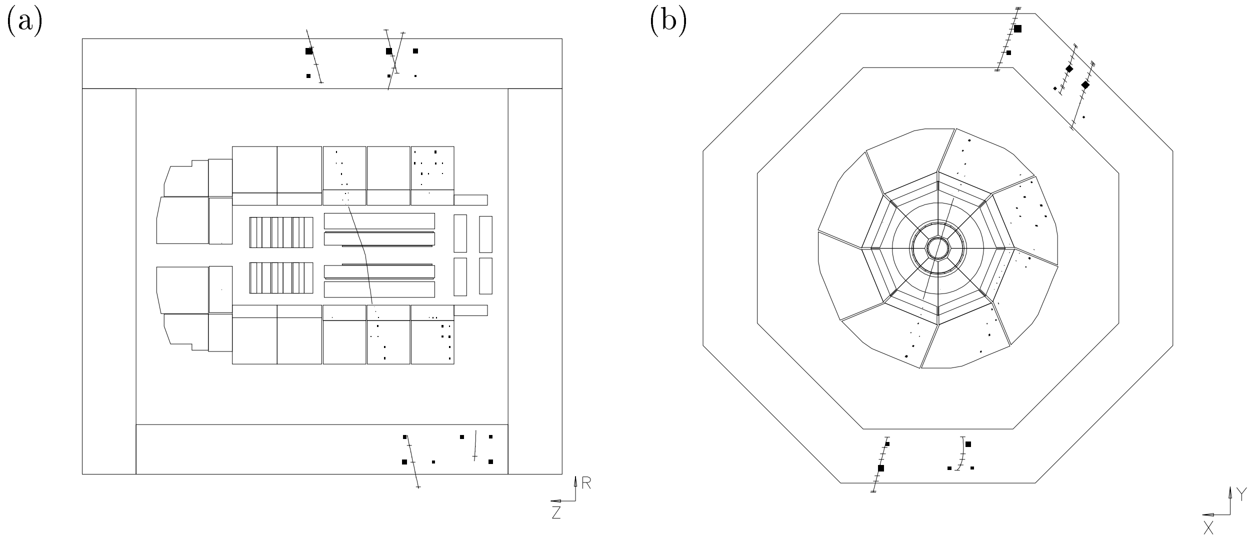


Abbildung 4.3: Ereignis mit mindestens zwei kosmischen Myonen.
(a) r–z–Ansicht, (b) r-ϕ–Ansicht

Außer einer weiteren Unterdrückung von Untergrund aus nicht-ep–Wechselwirkungen, sind zum einen alle LAr–Triggertürme auf den nominalen Wechselwirkungspunkt ausgerichtet, und zum anderen kann der Winkelbereich der zentralen Spurkammer optimal ausgenutzt werden.

4.3.2 Schnitt in $\mathbf{E - P_z}$

Werden im Detektor (inklusive Elektron– und Photontagger) alle Teilchen aus einer Elektron–Proton–Reaktion nachgewiesen, so muß das gesamte $E - p_z$ dieser Teilchen als Erhaltungsgröße einen Wert von 55 GeV besitzen:

$$\begin{aligned} (E - P_z)^{gesamt} = \sum_i (E - P_z)_i &= E_p - p_{z,p} + E_e - p_{z,e} \\ &= 2 \cdot E_e = 55 \text{ GeV} \end{aligned} \tag{4.1}$$

Leicht höhere Werte von $E - p_z$ (bis zu ca. 70 GeV) können durch Fluktuationen in der Energiemessung zustandekommen. Noch höhere Werte sind jedoch ein Indiz dafür, daß ein Teilchen außerhalb des Detektors Energie im Kalorimeter deponiert hat, oder zufälligerweise noch Signalbeiträge von einer Wechselwirkung enthalten sind, die zu einer zeitlich früheren Wechselwirkung gehören. Deswegen wird ein Schnitt auf das gesamte im Kalorimeter gemessene $E - p_z$ von

$$(E - p_z)^{calo} < 75 \text{ GeV}$$

eingeführt.

4.3.3 Selektion auf die Energie im SPACAL

In die vorliegenden Analyse steht nur eine Monte Carlo–Simulation mit neutralem Strom für Viererimpulsüberträge $Q^2 \geq 60$ GeV zur Verfügung. Bei Ereignissen mit kleinerem Q^2 werden die Elektronen in den Rückwätsbereich des Detektors gestreut, dieser Bereich kann also nicht untersucht werden. Deswegen wird im Analyseteil für jeden Kanal mit nicht zu vernachlässigendem Anteil an Ereignissen mit neutralem Strom ein Schnitt auf die Energie im elektromagnetischen SPACAL durchgeführt. Es wird gefordert:

$$E \text{ (elm. SPACAL)} < 5 \text{ GeV}$$

Dadurch wird die Region mit niedrigem Q^2 ausgeklammert.

Zusammenfassung:

Eine kurze Übersicht über die wesentlichen Schritte der Datenselektion vom Basisdatensatz bis zum Datensample, das zur Analyse verwendet wird, ist in Abbildung 4.4 gegeben. Alle weiteren Schnitte werden im Analyseteil speziell für die einzelnen Kanäle eingeführt und besprochen.

Basisdatensatz

$\Downarrow$

Detektorstatus CJC–Timing Ereignisklassen	$\longrightarrow$	Unterdrückung von kosmischen und Halo–Ereignissen	$\longrightarrow$	$\lvert z\text{–Vertex}-\langle z\text{–Vertex}\rangle\rvert < 40$ cm $(E - p_z)^{calo} < 75$ GeV evtl. E(elm.SPACAL) < 5 GeV

$\Downarrow$

Analyse–Datensatz

Abbildung 4.4: Übersicht der Datenselektion vom Basisdatensatz bis zum Analyse–Datensatz.

Kapitel 5

Teilchenidentifikation

Für die Suche nach neuen Signaturen in der Teilchenphysik ist eine effiziente und zuverlässige Teilchenidentifikation von grundlegender Bedeutung. In diesem Kapitel wird auf die Suche nach Elektronen, Myonen und Jets im H1-Detektor eingegangen und die damit zusammenhängenden Möglichkeiten und Probleme werden diskutiert.

5.1 Selektion von Spuren

5.1.1 Spurrekonstruktion

Die Messung der Bahn eines geladenen Teilchens in den Spurkammern beruht auf Driftzeit– und Ladungsinformationen der einzelnen Treffer an den Signaldrähten. Aufgrund des Magnetfeldes ist die Teilchenbahn gekrümmt, aus der Krümmung kann der Transversalimpuls bestimmt werden. Die Spur eines Teilchens kann durch fünf Größen parametrisiert werden:

κ : Bahnkrümmung

ρ_{DCA} : Kleinster radialer Abstand der Spur von der Strahlachse
(DCA = Distance of Closest Approach)

z_{DCA} : z–Koordinate im Punkt mit DCA

θ_{DCA} : Polarwinkel im Punkt mit DCA

ϕ_{DCA} : Azimut im Punkt mit DCA

In den zentralen Spurkammern werden aus den Treffern zunächst Spursegmente rekonstruiert. In der r–ϕ–Ebene wird ein Kreissegment an sie angepaßt, und die Spurstücke werden verbunden. Da die Auflösung der CJC in der r–z–Ebene aufgrund der Ladungsteilungsmethode viel schlechter ist als in r–ϕ, werden zur linearen Anpassung in r–z die Treffer in den z–Kammern CIZ und COZ berücksichtigt. Schließlich wird versucht, für alle Spuren mit kleinem ρ_{DCA} einen gemeinsamen Ereignisvertex zu finden. Existiert ein solcher Vertex, kann die Bestimmung von Richtung und Transversalimpuls der Spuren durch eine Anpassung der Spurparameter unter Berücksichtigung des Vertizes verbessert werden.

In den Vorwärtsspurkammern wird getrennt nach Spursegmenten in den planaren und den radialen Kammern gesucht. Es wird in r–ϕ eine parabelförmige und in r–z eine lineare Anpassung vorgenommen. Die Parameter einer helixförmigen Bahn werden bestimmt und wenn möglich ein Vertexanpassung vorgenommen. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren in den Vorwärtsspurkammern liegt um einiges tiefer als in der CJC. Sofern es möglich ist, werden mit Hilfe eines Kalman–Filters Spuren der zentralen Spurkammern mit denen der vorderen Kammern zu einer „kombinierten Spur" verbunden und gemeinsame Spurparameter bestimmt.

5.1.2 Spurenselektion

Nicht jede rekonstruierte Spur kann in der Datenanalyse verwendet werden. Zum einen werden bei Vorhandensein mehrerer Vertizes auch mehrere Hypothesen für die Vertexanpassung aufgestellt. Zum anderen gibt es schlecht gemessene Spuren, deren Bahnparameter mit so großen Ungenauigkeiten behaftet sind, daß sie praktisch keine Aussagekraft mehr besitzen. Um erstens die multiplen Anpassungshypothesen zu entfernen und zweitens nur Spuren ausreichender Qualität für die Datenanalyse zuzulassen, muß eine Selektion der Spuren vorgenommen werden. Es werden nur Spuren benutzt, die an einen rekonstruierten Vertex angepaßt sind.

Die Qualitätskontrolle der Spuren wird für kombinierte, zentrale und Vorwärtsspuren nach leicht unterschiedlichen Kriterien vorgenommen. Alle Spuren, die sie nicht bestehen, werden in der Analyse nicht verwendet.

Die wichtigsten Anforderungen an die Spuren sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Dabei wird Gebrauch von folgenden Größen gemacht [Wes97] :

L_{Spur} : Spurlänge in r–ϕ

ρ_{DCA} : Kleinster radialer Abstand der Spur vom Vertex

χ^2_{DTNV} : χ^2 der Spuranpassung an die Treffer
(kombiniert: χ^2 der Zentral-Vorwärts-Anpassung)

χ^2_{DTRA} : χ^2 der Spuranpassung an den Vertex

R_{Start} : radialer Abstand des Spuranfangs von der Strahlachse

N_{PSP} : Anzahl primärer und sekundärer Planarkammern (vorwärts)

N_{PR} : Gesamtzahl planarer und radialer Kammern (vorwärts)

5.2 Identifizierung von Elektronen

5.2.1 Der elektromagnetische Schauer

Elektronen und Photonen können an der typischen Form des *elektromagnetischen Schauers* erkannnt werden, den sie beim Durchqueren des Kalorimetermaterials erzeugen. Er entsteht durch Bremsstrahlung, Paarbildung und Photoeffekt. Elektromagnetische Schauer werden weitgehend im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters

	vorwärts	zentral	kombiniert
p_T [GeV]	$p > 0.5$	> 0.15	> 0.15
$\frac{\delta p}{p}$	< 1	—	< 1
L_{Spur} [cm]	—	> 10	> 10
ρ_{DCA} [cm]	—	< 2	< 5
χ^2_{DTNV}	< 10	—	< 50
χ^2_{DTRA}	< 25	—	< 50
R_{Start} [cm]	< 10	< 70	< 50
N_{PSP}	≥ 1	—	—
N_{PR}	≥ 2	—	—

Tabelle 5.1: Anforderungen der Spurenselektion.

absorbiert. Zur Beschreibung der longitudinalen Ausdehnung des Schauers führt man folgende Skalenvariblen ein:

$$t = \frac{x}{X_0} \tag{5.1}$$

$$y = \frac{E}{E_c} \tag{5.2}$$

wobei x die Schauerlänge und E die Elektronenergie ist. Die Grösse t beschreibt die Eindringtiefe in Einheiten von Strahlungslängen X_0 und y die Energie in Einheiten der *kritischen Energie.* [1]

Elektromagnetische Schauer haben typischerweise eine longitudinale Ausdehnung von 15–30 X_0. Die mittlere Eindringtiefe hat ein Maximum bei:

$$t_{max} = 1,0 \cdot (\ln y + C) \tag{5.3}$$

Sie ist logarithmisch von der Energie abhängig, mit einer Konstanten $C = -0.5$ für elektroninduzierte und $C = +0.5$ für photoninduzierte Schauer. Ein typischer Wert für die laterale Ausdehnung ist 2–3 R_M (R_M = Molière–Radius). Im Mittel liegt nur 10% der Energie außerhalb eines Zylinders mit Radius R_M um die Schauerachse und 99% innerhalb $3,5R_M$. [EPJ98]

5.2.2 Identifizierung des Elektrons im Kalorimeter

Für die vorliegende Analyse wird ein Algorithmus zur Elektronensuche verwendet, der die oben genannten Charakteristika elektromagnetischer Schauer ausnutzt, um Elektronen und Photonen im Kalorimeter zu identifizieren und von hadronischer Aktivität zu unterscheiden. Er durchsucht das Rückwärtskalorimeter, d. h. das SPACAL, und

[1] Die *kritische Energie* ist die Grenzenergie für Elektronen im Schauer, ab der keine neuen Schauerteilchen erzeugt werden können. Die Elektronen geben dann ihre Energie im wesentlichen durch Ionisation ab, und der Schauer stirbt aus.

das LAr–Kalorimeter getrennt nach Elektron– bzw. Photonkandidaten. Besondere Beachtung wird später im Analyseteil allerdings nur den Elektronen mit hohem Transversalimpuls zukommen, die im Flüssig–Argon–Kalorimeter nachgewiesen werden.

Auf Clusterniveau kann keine Trennung zwischen Elektronen und Photonen durchgeführt werden. Zu diesem Zweck müssen Spuren in den Spurkammern zu Hilfe genommen werden.

Als Startpunkt der Suche dient der elektromagnetische Cluster mit höchstem Transversalimpuls p_T. Für ihn und seine nähere Umgebung im Kalorimeter werden gewisse Form– und Isolationskriterien überprüft. Eine Übersicht über die hierbei benutzten Grössen wird in Tabelle 5.2 gegeben. Die für die jeweilige Grösse geforderte Bedingung gilt exemplarisch für die Suche im LAr–Kalorimeter.

E_{ges}	$> 6,0$ GeV	Gesamtenergie
$p_{T,ges}$	$> 4,0$ GeV	transversaler Impuls
n_{Zellen}	≥ 4	Anzahl der Zellen
$\frac{E_{elm}}{E_{ges}}$	$> 0,94 + 0,05 \cdot \cos(2\theta)$	Elektromagnetischer Energieanteil
$\frac{E_{Kern}}{E_{ges}}$	$> f(\theta)$	Kern–Energieanteil
$R_\perp$	$< f(\theta)$	transversale Dispersion
$\frac{E}{E_{Isol}}$	$> 0,98$ oder $> 0,95$ und $E_{had} < 0,3$ GeV	Energieanteil an gesamter Energie in Isolationszone

Tabelle 5.2: Zur Elektronenidentifikation benutzte Grössen, welche die Eigenschaften des Energieclusters beschreiben. Die Funktion $f(\theta)$ symbolisiert, daß die jeweilige Grösse ein vom Polarwinkel θ des Clusters abhängiges Kriterium erfüllen muß.

Der Energiecluster muss folgende Kriterien erfüllen:

- Die Energie E und der Transversalimpuls p_T des Elektronkandidaten müssen grösser sein als die vorgegebenen Mindestwerte.

- Der Energiecluster muss aus mindestens 4 Zellen bestehen. Durch diese Forderung wird vermieden, daß einzelne heiße Zellen bzw. durch Rauschen bedingte Zellenergien als Elektronen fehlidentifiziert werden.

- Der Hauptteil der Energiedeposition muss im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters liegen.

- Der Anteil der vier heißesten Zellen an der Gesamtenergie („Kern–Energieanteil“, engl. „hot core fraction“) muss groß sein. Hierdurch wird der kompakten Form des elektromagnetischen Schauers Rechnung getragen.

- Der Cluster darf nur eine geringe transversale Ausdehnung $R_\perp$ besitzen.

- Um sicherzustellen, daß der Cluster nicht Teil einer räumlich ausgedehnteren hadronischen Aktivität ist, wird ein Isolationskriterium gefordert. In einem Konus mit Radius $R = 0.25$ um die Richtung des Clusterschwerpunkts wird die nicht zum Elektronkandidat gehörige Energie aufsummiert. Diese darf nur $\approx 2\%$ der Elektronenenergie betragen. Befindet sich quasi keine Energie im hadronischen Kalorimeter hinter dem Kandidaten, kann diese Forderung ein wenig gelockert werden.

Erfüllt der Cluster alle oben genannten Bedingungen, so gilt er als rein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen erkannt.

Eine Bestimmung der Effizienz der Elektronensuche anhand von simulierten Ereignissen mit neutralem Strom ergibt einen mittleren Wert für die Effizienz von ungefähr 95%, wenn man die ϕ–Crack–Bereiche des Kalorimeters nicht berücksichtigt. Sie ist abhängig vom Polarwinkel und der Energie des Elektrons. Im Vorwärtsbereich des Detektors ist die Effizienz etwas niedriger, und mit steigender Energie des Elektrons nimmt sie leicht zu. Näheres hierzu kann in der Diplomarbeit von Malte Ellerbrock [Ell99] nachgelesen werden. In den Crack-Regionen des Detektors nimmt die Effizienz der Elektronenidentifizierung stark ab (s. Kapitel 5.5 Crack-Elektronen).

5.2.3 Elektron–Photon–Trennung

Zur Unterscheidung von Elektronen und Photonen im Detektor wird untersucht, ob es zu einem gegebenen elektromagnetischen Cluster eine zugehörige Spur aus dem Spurkammersystem gibt (*Cluster-Spur-Verbindung*). Die vom Ereignisvertex kommenden, in den Spurkammern rekonstruierten Spuren werden auf die Kalorimeteroberfläche extrapoliert. Eine Spur wird als Elektronspur akzeptiert, wenn ihr *Cluster–Spur–Abstand* [2] $D_{Cluster-Spur}$ kleiner als 12 cm ist. Wie in [Ell99] nachzulesen ist, beträgt die Effizienz für den Cluster-Spur-Link im Zentralbereich des Detektors ungefähr 96% in den Daten und 98% in der Simulation. Da die Energiemessung des Elektrons rein kalorimetrisch erfolgt, und nicht aus der Messung des Transverslimpulses der zugehörigen Spur, wird in den zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 nur eine Spurlänge von 5 cm gefordert (s. Kapitel 5.1). Aus der Existenz einer Cluster–Spur–Verbindung kann geschlossen werden, daß es sich bei dem gefundenen Kandidaten aller Wahrscheinlichkeit nach um ein Elektron und nicht um ein Photon handelt. Besonders im Vorwärtsbereich des Detektors ist diese Aussage allerdings zu relativieren. Es kommt vor, daß ein Photon beim Durchfliegen des Spurkammer– oder sonstigen Detektormaterials e^+/e^-–Paare erzeugt, die dann als Spursegmente in den Kammern sichtbar sind. Darüberhinaus werden in Einzelfällen niederenergetische Spuren mit hochenergetischen Clustern verbunden, wenn sie in der Nähe des Clusters auf das Kalorimeter auftreffen.

Aufgrund der angesprochenen Probleme erweist sich eine eindeutige Elektron–Photon–Trennung besonders im Vorwärtsbereich als schwierig. Deswegen werden im Analyseteil dieser Arbeit alle interessanten Ereignisse mit mehr als einem gefundenen Elektron (bzw. Photon) visuell überprüft.

Da in der Vorwärtsspurkammer rekonstruierte Spuren im allgemeinen nicht sehr zuverlässig sind, besonders für sehr kleine Polarwinkel θ, und weil die Vorwärtsspurkammer über einen großen Teil der 1999 e^+–Datennahme hinweg nicht voll funktionstüchtig

[2] Als *Cluster-Spur-Abstand* definiert man den senkrechten Abstand des Clusterschwerpunkts von der Tangente an die extrapolierte Spur im Auftreffpunkt auf das Kalorimeter.

war, wird für Winkel $\theta < 35°$ des Elektrons keine Spur gefordert.

5.3 Identifizierung von Myonen

5.3.1 Rekonstruktion von Myonen

Als minimalionisierende Teilchen hinterlassen Myonen in der Regel nur wenig Energie im Kalorimeter. Sie durchqueren quasi ungehindert den inneren Teil des Detektors und das ihn umgebende Eisen. Deswegen kann ihre Energie– bzw. Impulsmessung nicht kalorimetrisch erfolgen, sondern nur über Messung ihres Transversalimpulses in den inneren Spurkammern und den Myonkammern. Eine gut gemessene Spur ist die Grundbedingung für eine zuverlässige Rekonstruktion des Myons. Myonen können in drei unterschiedlichen Detektorkomponenten des H1-Detektors erkannt werden:

1. im Instrumentierten Eisen

2. im Vorwärtsmyondetektor

3. im LAr–Kalorimeter

Auf den Vorwärtsmyondetektor wird im folgenden nicht näher eingegangen.

Im zentralen Myonsystem (Instrumentiertes Eisen) wird anhand der Treffer, die das Myon beim Durchqueren des Eisens in den Draht- und Streifenlagen (s. Kapitel 2.2.3) hinterlassen hat, eine Spurrekonstruktion durchgeführt. Sie wird unabhängig voneinander in Barrelbereich und den beiden Endkappen des Instrumentierten Eisens durchgeführt. Die Spuren der inneren Spurkammern werden unter Berücksichtigung von Magnetfeld und Ionisationsverlusten bis zum Anfangspunkt der äußeren Spur im Myonsystem extrapoliert. Eine χ^2–Wahrscheinlichkeit für die Verbindung von innerer und äußere Spur wird berechnet. Gibt es mehrere Kandidaten für eine solche Spurverbindung, wird diejenige mit der größten Wahrscheinlichkeit ausgewählt. Eine genaue Beschreibung befindet sich in [Wol99] und [Sch96].

Auch im Flüssig–Argon–Kalorimeter können Myonen nachgewiesen werden. Sie können anhand ihrer minimalionisierenden Signatur im Kalorimeter erkannt werden. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Klassifizierung als sogenannte „Kalorimetermyonen“ erfolgt anhand der Gesamtenergie und der Energie im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb eines Zylinders um die Myonspur. Es müssen mindestens 3 hadronische Zellen ansprechen, und die Myonsignatur im hadronischen Kalorimeter muß eine bestimmte Mindestlänge überschreiten. Den Kalorimetermyonen wird eine Myonqualität zwischen 1 und 3 zugeordnet (1 = schwache, 2 = mittlere, 3 = gute Qualität). [Sch96]

Für die vorliegende Analyse werden an Myonenkandidaten folgende Forderungen gestellt [Wes97]:

- Es muss eine gute Verbindung zwischen einer inneren Spur und einer äußeren Myonspur existieren: $P(\chi^2) > 10^{-3}$.

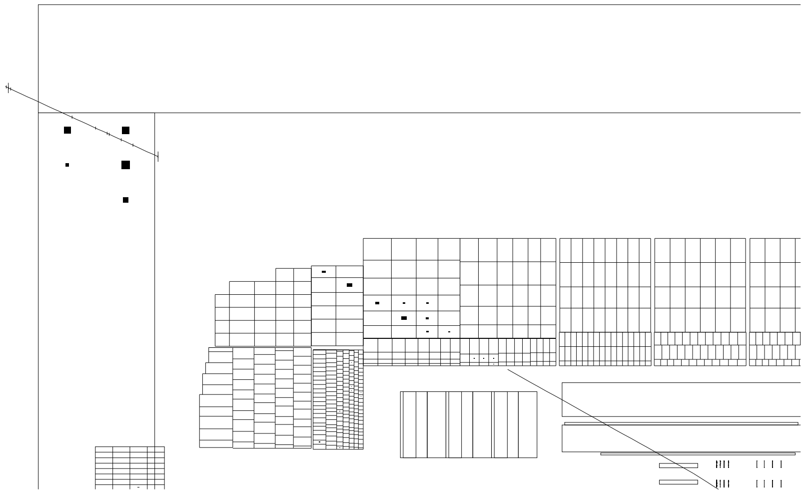


Abbildung 5.1: Myon mit typischer Signatur in den verschiedenen Detektorkomponenten: innere Spur in den zentralen Spurkammern, minimalionisierende Spur im Kalorimeter und äußere Spur im Instrumentierten Eisen.

- Für die Rekonstruktion der Spur im Myonsystem ist eine Mindestanzahl beteiligter Lagen gefordert (Zentralbereich: 2, Vorwärtsendkappe: 6, Rückwärtsendkappe: 3). Die Richtung der Myonspur muß mit der Lage des Ereignisvertex verträglich sein. Außerdem wird eine Obergrenze für die Nummer der ersten getroffenen Lage und eine Untergrenze für die letzte getroffene Lage vorgegeben.
- Kalorimetermyonen müssen mindestens mittlere Qualität aufweisen (Myon-Qualität ≥ 2) und eventuell von anderen Kalorimetermyonen räumlich klar getrennt sein.

Die nach obigen Kriterien durchgeführte Suche nach Myonen liefert ein ziemlich reines Sample von Myonereignissen. Da in Elektron-Proton-Kollisionen jedoch die Rate an Ereignissen mit isolierten Myonen sehr klein ist, sieht man von kosmischen und Halo-Untergrundereignissen ab, ist eine hohe Effizienz der Myonsuche sehr erstrebenswert. Um möglichst wenige Ereignisse mit isolierten Myonen zu verlieren, wird im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Versuch unternommen, mit Hilfe einer einfachen „alternativen“ Methode zur Identifizierung von Myonen die Identifizierungseffizienz zu erhöhen.

5.3.2 Alternative Myon–Identifikation

Das Instrumentierte Eisen weist eine großere Zahl von Löchern und „toten Bereichen“ auf, durch die Myonen unbemerkt entweichen können. Die Standard-Myon-Identifikation ist jedoch stark abhängig von gut rekonstruierten Spuren im Myonsystem. Deswegen wird im folgenden eine Methode speziell zur Suche nach hochenergetischen, isolierten Myonkandidaten erläutert, die weitgehend unabhängig von Spuren im Eisen ist. Zur Identifizierung räumlich nicht isolierter Myonen ist sie allerdings unbrauchbar.

Startpunkt der Suche ist eine gut gemessene Spur in der zentralen oder Vorwärtsspurkammer (s. Kapitel 5.1 Selektion von Spuren).

Myonkandidaten müssen folgende Bedingungen erfüllen:

- Isolation bezüglich aller Spuren mit $p_{T,Spur} > 0,3$ GeV von $D_{Spur} > 0.7$ ($D_{Spur} = \sqrt{(\phi_\mu - \phi_{Spur})^2 + (\eta_\mu - \eta_{Spur})^2}$)
- Tranversalimpuls $p_{T,\mu} > 7$ GeV
- Maximal erlaubte Energie im Kalorimeter innerhalb eines Isolationskonus mit Radius $R_{isol} = 0.7$ hinter der Myonspur: $E_{calo}^{max} = 6$ GeV
- Existiert eine Verbindung der inneren Spur mit einer Spur im Myonsystem, oder ist die im Eisen deponierte Energie innerhalb des Isolationskonus größer als im LAr–Kalorimeter, erhöht sich E_{calo}^{max} auf 11 GeV.
- Für Myonen, die in den Bereich des BBE fliegen, wird eine Verbindung zu einer äußeren Spur gefordert. Die Qualität der im Eisen rekonstruierten Spur oder der Spurverbindung wird nicht berücksichtigt.

Nach dieser Methode werden Myonen praktisch nur anhand einer isolierten, hochenergetischen Spur erkannt, die wenig Energie im Kalorimeter hinterläßt. Diese Forderung allein stellt ein ausreichend gutes Kriterium für eine Identifizierung als Myon dar. Eine etwas höhere Rate an Untergrundereignissen wird dabei zur Steigerung der Identifizierungseffizienz in Kauf genommen.

Die Hauptquellen für Untergrundereignisse (kosmische und Halo-Ereignisse wieder ausgeschlossen) sind [Lan98] :

1. „Sail Throughs " : Hadronen, die das Kalorimeter ohne stark wechselzuwirken durchqueren und bis ins Eisen gelangen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür sinkt exponentiell mit der zurückzulegenden Strecke.
2. „Punch Throughs" : Energie hadronischer Schauer, die durch das Kalorime ter bis ins Instrumentierte Eisen gelangt.
3. „In-Flight Decays " : Zerfälle von Hadronen in Myonen im Flug, z.B. $\pi^\pm \to \mu^\pm \nu_\mu$ und $K^\pm \to \mu^\pm \nu_\mu$. Sie spielen allerdings nur bei niedrigen Myonenergien eine Rolle.

Das Kalorimetermaterial vor dem Insrumentierten Eisen variiert im Barrelbereich zwischen 4,5 und 9 hadronischen Wechselwirkungslängen λ, im BBE/Rückwärtsbereich sind es nur 2λ.

Eine Bestimmung der Effizienzen und Abschätzungen für die Rate von Fehlidentifizierungen wird in den folgenden Unterkapiteln durchgeführt. Zur Vereinfachung und besseren Unterscheidung werden von nun an die Abkürzungen Finder 1 für die Standard-Myonrekonstruktion nach 5.3.1 und Finder 2 für den alternativen Myon-Finder nach 5.3.2 benutzt.

5.3.3 Effizienz der Myonsuche

Die Bestimmung der Effizienz von Finder 1 wird mit Hilfe von simulierten Ereignissen aus einem Monte Carlo für $\mu\mu$–Paarproduktion (LPAIR Generator) vorgenommen. Es werden Ereignisse mit nur einem generierten Myon ($P_{T,\mu} > 5$ GeV) im Polarwinkelbereich $10° < \theta_\mu^{gen} < 160°$ ausgewählt und die Myonsuche auf diesen Winkelbereich beschränkt. Für das zweite generierte Myon wird $\theta_\mu^{gen} < 10°$ gefordert. Die mittlere Effizienz des Finders 1 beträgt 81%. In Abbildung 5.2 (oben) ist sie gegen den Polarwinkel θ_μ des Myons aufgetragen. Für kleine sowie für große θ_μ nimmt die Effizienz leicht ab, weil die Spurlängen in den Spurkammern kleiner bzw. die Spurrekonstruktion unzuverlässig wird. Vom Transversalimpuls des Myons kann die Effizienz im betrachteten Bereich als unabhängig angesehen werden.

Die Effizienz des Finders 2 wird anhand der kompletten Daten 1997-99 im direkten Vergleich mit Finder 1 bestimmt. Dazu werden alle Ereignisse aus den Daten benutzt, in denen Finder 1 ein Myon identifizieren kann mit $p_{T,\mu} > 7$ GeV und $D_{Spur} > 0.7$, d.h. den Bedingungen, die Finder 2 implizit verwendet. Aus der Anzahl der von Finder 2 identifizierten Myonen erhält man eine mittlere Effizienz von 97%. Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß durch Myon-Finder 1 schon die Existenz einer Myonspur in den Spurkammern gesichert ist, und die beiden Finder somit nicht als völlig unabhängig voneinander betrachtet werden konnen. Wie in Abbildung 5.2 gezeigt wird, nimmt die Effizienz im Vorwärtsbereich wie erwartet ab. Im zentralen Bereich liegt sie in jedem Bin über 95%. Das Bin bei 40° entspricht dem Übergangsbereich zwischen CJC und Vorwärtsspurkammer.

5.3.4 Fehlidentifikationen

Eine Abschätzung für die Rate von Fehlidentifizierungen beider Myon–Finder kann mit Hilfe eines Monte Carlos mit neutralem Strom ermittelt werden. In Ereignissen mit neutralem Strom kommen sowohl Hadronen als auch Elektronen als potentielle Kandidaten für Misidentifizierungen in Frage, und es werden keine isolierten Myonen erwartet. Das Ergebnis der Suche nach isolierten Myonen ($p_{T,\mu} > 7$ GeV, $D_{Spur} > 0.7$) in den simulierten NC-Ereignissen ist getrennt für Finder 1 und 2 in Abbildung 5.2 dargestellt. Abschätzungen für die Misidentifizierungsraten sind in Tabelle 5.3 angegeben. Sie liegt für Finder 1 bei ungefähr 1:10000 und ist für Finder 2 um einen Faktor 10 höher.

	Fehlidentifizierungsrate	
Myon-Finder	mit z–Cracks	ohne z–Cracks
1	$\approx 10^{-4}$	$\approx 0.5 \cdot 10^{-4}$
2	$\approx 10^{-3}$	$\approx 0.5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.3: Fehlidentifizierungsrate der Myonidentifikation mit Myon-Finder 1 und 2 für $10° < \theta_\mu < 160°$.

Trägt man die Anzahl der Ereignisse mit misidentifiziertem Myon gegen den Polarwinkel auf, ist insbesondere für Finder 2 eine Anhäufung von Ereignissen im Vorwärtsbereich, im Zentralbereich bei $\theta_\mu \approx 80^\circ$ und im Bereich des BBE zu erkennen. Der zentrale Peak bei 80° kann verstanden werden, wenn man diejenigen Ereignisse wegläßt, bei denen das generierte Elektron in eine z–Spalte des Kalorimeters fliegt. Er kommt durch Elektronen zustande, die weite Strecken im CB2/CB3–Crack des Detektors zurücklegen ohne zu schauern. Auch im Bereich des BBE/CB1–Cracks läßt sich die Zahl der Misidentifizierungen durch Wegschneiden der z–Cracks reduzieren.

Der Vorwärtsbereich und der Rückwärtsbereich, in denen im Detektor nur wenig Material vor dem Myonsystem liegt, scheinen für die alternative Myonidentifikation problematisch zu sein. Deswegen wird sie im weiteren Verlauf dieser Arbeit nur im zentralen Bereich des Detektors angewendet, d.h. für $25^\circ < \theta_\mu < 135^\circ$ (Winkelakzeptanz der CJC ohne BBE-Bereich) und nicht in den z–Crack–Regionen. So kann die Untergrundrate auch für Finder 2 auf einem niedrigen Niveau von ungefähr $0.5 \cdot 10^{-3}$ gehalten werden.

5.4 Jet–Algorithmus

5.4.1 Definition eines Jets

Quarks und Gluonen als farbgeladene Teilchen können aufgrund des *Confinements* [3] in der starken Wechselwirkung nicht als freie Teilchen existieren. Sie gehen spontan in einen farbneutralen Endzustand über und erzeugen einen sogenannten *Hadronschauer*. Dieser Prozess wird *Fragmentation* oder *Hadronisation* genannt. Der Hadronschauer besteht i.a. aus einer Vielzahl verschiedener Teilchen. Die bei der Fragmentation entstehenden Hadronen werden bevorzugt mit kleinen Transversalimpulsen (einige 100 MeV) relativ zur Impulsrichtung des ursprünglichen Partons erzeugt. Der Hadronschauer ist folglich stark um die Partonrichtung kollimiert und wird als *Jet* bezeichnet.

In harten Streuprozessen gestreute Partonen können demnach indirekt in Form von Jets im Detektor beobachtet und untersucht werden.

5.4.2 Der Konus–Algorithmus QJCDFCONE

Es gibt verschiedene Arten von Jetalgorithmen, die verwendet werden können, um die im Detektor registrierten Hadronen physikalisch sinnvoll zu einem oder mehreren Jets zusammenzufassen. Im folgenden wird nur der in der vorliegenden Analyse verwendete *Konus–Algorithmus* näher erläutert.

Ein Jet wird definiert als Menge von Teilchen, oder allgemeiner „Jetteilnehmern", die innerhalb eines Konus in $\eta - \phi$ mit dem Radius R liegen. Die Konusachse muß mit der Richtung des Gesamtimpulsvektors aller Jetteilnehmer übereinstimmen, und deren transversale Gesamtenergie darf einen Wert von E_T^{cut} nicht unterschreiten.

Als Jetteilnehmer können rekonstruierte Spuren oder Zellen bzw. Cluster verwendet werden. In dieser Arbeit werden die Jets aus Clustern im Flüssig–Argon–Kalorimeter

[3] Als *Confinement* bezeichnet man in der Quantenchromodynamik den Einschluss der Quarks und Gluonen im Proton. Sie werden durch die Farbkraft zusammengehalten, deren Stärke mit dem Abstand zunimmt.

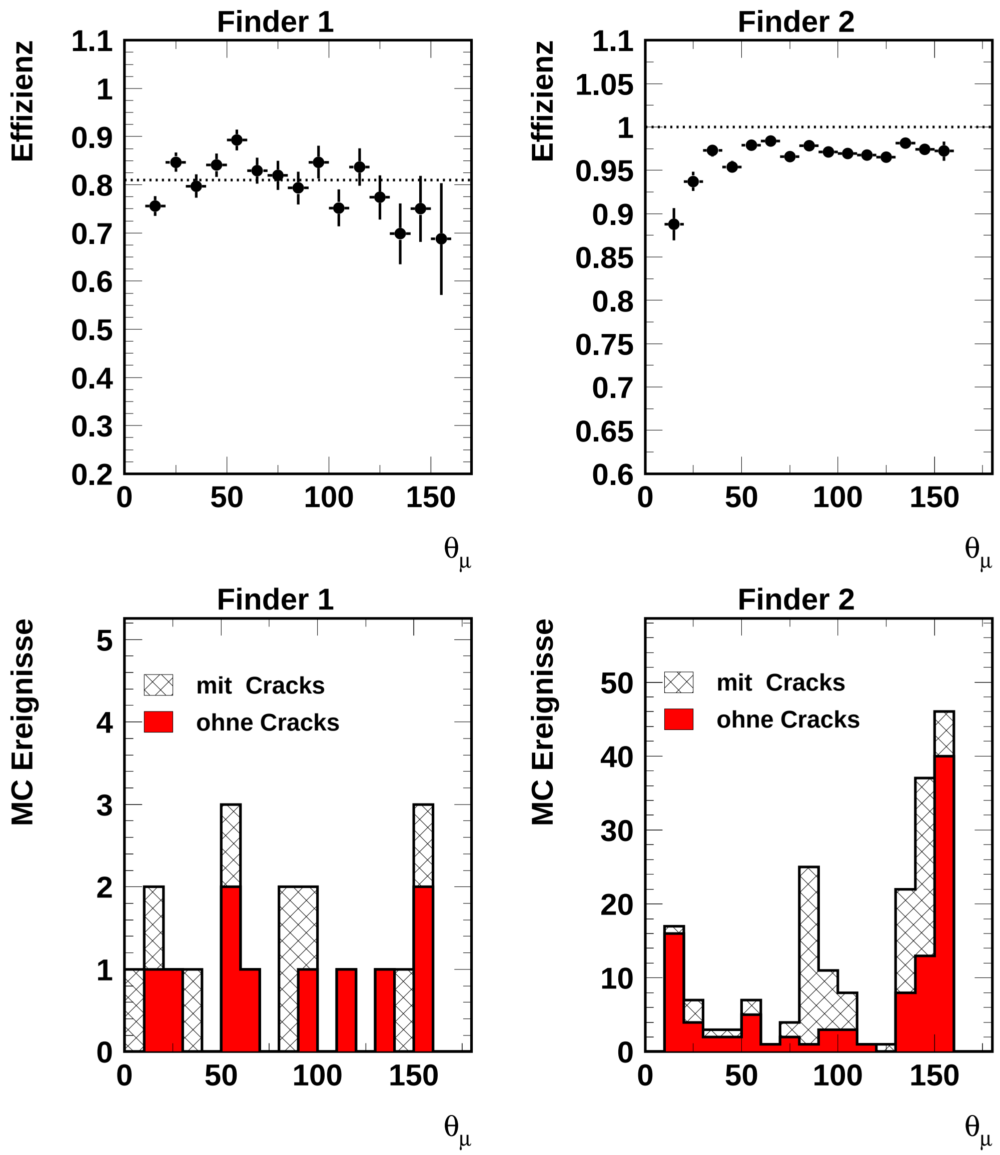


Abbildung 5.2:
oben: Effizienz der Standardmyonsuche (Finder 1) und der alternativen Myonsuche (Finder 2) in Abhängigkeit vom Polarwinkel des Myons.
unten: Ereignisse mit fehlidentifizierten Myonen aus einem NC-Monte Carlo mit und ohne Elektronen in z–Cracks.

aufgebaut. Es wird ein typischer Werte von $R = 1$ für den Konusradius und eine transversale Gesamtenergie des Jets von mindestens $\epsilon_T = 5$ GeV benutzt.

Um alle Hadronen in einem Ereignis zu Jets zusammenzufassen, durchläuft der Algorithmus folgende Iterationsschritte:

- Die Richtung (η_s, ϕ_s) jedes Teilchens s im Ereignis wird als Konusachse ausprobiert.

- Für jede Konusachse werden die Jetparameter E_t^{Jet}, η^{Jet} und ϕ^{Jet} aus den entprechenden Grössen aller Teilchen innerhalb des Konus berechnet, d. h. für alle

Teilchen i mit $(\eta_i - \eta_s)^2 + (\phi_i - \phi_s)^2 < R^2$:

$$E_T^{Jet} = \sum_i E_{T,i} \tag{5.4}$$

$$\eta^{Jet} = \frac{1}{E_T^{Jet}} \sum_i E_{T,i}\, \eta_i \tag{5.5}$$

$$\phi^{Jet} = \frac{1}{E_T^{Jet}} \sum_i E_{T,i}\, \phi_i \tag{5.6}$$

Die Jetachse geht also durch den Schwerpunkt der transversalen Energie der Jetteilnehmer.

- Stimmen Jet– und Konusachse nicht überein, so wird die Jetachse zur neuen Konusachse erklärt. Der vorherige Iterationsschritt wird solange wiederholt, bis eine stabile Lösung gefunden wird, oder die Iteration nach zuvielen Schritten abbricht.
  Eine stabile Lösung mit $E_T^{Jet} > E_T^{cut}$ wird zum „Protojet“ erklärt, falls sie nicht identisch mit einer bereits gefundenen ist.
- Sind alle Teilchen im Ereignis durchlaufen, wird von allen möglichen Paaren von Protojets die Schwerpunktsachse bestimmt. Sie wird als neue Konusachse gewählt.
- Es werden alle gefundenen Protojets verworfen, deren Konus mit denen anderer Protojets mit höherem E_T überlappt, falls der gesamte E_T–Überlapp größer als 75% ist.
- Gibt es am Ende noch Teilchen, die zu mehreren Protojets gehören, so werden sie dem in $\eta - \phi$ am nächsten liegenden zugeordnet. Die Jetparameter werden neu berechnet. Die übriggebliebenen Protojets entsprechen den endgültigen Jets.

Der Vorteil eines Konusalgorithmus im Vergleich zu anderen Jetalgorithmen liegt darin, daß er in $\eta - \phi$ klar getrennte Jets liefert. So werden z. B. niederenergetische Teilchen, die weit von einer Jetachse entfernt liegen, nicht automatisch einem Jet zugeordnet [Sey94], [Opa94]. Da sich das Schwerpunktssystem in den Elektron–Proton–Kollisionen bei HERA in z–Richtung bewegt, sollte die oben verwendete Jetdefinition invariant gegenüber Lorentztransformationen in z–Richtung sein. Deshalb wird auch die bezüglich longitudinaler Boosts invariante Größe E_T statt der Energie zur Jetdefinition benutzt.

5.5 Crack–Elektronen

5.5.1 Motivation

In den ϕ– und z–Crack-Regionen des H1-Detektors gestaltet sich eine effiziente Elektronidentifizierung als sehr schwierig. Die Elektronen laufen ganz oder teilweise durch einen Spalt im Kalorimeter und hinterlassen meist keinen regulären Schauer im elektromagnetischen Teil. Deswegen können sie mit einer Standard–Elektronensuche nicht erkannt werden. Laufen sie in einen ϕ–Crack, so schauern sie wegen der Winkelabstufung dieser Cracks (s. Kapitel 2.2.2) beim Auftreffen auf das hadronische Kalorimeter. Ein Beispielereignis hierfür ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Für z–Cracks ist die Form und Lage des Schauers stark vom Auftreffwinkel des Elektrons auf den Detektor abhängig. Im Zentralbereich des Detektors (CB2/CB3-Spalt) können Teilchen unter Umständen weite Strecken durch den Spalt zurücklegen und erst sehr spät schauern.

Werden in einem Ereignis Elektronen nicht erkannt, so besteht die Gefahr, daß sie vom Jetalgorithmus als Jets gefunden werden, weil dieser keine Schauerform zur Elektron–Hadron–Trennung berücksichtigt. Dies gilt auch, oder sogar insbesondere, für Crack–Elektronen. Aus diesem Grund wird ein Algorithmus zur Identifizierung von Crack–Elektronen verwendet, der wenigstens einen Teil der nicht identifizierten Elektronen aufspüren soll. Gefundene Kandidaten werden in der folgenden Analyse nicht als „gute“ Elektronen gewertet. Sie werden jedoch in der Berechnung aller kinematischen Größen , wie z.B. p_T^{calo} oder $E - p_z$, mit berücksichtigt. Die Suche nach Crack–Elektronen soll einen ersten Schritt zur Vermeidung von Misidentifizierungen als Jets darstellen.

(a) (b)

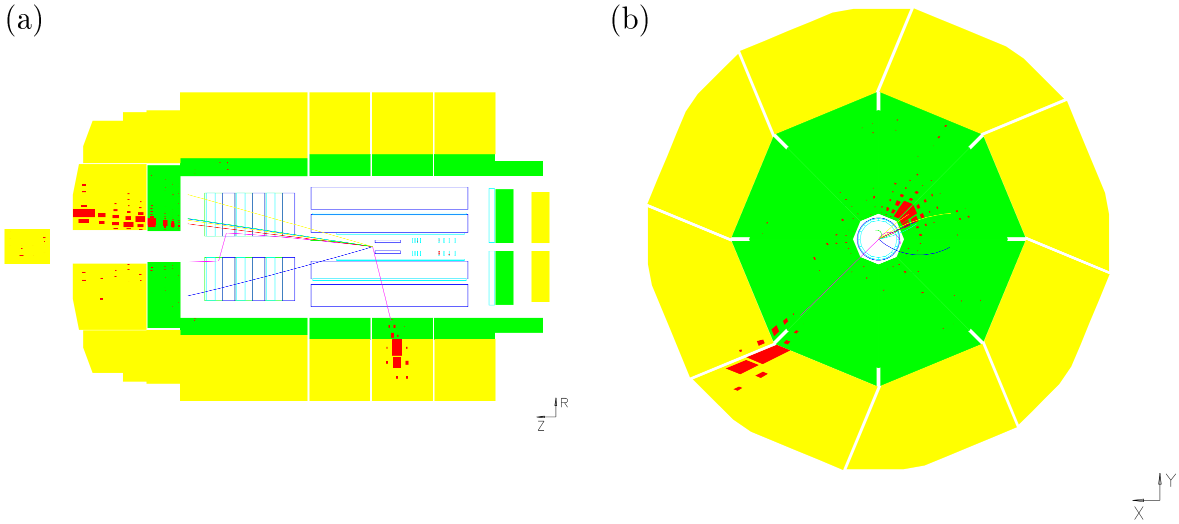


Abbildung 5.3: Ereignis mit neutralem Strom, bei dem das gestreute Elektron in einen ϕ–Crack fliegt. (a) r–z–Ansicht, (b) r-ϕ–Ansicht

5.5.2 Identifizierung von Crack–Elektronen

Der Algorithmus arbeitet zum Teil mit ähnlichen Kriterien wie der zur Elektronsuche in Kapitel 5.2.2 verwendete, es wird allerdings der spätere Schauerstart im Kalorimeter berücksichtigt. Außerdem wird als Startpunkt der Suche eine Spur benötigt, die nach Extrapolation in einen Kalorimeterspalt führt. Es werden maximal die fünf Spuren mit höchstem Transversalimpuls $p_{T,Spur}$ in Betracht gezogen, vorausgesetzt sie haben eine der zentralen Spurkammern durchquert, und ihr gemessenes $p_{T,Spur}$ beträgt mindestens 2 GeV. Zusätzlich muß die Spur bezüglich anderer Spuren isoliert sein. Wird eine in einen Crack weisende Spur gefunden, werden die Cluster in der Umgebung des Auftreffpunktes untersucht.

Um die Richtung der Spur werden zwei Zylinder gelegt, ein innerer mit Radius 14 cm und ein äußerer mit Radius 25 cm. Alle Cluster mit einem Energieschwerpunkt innerhalb des inneren Zylinders und im elektromagnetischen Teil oder in der ersten oder zweiten hadronischen Lage des Kalorimeters werden zusammengefaßt. Die Energie in der Zone zwischen innerem und äußerem Zylinder darf höchstens 2,5% der Energie der zusammengefaßten Cluster betragen, die Energie im inneren Zylinder hinter dem Schauer, genauer ab der zweiten hadronischen Lage, höchstens 2%. Durch diese Forderung zusammen mit der Spurisolation wird sichergestellt, daß sich in näherer Umgebung keine hadronische Aktivität befindet. Zudem müssen die Cluster eine Gesamtenergie von $E_{ges} > 8$ GeV besitzen. [Mar00]

Der Algorithmus ist eigentlich für ϕ–Cracks konzipiert, er wird aber in dieser Arbeit auch versuchsweise für die Regionen um die z–Cracks des Detektors angewendet.

5.5.3 Effizienz

Die Effizienz der Suche nach Crack–Elektronen in ϕ–Cracks wird anhand einer Monte Carlo Simualtion mit neutralem Strom bestimmt. Dazu werden simulierte Ereignisse ausgewählt, bei denen das generierte Elektron in einen Kalorimeterspalt fliegt ($\phi_e^{gen} = \phi_{Crack} \pm 2°$) und mit der Elektronsuche nach Kapitel 5.2.2 kein Elektron gefunden wird. Für das generierte Elektron wird $p_{T,e}^{gen} > 10$ GeV und $25° < \theta_e^{gen} < 155°$ gefordert. Die Elektronsuche ist auf den Bereich der Winkelakzeptanz der CJC eingeschränkt, da für die Identifizierung von Crack–Elektronen eine zentrale Spur Voraussetzung ist. Wird in einem simulierten Ereignis ein Crack-Elektron gefunden, das mit der Richtung des generierten Elektrons übereinstimmt, so wird die Suche als erfolgreich gewertet.

In Abbildung 5.4 (c) ist die Effizienz der Crack–Elektron–Suche gegen ϕ aufgetragen. Jedes Bin entspricht einer ϕ–Crack–Region, die äußersten zwei Bins dem Crack bei 180°. Die ermittelte Effizienz liegt bei ungefähr 72% und bleibt über den gesamten ϕ–Bereich konstant.

In Abbildung 5.4 (a) ist in Schwarz die ϕ-Verteilung der mit der regulären Elektronidentifikation gefundenen Elektronen zu sehen. Es wurde dasselbe NC-Monte-Carlo mit denselben Schnitten für das generierte Elektron verwendet wie zur Effizienzbestimmung, jedoch über den kompletten ϕ–Bereich und mit erfolgreicher Elektronsuche. Die Ineffizienz in den Bereichen der ϕ–Cracks ist deutlich zu erkennen. In Rot dazusummiert sind alle Ereignisse des komplementären Samples ohne gefundenes Elektron, in denen ein Crack–Elektron identifiziert werden konnte. Die Summe beider Monte-Carlo-Samples sollte im Idealfall ein flaches ϕ–Spektrum ergeben. Beim ersten Hinsehen scheint Abbildung 5.4 (a) nicht mit einer Effizienz von 72% für die Identifizierung von Crack–Elektronen verträglich zu sein. Der Grund hierfür sind die schmalen Peaks, die in der ϕ-Verteilung beiderseits der Cracks zu erkennen sind. Dies sind Elektronen am Rand eines ϕ–Cracks, die auf einer Seite des Spalts anhand eines Clusters im elektromagnetischen Kalorimeter noch als reguläre Elektronen gefunden werden. Solche Ereignisse sind in Abbildung 5.4 (a) demnach mit zu den Ereignissen mit gefundenem Crack–Elektron zu zählen.

Die Suche nach Crack–Elektronen, besonders in den ϕ-Spalten des Detektors, reduziert das Risiko einer Misidentifizierung von Elektronen als Jets beträchtlich . Zusätzlich werden zur Analyse von Ereignissen mit Jets nur solche Jets selektiert, die mindestens zwei rekonstruierte Spuren besitzen.

In den z–Spalten konnten nur relativ wenige Crack-Elektronen gefunden werden (s. Abbildung 5.4 (b)). Ob dies an einer besseren Effizienz der regulären Elektronsuche in den z–Crack–Regionen im Vergleich zu den ϕ–Cracks oder an einer niedrigen Effizienz der Crack-Elektron-Suche festzumachen ist, kann im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht näher untersucht werden.

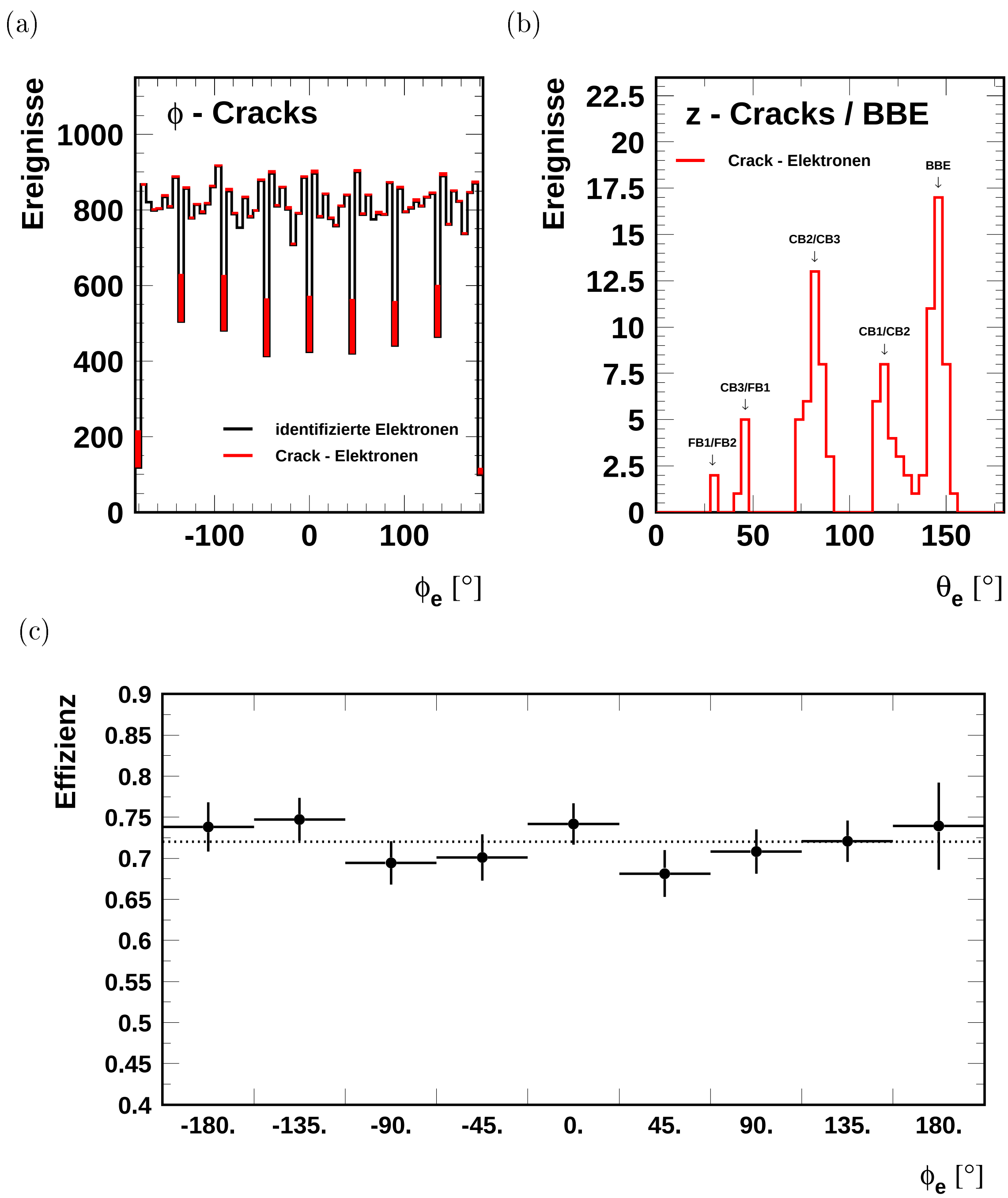


Abbildung 5.4:
(a) ϕ–Verteilung der in einem Monte Carlo gefundenen Elektronen (schwarz). Dazusummiert die ϕ–Verteilung der identifizierten Crack-Elektronen im komplementären Monte-Carlo-Sample ohne gefundenes Elektron (rot).
(b) θ–Verteilung der gefundenen Crack-Elektronen in den Monte-Carlo-Ereignissen, bei denen das generierte Elektron nicht in einen ϕ–Crack läuft. Die Lage der Peaks entspricht den z–Cracks des H1-Detektors.
(c) Effizienz der Crack-Elektronsuche für die einzelnen ϕ–Cracks. Jedes Bin entspricht einer ϕ–Crack–Region, die äußeren beiden Bins entprechen $\phi = 180°$.

Kapitel 6

Analyse der Daten

6.1 Einleitung

Im Analyseteil dieser Arbeit werden die Daten der Jahre 1997–1999 nach Anzeichen neuer Physik untersucht. Auch nach seltenen Prozessen des Standardmodells, wie z.B. W– oder Z–Erzeugung, wird gesucht. Neue Teilchen werden in der Regel bei sehr hohen Massen erwartet. Aus diesem Grund können für Jets und Leptonen hohe Transveralimpulse gefordert werden.

Die Analyse erstreckt sich über mehrere Kanäle, die verschiedenen Kombinationen von Elektronen, Myonen, Jets und Neutrinos entsprechen. Mit Hilfe von Monte–Carlo–Simulationen wird ein direkter Vergleich zwischen Daten und erwarteten Standardmodellprozessen durchgeführt. Dazu wird eine Vielzahl verschiedener Mont–Carlo–Simulationen benötigt, deren Wirkungsquerschnitte zusammen mit der gemessenen Luminosität zu einer absoluten Vorhersage der Anzahl erwarteter Standardmodellereignisse benutzt wird. Die Monte–Carlo–Simulationen werden auf die gemessene Luminosität der Daten normiert.

Im folgenden Analyseteil werden Histogramme der Daten mit den Histogrammen der Simulationen verschiedener Standardmodellprozesse unterlegt. Die Daten werden als Punkte dargestellt. Die Monte–Carlo–Histogramme der verschiedenen Prozesse werden aufsummiert. Für die Daten und Simulations–Histogramme wird in der Regel ein 5 GeV–Binning gewählt. Zur Vereinfachung werden für die verschiedenen Monte Carlos Abkürzungen eingeführt. Sie sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Für Elektronen und Myonen wird generell ein Isolationskriterium gefordert. Es wird eine Isolation in η–ϕ bezüglich anderer Spuren von D_{Spur} >0,5 (0,7) für Elektronen (Myonen) verlangt. Elektronen müssen zusätzlich ein Isolationskriterium bezüglich anderer Kalorimetercluster erfüllen. Die Energiesumme in einem Konus mit Radius $R = 0,7$ um das Elektron darf höchstens 3 GeV betragen. Elektronen werden in einem Winkelbereich $10° < \theta_e < 155°$, Myonen im Bereich $10° < \theta_\mu < 170°$ gesucht. Da Jets im Kalorimeter ausgedehnte Schauer hinterlassen, werden sie auf einen Bereich $\eta_{jet} > -0,5$ eingeschränkt, in dem noch eine zuverlässige Energiemessung gewährleistet ist. Im Vorwärtsbereich wird kein η–Schnitt eingeführt, um sensitiv auf alle Ereignistopologien zu bleiben. Zwar nimmt nahe der Strahlachse die rekonstruierte Energie des Jets durch Verluste im Strahlrohr ab, dies ist jedoch unkritisch, da es nur zu einem geringeren Untergrund bei hohen Massen und E_T führt. Außerdem müssen

DIS mit neutralem Strom	NC
DIS mit geladenem Strom	CC
Photoproduktion (direkt)	γp dir
Photoproduktion (aufgelöst)	γp res
Photoproduktion (charm + bottom)	γp c,b
QED–Compton elastisch	QEDC ela
QED–Compton inelastisch	QEDC ine
QED–Compton quasielastisch	QEDC qel
$\gamma\gamma$–Elektron–Paarproduktion	ee (ela,ine,qel)
$\gamma\gamma$–Myon–Paarproduktion	$\mu\mu$ (ela,ine,qel)
$\gamma\gamma$–Myon–Paarproduktion elastisch ($p_{T,e} > 10$ GeV)	$\mu\mu$ e10
$\gamma\gamma$–Myon–Paarproduktion inelastisch ($p_{T,jet} > 10$ GeV)	$\mu\mu$ j10
W–Produktion mit leptonischem Zerfall	$W \to e\,(\mu)$
W–Produktion mit hadronischem Zerfall	$W \to qq$

Tabelle 6.1: Für Monte–Carlo–Simulationen benutzte Abkürzungen

sie mindestens zwei Spuren besitzen.

Alle Leptonen und Jets werden p_T–sortiert. So bezeichnet z. B. Jet1 immer den Jet mit höchstem Transversalimpuls.

6.2 Kontrollverteilungen

Um einen Überblick über die Datenqualität und die Beschreibung der Daten durch die Simulation zu erhalten, werden in diesem Abschnitt einige Kontrollverteilungen gezeigt.

Dazu wird ein NC–Datensample verwendet, das den in Tabelle 6.2 aufgeführten Standardselektionskriterien genügt. Als Simulation dienen die in Kapitel 3.3 erwähnten NC–Monte–Carlos.

Die Abbildung 6.1 zeigt die z-Verteilung der Vertexposition. Um eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation zu erreichen, wird eine sogenannte *z–Vertex–Umgewichtung* vorgenommen. Daten und Simulation werden jeweils durch ein Polynom parametrisiert, die Verteilung der Simulation wird anschließend mit dem Verhältnis beider Polynome gewichtet.

Das Verhältnis der Transversalimpulse von hadronischem Endzustand und Elektron ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Beschreibung der Transversalimpulsbalance stimmt in Daten und Simulation bis auf 2-3% überein. Bei der Suche nach neuer Physik spielt dieser Unterschied keine größere Rolle. Es wird keine getrennte Kalibration der verschiedenen Datensätze vorgenommen.

Schließlich werden noch das gesamte kalorimetrische $E - p_z$ und der Transversalimpuls im Kalorimeter p_T^{calo} gezeigt. Die Verläufe der $E - p_z$–Verteilung stimmt in Daten und Simulation überein. Eine leichte Verschiebung ist jedoch auch hier zu erkennen. Die p_T^{calo}–Verteilung der Daten liegt bei sehr kleinen Werten etwas oberhalb der Simulation, bei größeren Werten werden die Daten von der Simulation überschätzt.

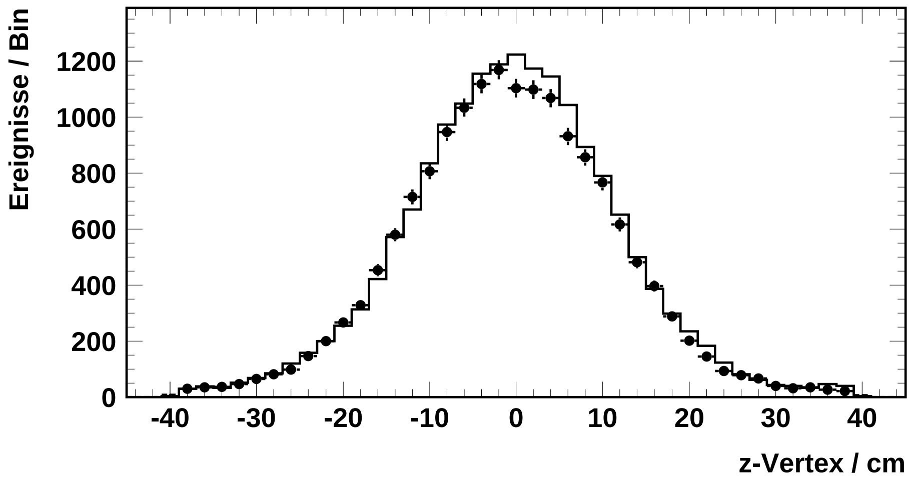


Abbildung 6.1: z–Vertex–Verteilung nach Umgewichtung der Simulation.

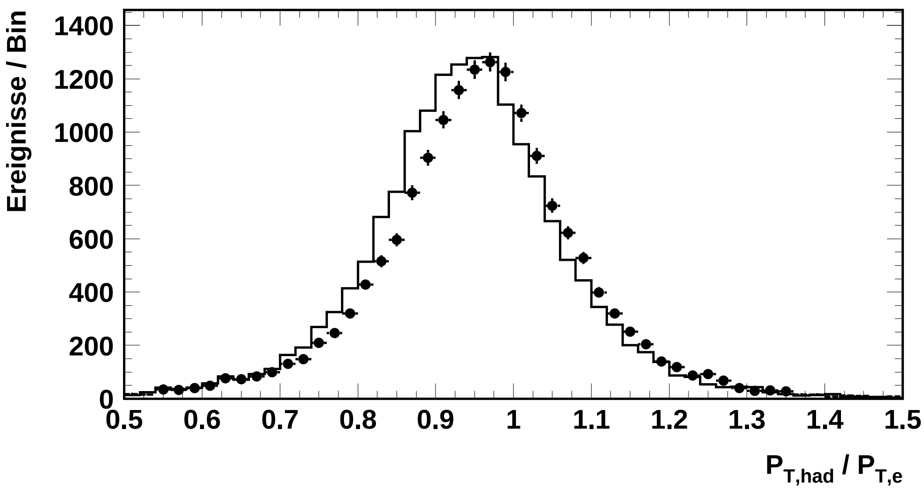


Abbildung 6.2: Verhältnis der Transversalimpulse $\frac{p_{T,had}}{p_{T,e}}$.

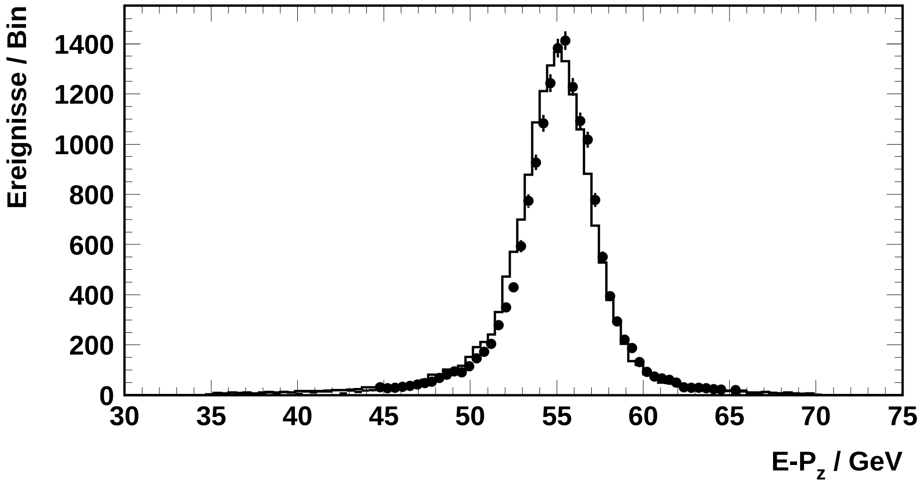


Abbildung 6.3: Gesamtes $E - p_z$ des Ereignisses.

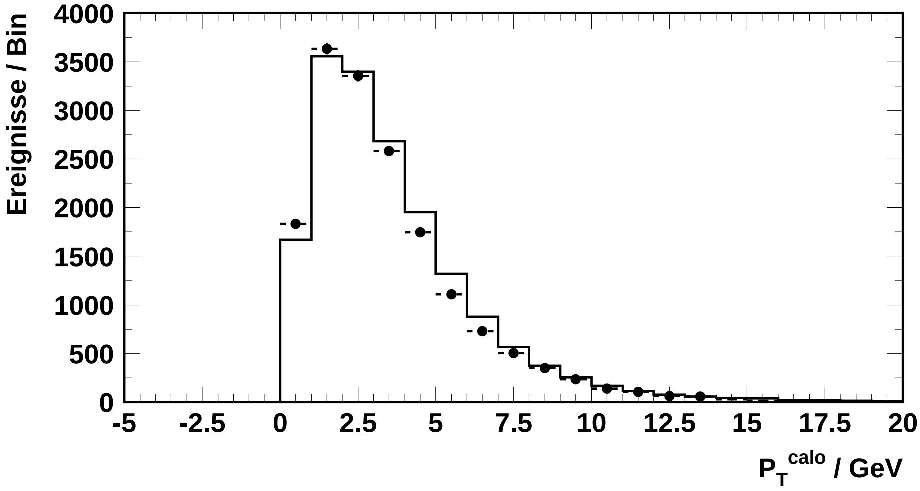


Abbildung 6.4: Fehlender Transversalimpuls im Kalorimeter.

6.3 Elektronen–Kanäle

6.3.1 Elektron–Jet

Die Selektionskriterien des Elektron–Jet–Kanals orientieren sich im wesentlichen an der Standardselektion für Ereignisse mit neutralem Strom. Sie sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. Es werden genau ein Elektron und ein Jet im LAr-Kalorimeter gefordert, die den oben genannten Anforderungen genügen. Der Transversalimpuls des Elektrons muß größer als 22 GeV sein, für den Jet werden nur 12 GeV gefordert. Durch diesen asymmetrische Schnitt werden die Ereignisse hauptsächlich über das Elektron selektiert.

Die Forderung $p_T^{calo} < 20$ GeV dient zur weiteren Reduzierung von nicht–e–p–Untergrund und verwirft Ereignisse mit grober Fehlmessung der Energie (z.B. durch große Strahlrohrverluste im Vorwärtsbereich). Durch den Schnitt in p_T^{calo} werden poten-

Selektionsschnitte
1 Elektron in LAr, 1 Jet in LAr
$p_{T,e} > 22$ GeV
$p_{T,jet} > 12$ GeV
$p_T^{calo} < 20$ GeV
35 GeV $< (E - p_z)^{calo} <$ 70 GeV
E(elm.SPACAL) $<$ 5 GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	10847
MC NC	11377,50
MC γp	3,41
MC QEDC	2,77
MC total	11383,70
Daten / MC	0,953

Tabelle 6.2: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Elektron–Jet.

tielle Neutrinokandidaten verworfen. Ereignisse mit Neutrinos werden jedoch getrennt selektiert und in eigenen Kanälen untersucht.

Eine weitere Einschränkung von $(E - p_z)^{calo}$ auf einen Bereich von 35 GeV bis 70 GeV unterdrückt einen Teil des Photoproduktionsuntergrundes, der in der Regel bei niedrigen Werten von $E - p_z$ liegt. Durch die Vorgabe einer Maximalenergie von 5 GeV im elektromagnetische SPACAL werden, wie schon in Kapitel 4.3.3 besprochen, neutrale Ströme mit kleinen Implusüberträgen ausgeschlossen. Dies ist notwendig, da für diese Analyse kein NC–Monte Carlo mit $Q^2 < 60$ GeV zur Verfügung steht. Der Übergangsbereich zwischen Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$ GeV) und neutralen Strömen mit Impulsübertrag $Q^2 > 60$ GeV kann im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden.

Wie aus Tabelle 6.2 ersichtlich ist, stimmt die Gesamtzahl der Ereignisse in den Daten bis auf ungefähr 5% mit den simulierten Ereignissen überein. Die Anzahl der Daten liegt etwas tiefer als in der Simulation. Eine Abweichung in der Normierung auf einem Niveau von 5% stellt für diese Analyse keine prinzipielle Beieinträchtigung dar. Alleine die Unsicherheit in der Bestimmung der Luminosität beträgt ungefähr 3% (s. Tabelle 4.2).

Als mögliche Standardmodellprozesse kommen in diesem Kanal nur die tiefinelastische Streuung mit neutralem Strom und Untergrund aus Photoproduktions– oder QED–Compton–Prozessen in Frage, bei denen ein Jet bzw. ein Photon als Elektron misidentifiziert wird. Der Anteil an γp–Ereignissen und Photoproduktion beträgt weniger als 1 Promille der NC–Ereignisse und ist zu vernachlässigen.

In Abbildung 6.5 (a) und (b) sind die Verteilungen der Transversalimpluse von Elektron und Jet zu sehen. Die Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken, die Simulationen als schraffierte Histogramme dargestellt. Die Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen einem statistischen Fehler von 1σ.

Die Transversalimpulse des Elektrons und des Jets werden im Verlauf durch die Monte Carlo–Simulationen beschrieben. Im p_T–Spektrum des Elektrons liegt ein Bin um $p_{T,e} \approx 40$ GeV etwas zu tief ($\approx 10\%$). Im hohen p_T–Bereich um ≈ 100 GeV ist ein deutlicher Unterschuß in den Daten zu erkennen. In dieser Region gibt es zwar nur wenige Ereignisse mit neutralem Strom, so daß die Fehlerbalken hier groß sind, es ist aber auffällig daß vier benachbarte Bins zu tief liegen. Da Elektron und Jet in NC–Ereignissen im Transversalimpuls balanciert sind, spiegelt sich der Datenunterschuß in derselben Region der Jet–Verteilung wider. Dieser Effekt wird getrennt für die einzelnen Jahre 1997 bis 1999 beobachtet. Er scheint nicht auf speziellen Problemen einer Datennahmeperiode zu beruhen. Auch die Vermutung, daß die Forderung der Isolation des Elektrons bezüglich anderer Cluster eine Rolle spielt, hat sich nicht bestätigt. Eine Auflockerung der maximal erlaubten Clusterenergie in einem Konus um das Elektron von 3 GeV auf 10 GeV (s. Kapitel 6.1) führt zur gleichen Ereigniszahl in der betrachteten Region.

Eine leicht unterschiedliche Beschreibung des Elektronschauers oder von hadronischer Aktivität im Vorwärtsbereich des Detektors, die beide für die Elektronidentifikation wesentlich sind, könnten eine Ursache hierür sein.

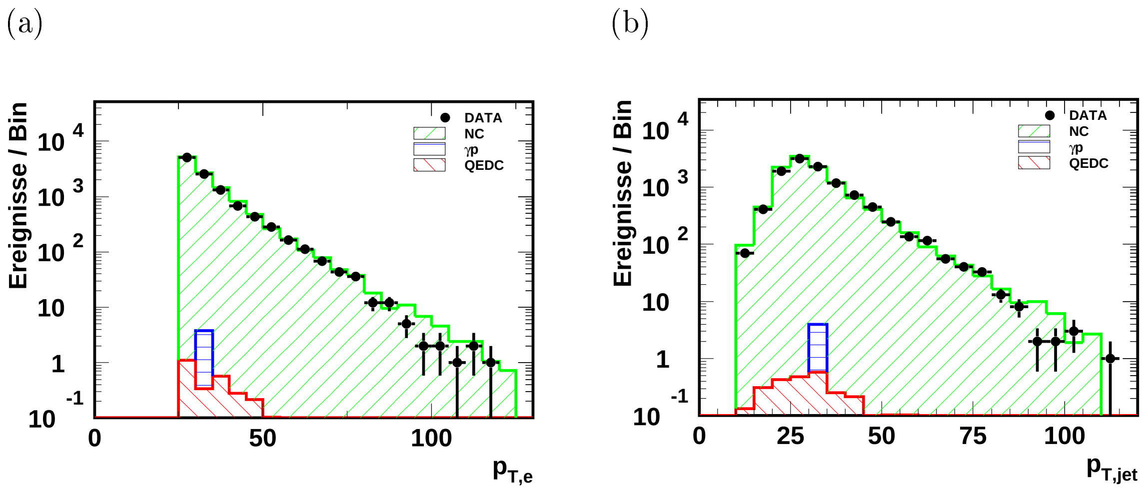


Abbildung 6.5: Verteilung der Transversalimpulse von Elektron (a) und Jet (b).

Abbildung 6.6 zeigt die Pseudorapidität η von Jet und Elektron und deren Summe. Ist die Pseudorapiditätssumme $\eta_e + \eta_{jet}$ gleich Null, so liegen Elektron und Jet bezüglich des Polarwinkels „Rücken an Rücken“. Mit Ausnahme des Vorwärtsbereichs beschreibt die Simualtion den Verlauf der Daten. Der generelle Unterschuß von 5% in den Daten wird in den Verhältnissen von Daten zu Monte Carlo in (b),(d) und (f) deutlich. Da Elektronen mit großen Transversalimpulsen in NC–Ereignissen weit vorne im Detektor liegen, ist die Abweichung im Bereich großer Pseudorapiditäten auf das oben besprochene Defizit bei hohen Transversalimpulsen zurückzuführen. Schließlich bleibt das letzte Bin der Verteilung (d) des Jets dicht an der Winkelakzeptanzgrenze zu erwähnen. Die Winkelakzeptanz des LAr–Kalorimeters liegt bei $\eta = 3,3$. Es ist plausibel, daß in dieser Region die Simulation nicht realistisch genug ist.

Die invariante Massenverteilung für den Kanal Elektron–Jet ist in Abbildung 6.7 zu sehen. Sie stimmt mit der Simulation überein. Es gibt leichte Abweichungen besonders im mittleren ($M_{e,jet} \approx 100 - 130$ GeV) und hohen Massenbereich (um $M_{e,jet} \approx 200$ GeV). Letztere ist wiederum auf die oben bereits erwähnten Unterschiede in der $p_{T,e}, \eta_e$–Verteilung zurückzuführen. Die Massenverteilung ist unauffällig. Es gibt keine Anzeichen für neue Physik. Eine Reihe weiterer Verteilungen befindt sich in Anhang B.

Alle Ereignisse mit invarianter Masse größer 200 GeV wurden in der graphischen Darstellung (Event Display) durchgesehen. Kein einziges Untergrundereignis wird ge-

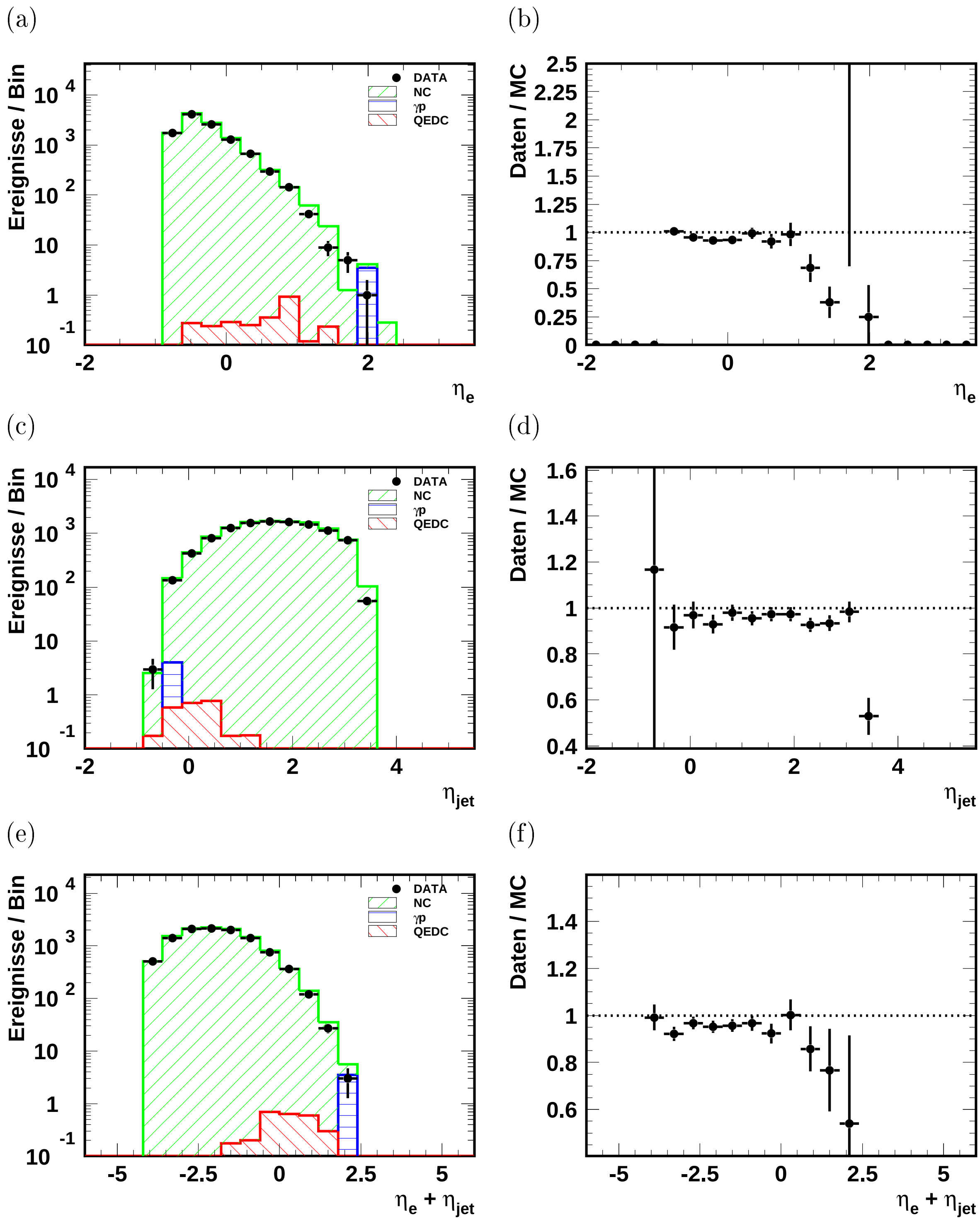


Abbildung 6.6: Verteilung der Pseudorapiditäten des Elektrons (a),(b), des Jets (c),(d) und deren Summe (e),(f)

funden.

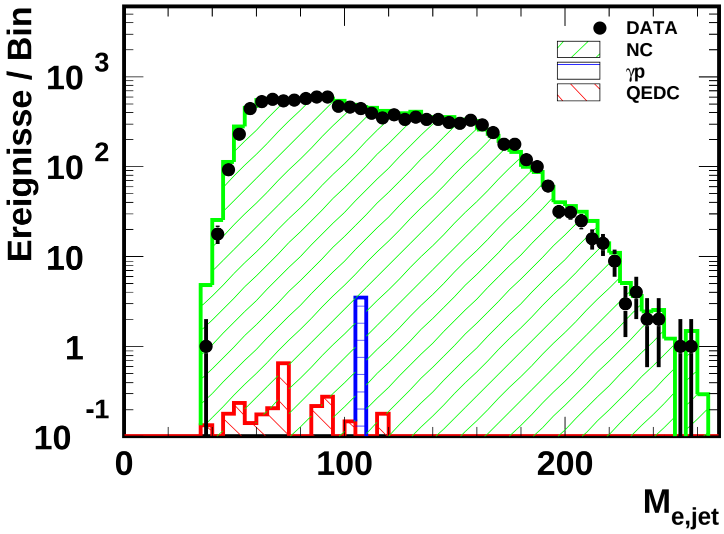


Abbildung 6.7: Massenverteilung des Kanals Elektron–Jet.

6.3.2 Elektron–Myon

Selektionsschnitte
1 Elektron in LAr, 1 Myon
$p_{T,e} > 10$ GeV
$p_{T,\mu} > 10$ GeV
$\lvert\eta_e + \eta_\mu\rvert > 0,4$ **oder**
$\Big\lvert \lvert\phi_e - \phi_\mu\rvert - 180^\circ \Big\rvert > 6^\circ$

Anzahl der Ereignisse	
Daten	14
MC NC	10.44
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu\,(p_{T,e} > 10)$	5.35
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu\,(p_{T,jet} > 10)$	0.03
MC total	15.82
Daten / MC	0.885

Tabelle 6.3: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Elektron–Myon.

In diesem Kanal wird nach Ereignissen gesucht, die genau ein Elektron im LAr–Kalorimeter und ein Myon enthalten. Es wird ein Mindesttransversalimpuls von 10 GeV für jedes Lepton gefordert. Die erwartete Ereignisrate für diesen Kanal ist sehr gering.

Im Standardmodell gibt es nur einen Prozess, der bei HERA für solche Ereignisse in Frage kommt, nämlich die Erzeugung eines Myonenpaars durch zwei Photonen. Eines der beiden Myonen müßte unbemerkt aus dem Detektor entweichen, das andere identifiziert werden. Dies ist allerdings in $\gamma\gamma$–Prozesse häufig der Fall, da die Leptonen bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Strahlachse erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für Leptonpaarproduktion nimmt mit steigendem Transversalimpuls stark ab. Zudem muß das Elektron ins LAr–Kalorimeter gestreut werden. Als Untergrund kommen DIS–Ereignisse mit neutralem Strom in Betracht, in denen ein Myon beim Zerfall eines Jetteilchens entsteht.

Einen beträchtlichen Anteil an Untergrund aus nicht-e–p–Wechselwirkungen stellen im Elektron–Myon–Kanal kosmische Ereignisse dar. Myonen aus der Höhenstrahlung können beim Durchfliegen des Detektors Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Dieser Energiecluster wird dann als Elektron misidentifiziert. Zur Unterdrückung kosmischer Ereignisse werden keine Elektron–Myon–Paare akzeptiert, die sich sowohl in η als auch in ϕ einander gegenüberliegen. Dies bewirkt eine reduzierte Effizienz bei 55 GeV$= 2E_e^0$).Der verwendete Schnitt auf die Summe der Pseudorapiditäten und die ϕ–Differenz von Elektron und Myon ist in Tabelle 6.3 aufgeführt. Die numerischen Werte von 6° in ϕ und 0,4 in η wurden anhand eines Samples mit kosmische Myonen ermittelt. Eine graphische Darstellung des zweidimensionalen Schnittes ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

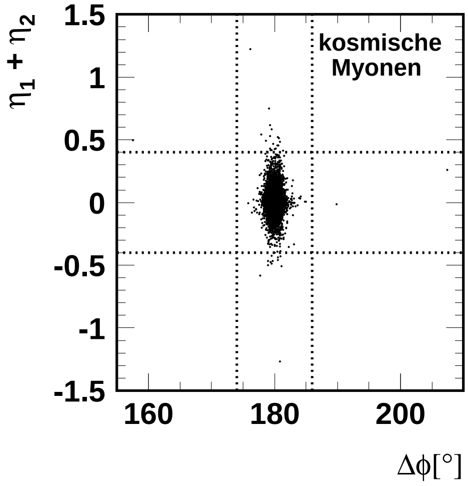


Abbildung 6.8: Graphische Darstellung des zweidimensionalen Schnittes zur Unterdrückung kosmischer Myonen. Die Summe der Pseudorapiditäten beider Myonspuren wird mit $\eta_1 + \eta_2$, die Differenz ihrer Azimutalwinkel mit $\Delta\phi$ bezeichnet. Die eingezeichneten Schnitte liegen bei $\pm 0,4$ in η und bei $\pm 6°$ in ϕ.

Nach allen Selektionschnitten bleiben 14 Ereignisse mit Elektron und Myon übrig. Die Simulation sagt 15,8 Ereignisse voraus. Bei den $\gamma\gamma$–Prozessen spielt wie erwartet nur der elastische Anteil eine Rolle. Die Verteilungen der Transversalimpulse sind in Abbildung 6.9 zu sehen. Trägt man den Azimutwinkel der beiden Leptonen gegeneinander auf, erkennt man, daß sie nur in einem Ereignis nicht in ϕ balanciert sind. Dieses eine Ereignis ist das einzige, in dem ein Jet gefunden wird (s. Anhang A.1).

Die Massen der Elektron–Myon–Paare liegen alle unterhalb von 50 GeV (s. Abbildung 6.9 (d)). In diesem Kanal gibt es keine Anzeichen für die Erzeugung eines schweren Teilchens. Der Einschnitt in der Massenverteilung der simulierten Ereignisse bei 55 GeV läßt deutlich den Schnitt zur Unterdrückung kosmischer Ereignisse erkennen.

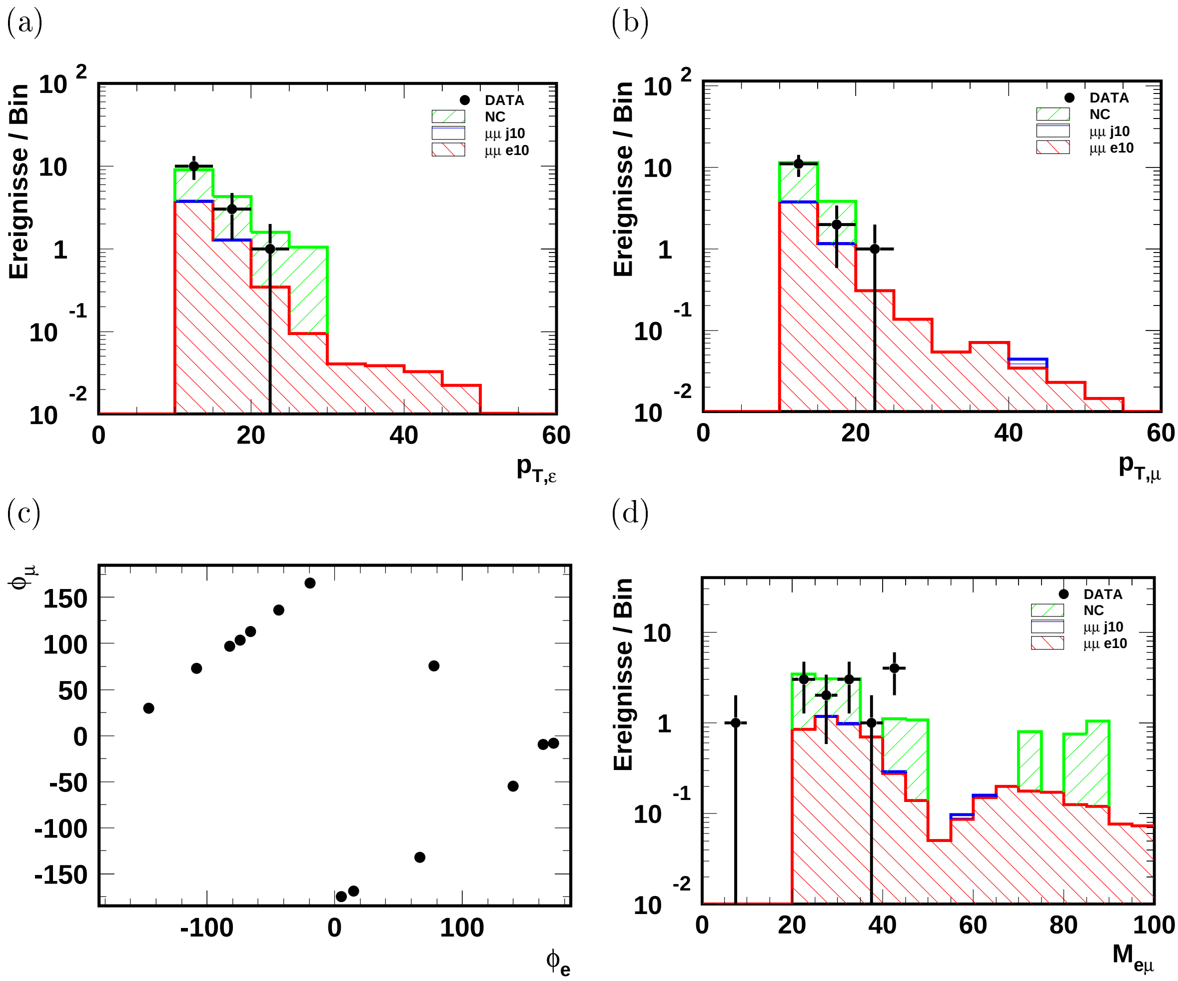


Abbildung 6.9: Verteilungen des Elektron–Myon–Kanals.

Selektionsschnitte
$\geq$1 Elektron in LAr, $\geq$ 1 Jet in LAr
$p_{T,e} > 10\mathrm{GeV}$
$p_T^{calo} > 20\mathrm{GeV}$
$\left\lvert \lvert\phi_e - \phi_\mu\rvert - 180^\circ \right\rvert > 10^\circ$ **oder**
$(E - p_z)^{calo} < 40\mathrm{GeV}$

Tabelle 6.4: Selektionsschnitte des Kanals Elektron–Jet–Neutrino.

6.3.3 Elektron–Jet–Neutrino

In den letzten Jahren haben einige Ergeignisse mit isolierten Leptonen, einem Jet und hohen fehlendem Transversalimpuls bei H1 für Aufregung gesorgt. In den Jahren 1994–1997 wurden fünf solcher Ereignisse im Myon–Kanal und eines im Elektron–Kanal gefunden. Es werden 2,4 Ereignisse im Elektron–, abernur 0,8 im Myonen–Kanal erwartet [H1C98]. Den größten Anteil macht dabei die W–Produktion aus. Im Jahr

1999 kamen zwei weitere Elektron–und zwei Myon–Kandidaten hinzu.

In dieser Analyse wird versucht, nach weiteren isolierten Leptonkandidaten Ausschau zu halten. Dazu wird im Elektron–Kanal der Mindesttransversalimpuls des Neutrinos von 25 GeV auf 20 GeV gesenkt (s. Tabelle 6.4). Zur teilweisen Reduzierung des NC–Untergrundes wird entweder $(E - p_z)^{calo} < 40$ GeV oder eine Akoplanarität $\Delta\phi > 10^\circ$ von Elektron und hadronischem Endzustand gefordert.

Nach allen Selektionsschnitten bleibt ein Ereignissample von 25 Ereignissen übrig, die alle durchgesehen werden. Ein direkter Vergleich mit der Monte Carlo–Simulation kann im Rahmen dieser Arbeit aufgrund des schlechten Verhältnisses von Signal zu Untergrund nicht vorgenommen werden.

Im selektierten Datensample sind die zwei isolierten Elektronkandidaten des Jahres 1999 enthalten, das andere Ereignis wurde schon vor 1997 aufgezeichnet.Ein Event Display ist in Anhang A.2 zu finden. Der größte Teil der Ereignisse stammt aus tiefinelastischer Streuung mit großen Energieverlusten im Vorwärtsbereich.

6.3.4 Elektron–Elektron

Selektionsschnitte
2 Elektronen in LAr
$p_{T,e1} > 20$ GeV
$p_{T,e2} > 15$ GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	22
MC NC	14,11
MC $\gamma\gamma \to ee\,(p_{T,e} > 10)$	7,05
MC QEDC	5,96
MC total	27,13
Daten / MC	0,811

Tabelle 6.5: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Elektron–Elektron.

Dieser Kanal ist besonders interessant für die Suche nach Teilchen, die in ein Leptonpaar zerfallen. So wird nach Kandidaten für den Zerfall $Z \to e^+e^-$ Ausschau gehalten. Da in dieser Analyse nur der Zerfall schwerer Teilchen von Interesse ist, werden hohe Transversalimpulse $p_{T,e1} > 20$ GeV und $p_{T,e2} > 15$ GeV für beide Elektronen gefordert, um das Ereignissample möglichst überschaubar zu halten.

Im Vergleich zur Simulation, in der rund 27 Ereignisse selektiert werden, liegen die Daten bei 22 Ereignissen. Als Standardmodellprozesse in diesem Kanal sind QED–Compton– und $\gamma\gamma$–Prozesse, sowie tiefinelastische Streuung mit neutralem Strom zu erwarten.

In den QED–Compton–Ereignissen kommt es hin und wieder zu einer Fehlidentifizierung von Photonen als Elektronen. Dies spielt besonders im vorderen Bereich, außerhalb der Winkelakzeptanz der zentralen Spurkammer, eine Rolle, da dort keine Cluster–Spur–Verbindung gefordert wird. Auch radiative Prozesse wie z.B. FSR spielen hier eine Rolle. QED–Compton–Ereignisse können ein Elektronpaar großer Masse vortäuschen (s. Kapitel 3.2.3). In DIS–Ereignissen können neutrale Pionen, die im elektromagnetischen Kalorimeter bevorzugt in zwei Photonen zerfallen, oder andere Teile eines Jets ein Elektron vortäuschen.

Der Hauptuntergrund in diesem Kanal kommt mit 14 Ereignissen von der NC–Simulation, gefolgt von $\gamma\gamma$– und QED–Compton–Ereignissen. Einige Verteilungen des Elektron–Elektron–Kanals sind in Abbildung 6.10 sowie im Anhang B dargestellt.

Die p_T–Verteilungen der Elektronen (6.10 (a) und (b)) sind gut beschrieben. Auch die invarianten Massen der Elektronpaare in (c) stimmen mit der Vorhersage des Standardmodells überein. Vier der 22 Ereignisse liegen bei Massen über 100 GeV. In der Simulation spielt dort nur noch der QED–Compton–Prozeß eine Rolle. Zwei Ereignisse liegen dicht bei der Z–Masse. In dem einen Ereignis befindet sich ein Photon gerade außerhalb der CJC–Akzeptanz im vorderen Detektorbereich. In der zentralen und der Vorwärtwsspurkammer sind keine Spursegmente zu finden. Es handelt sich höchstwahrscheinlich um ein QED–Compton–Ereignis mit $M_{e,\gamma} = 89,9$ GeV. Im anderen Ereignis bei $M_{e12} = 83$ GeV sind ein Jet, ein Elektron und ein Photon zu erkennen, das in η dicht beim Jet liegt. Es ist wahrscheinlich ein DIS–Ereignis mit hartem Photon. Auch die zwei Ereignisse, die etwas oberhalb von 100 GeV liegen, zeigen Signaturen von tiefinelastischer Streuung mit hartem Photon, bzw. eines QED–Compton–Prozesses.

Betrachtet man Abbildung 6.10 (e), in der die Transversalimpulse der Elektronen gegeneinander aufgetragen sind, kann man zwei deutlich isolierte Ereignisse bei sehr hohen $p_{T,e}$ beider Elektronen erkennen. Bei diesen Ereignissen handelt es sich um zentral im Detektor gelegene Elektronen mit gut gemessenen Spuren in der CJC. Die invarianten Massen betragen $M_{e12} = 110$ GeV und $M_{e12} = 136$ GeV. Die Impulse der zugehörigen Spuren sind im Rahmen der Messungenauigkeiten mit den Energien der Cluster verträglich. Die Ladung beider Spuren wird in beiden Ereignissen als positiv bestimmt. In diesem hohen Transversalimpulsbereich besitzen die Spuren praktisch keine Krümmung im Magnetfeld, so daß die Ladungsbestimmung unzuverlässig ist.

In Abbildung 6.10 (f) ist die Summe der Transversalimpulse gegen die invariante Masse aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die zwei „guten“ Ereignisse sowohl bei sehr hohen Massen als auch Transversalimpulsen liegen. Der Untergrund aus $\gamma\gamma$–Prozessen beträgt für $p_{T,e1} > 40$ GeV,$p_{T,e2} > 40$ GeV ungefähr 0,1 Ereignis. ist bei so hohen Massen praktisch nicht mehr zu erwarten. Ein Event Display beider Ereignisse ist in Anhang A.3 und A.4 zu finden.

6.3.5 Elektron–Elektron–Jet

Selektionsschnitte
2 Elektronen in LAr, 1 Jet
$p_{T,e1} > 10$ GeV
$p_{T,e2} > 7$ GeV
$p_{T,jet} > 10$ GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	18
MC NC	12,67
MC $\gamma\gamma \to ee$ ($p_{T,e} > 10$)	1,72
MC QEDC	2,34
MC total	16,72
Daten / MC	1,076

Tabelle 6.6: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals *Elektron–Elektron–Jet*

Die Ereignisse in diesem Kanal fallen teilweise mit denen des Zwei–Elektronen–

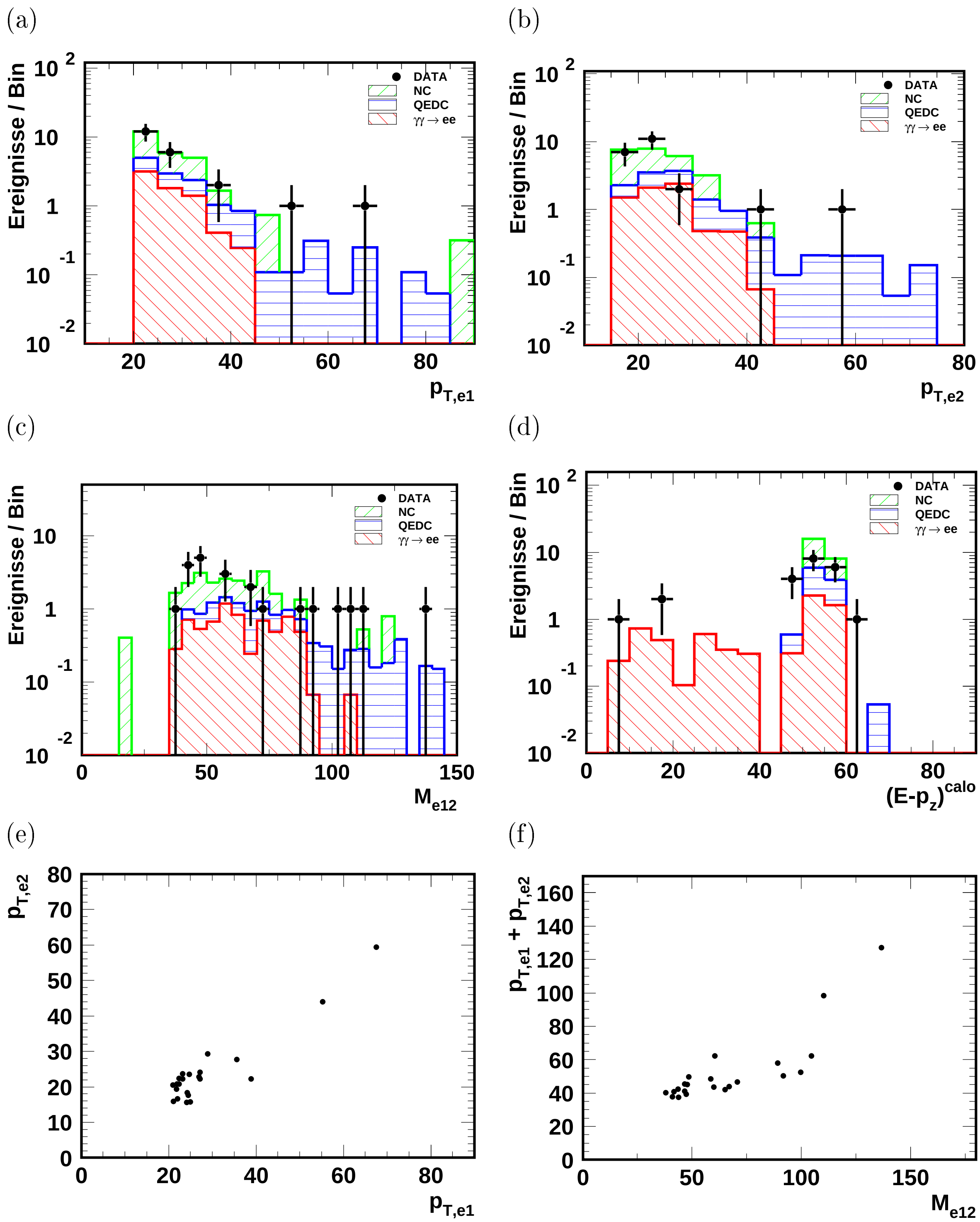


Abbildung 6.10: Verteilungen des Elektron–Elektron–Kanals

Kanals zusammen. Es werden 18 Ereignisse in den Daten gefunden und 16,7 in der Simulation. Die Transversalimpulsverteilungen der Elektronen und des Jets sind mit der Simulation verträglich. In den Daten zeichnet sich ein leichter Überschuß bei Transversalimpulsen größer 20 GeV sowohl bei Elektronen als auch beim Jet ab. Er ist allerdings aufgrund der niedrigen Ereigniszahl nicht signifikant.

Betrachtet man die Verteilungen der invarianten Massen, fallen fünf Ereignisse auf, die isoliert von den anderen bei $M_{e12,jet} = 150 - -160$ GeV liegen. Summiert man die Beiträge der Simulation ab $M_{e12,jet} = 120$ GeV auf, erhalt man 2,2 Ereignisse. Diese Abweichung von Daten zu Simulation ist zwar nicht signifikant, in Anbetracht der sehr hohen invarianten Massen aber interessant. Zwei dieser 5 Ereignisse zeichnen sich auch durch eine hohe invariante Masse des Elektronpaares aus, wie in Abbildung 6.12 zu erkennen ist.

Bei der visuellen Kontrolle der Ereignisse konnten zwei der drei als gute Elektronpaare mit Jet im Vorwärtsbereich, die anderen beiden als Ereignisse mit Jet und Photon erkannt werden. Bei einem der Photonen ist eine Spur in der Vorwärtsspurkammer erkennbar. Da diese allerdings auch durch eine Konversion im Material der Spurkammern entstanden sein kann, ist es unklar, ob es sich um ein Elektron oder Photon handelt. Die beiden letztgenannten Ereignisse sind diejenigen mit höchster Masse. Sie kommt u.a. durch eine große Polarwinkeldifferenz der beiden Elektronen (bzw. Photon) zustande. In den anderen drei Ereignissen liegen die Elektronen relativ dicht beisammen. Sie sehen aus wie inelastische Photon–Photon–Ereignisse. Ein Beispielereignisist in Anhang A.6 zu finden.

6.3.6 Elektron–Elektron–Elektron

Selektionsschnitte
3 Elektronen in LAr
$p_{T,e1} > 10$ GeV
$p_{T,e2} > 7$ GeV
$p_{T,e3} > 5$ GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	3
MC $\gamma\gamma \to ee\,(p_{T,e} > 10)$ ela	0,84
MC $\gamma\gamma \to ee\,(p_{T,e} > 10)$ ine	0,58
MC $\gamma\gamma \to ee\,(p_{T,e} > 10)$ qel	0,89
MC total	2,31
Daten / MC	1,294

Tabelle 6.7: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Elektron–Elektron–Elektron

Ereignisse mit drei Elektronen im Flüssig–Argon–Kalorimeter sind extrem selten. Es gibt im wesentlichen nur einen Prozess im Standardmodell, der im H1–Detektor zu einer solchen Konstellation führen kann, nämlich Photon–Photon–Prozesse, bei denen das Elektron ins LAr–Kalorimeter gestreut wird. Wegen der extrem kleinen Rate dieser Ereignisse, werden relativ niedrige Mindesttransversalimpulse für die Elektronen gefordert (s. Tabelle 6.7)

Die Suche ergibt drei Ereignisse. Von der Simulation werden 1,92 Ereignisse erwartet. Eine Übersicht über die invarianten Massen ist in Abbildung 6.13 gegeben. In

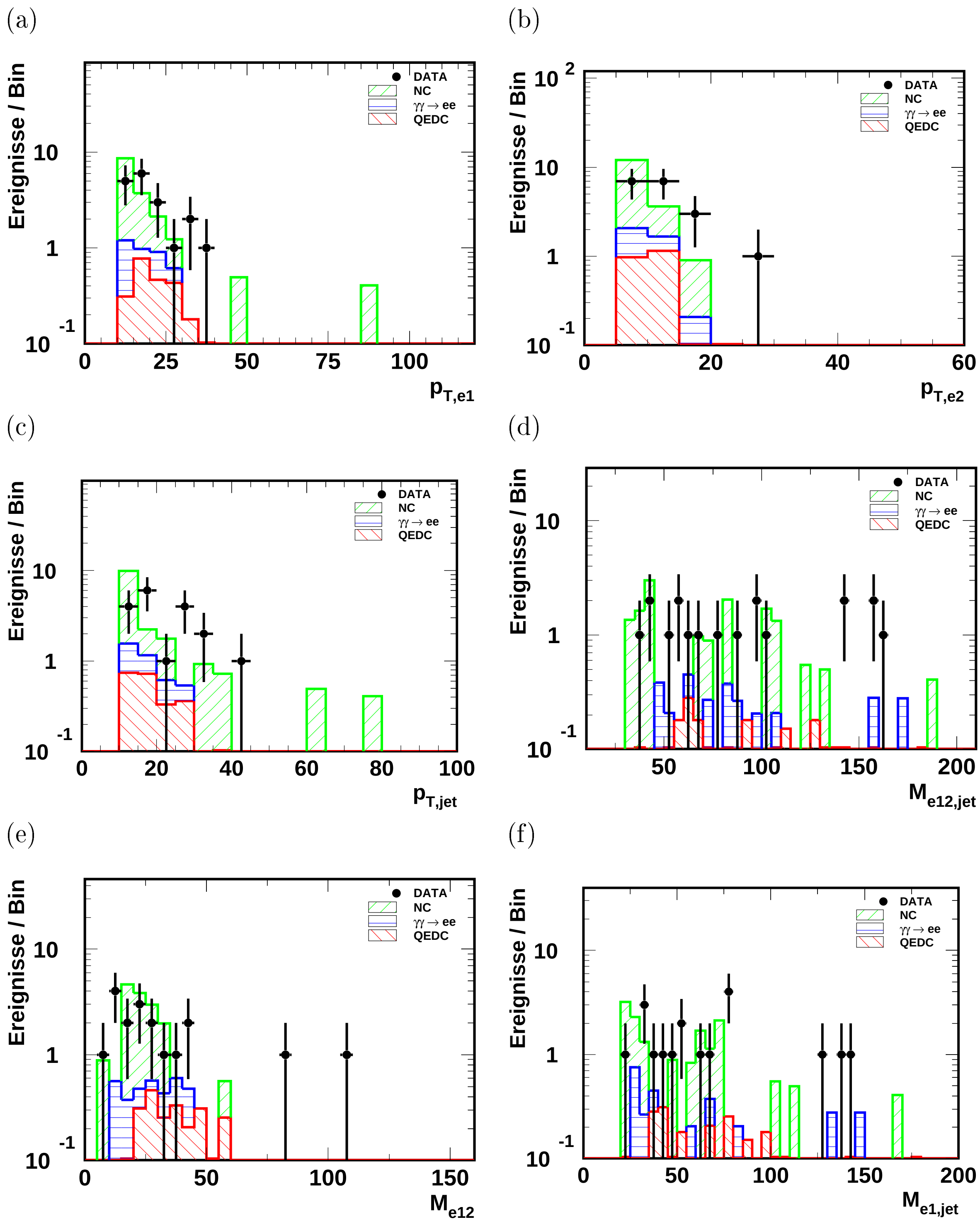


Abbildung 6.11: Verteilungen des Kanals Elektron–Elektron–Jet.

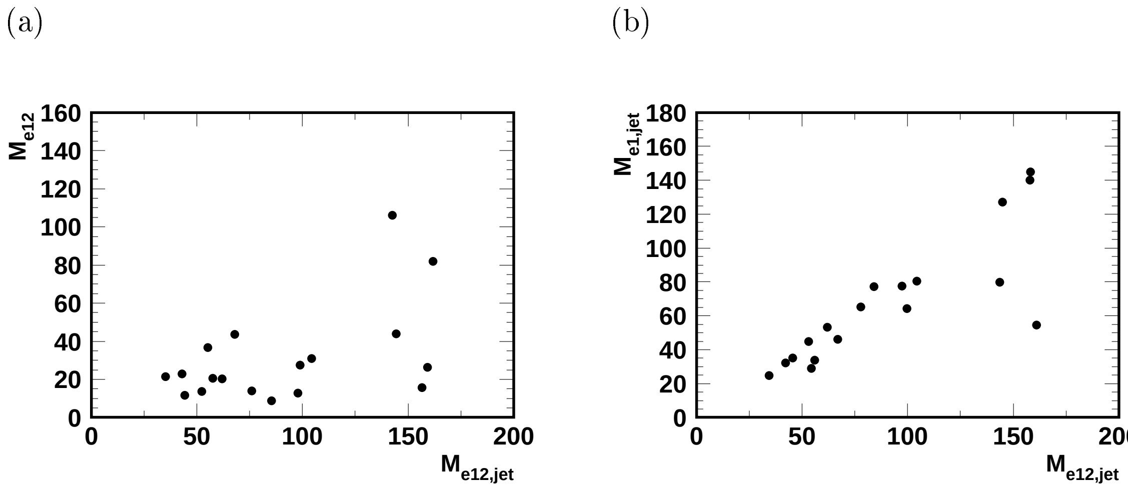


Abbildung 6.12: Massenverteilung des Kanals Elektron–Elektron–Jet in der zweidimensionalen Auftragung.

den beiden Ereignissen mit $M_{e123} = 43$ GeV und $M_{e123} = 85$ GeV (s. Anhang A.5) liegen alle Elektronen innerhalb der Akzeptanz der zentralen Spurkammern und besitzen eine gute Spur. Im Ereignis mit der höchsten Masse $M_{e123} = 137$ GeV liegt eines der Elektronen im vorderen Kalorimeterbereich. In der Vorwärtsspurkammer befinden sich mehrere niederenergetische Spursegmente, so daß eine Unterscheidung zwischen Elektron, Photon oder hadronischer Aktivität schwerfällt.

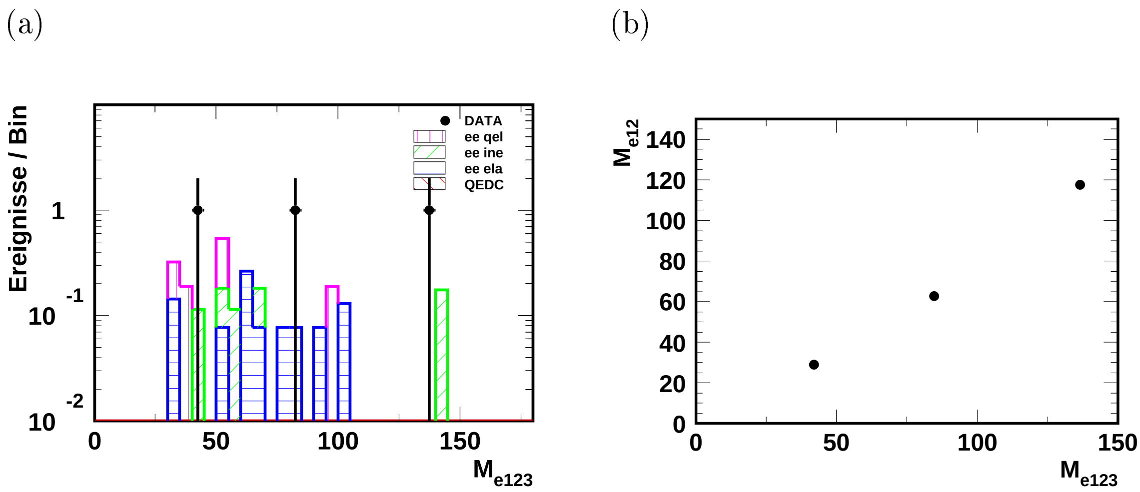


Abbildung 6.13: Massenverteilung des Kanals Elektron–Elektron–Elektron.

6.4 Myonen–Kanäle

6.4.1 Myon–Jet

Selektionsschnitte
1 Myon , 1 Jet
$p_{T,\mu} > 12\text{GeV}$
$p_{T,jet} > 10\text{GeV}$
$\lvert\eta_e + \eta_\mu\rvert > 0,4$ **oder**
$\left\lvert\lvert\phi_e - \phi_\mu\rvert - 180°\right\rvert > 6°$

Anzahl der Ereignisse	
Daten	17
MC NC	3,11
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu\,(p_{T,e} > 10)$	0,014
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu\,(p_{T,jet} > 10)$	10,95
MC total	14,07
Daten / MC	1,208

Tabelle 6.8: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Myon–Jet.

Bei der Suche nach Ereignissen mit einem Myon und einem Jet bereitet der kosmische Untergrund große Probleme. Zusätzlich zum Schnitt gegen kosmische Myonen müssen in diesem Kanal Untergrundereignisse durch kosmische und Halo–Myonen nach visueller Inspektion entfernt werden.

Fordert man ein Myon mit $p_{T,\mu} > 12$ GeV und ein Jet mit $p_{T,jet} > 10$, bleiben von den gesamten vorselektierten Daten nur noch 17 Ereignisse übrig. Dies stimmt mit der Monte Carlo–Vorhersage überein. Als Untergrund werden simulierte $\gamma\gamma$–Ereignisse und tiefinelastische Streuung mit neutralem Strom berücksichtigt. Eine mögliche Quelle für Ereignisse mit Myonen stellen die sog. *Heavy–Flavour–Zerfälle* dar. Das Impulsspektrum der Zerfallsmyonen stirbt jedoch bei $p_T \approx 10$–12 GeV aus.

Die meisten Ereignisse liegen bei relativ kleinen Werten von $E - p_z$, was für Photon–Photon–Prozesse spricht. Die Verteilungen zu diesem Kanal befinden sich in Abbildung 6.14. Auffällig sind nur zwei Ereignisse, die in (f) bei hohen Massen und hohen Transversalimpulsen liegen. Sie weisen auch das höchste p_T^{calo} auf (s. Abbildung 6.14 (c)). Es handelt sich um zwei der vier isolierten Myonkandidaten aus dem Jahr 1997. Die anderen beiden Ereignisse haben die Selektion für diesen Kanal nicht überlebt. In dem einem Ereignis werden zwei Jets gefunden, es wird aber genau ein Jet gefordert. In dem anderern Ereignis werden hingegen zwei Myonen gefunden. Das zusätliche Myon ist ein niederenergetisches Kalorimetermyon (s. Kapitel 5.3.1) und liegt dicht beim Jet. Mit Hilfe des Event Displays konnte nicht entschieden werden, ob es sich wirklich um ein Myon oder eine Fehlidentifikation handelt. Zusätzlich befindet sich in diesem Kanal eines der zwei isolierten Myonen des Jahres 1999. Das andere liegt im Vorwärtsbereich des Detektors und wird nur von der alternativen Myon–Identifikation (Finder 2 aus Kapitel 5.3.2) identifiziert. Sie ist für diese Analyse allerdings auf den zentralen Detektorbereich eingeschränkt worden (s.Kapitel 5.3.4).

Die restlichen Ereignisse stammen aller Wahrscheinlichkeit nach aus inelastischen Photon–Photon–Prozessen. Ein Beispielereignis befindet sich in Anhang A.7.

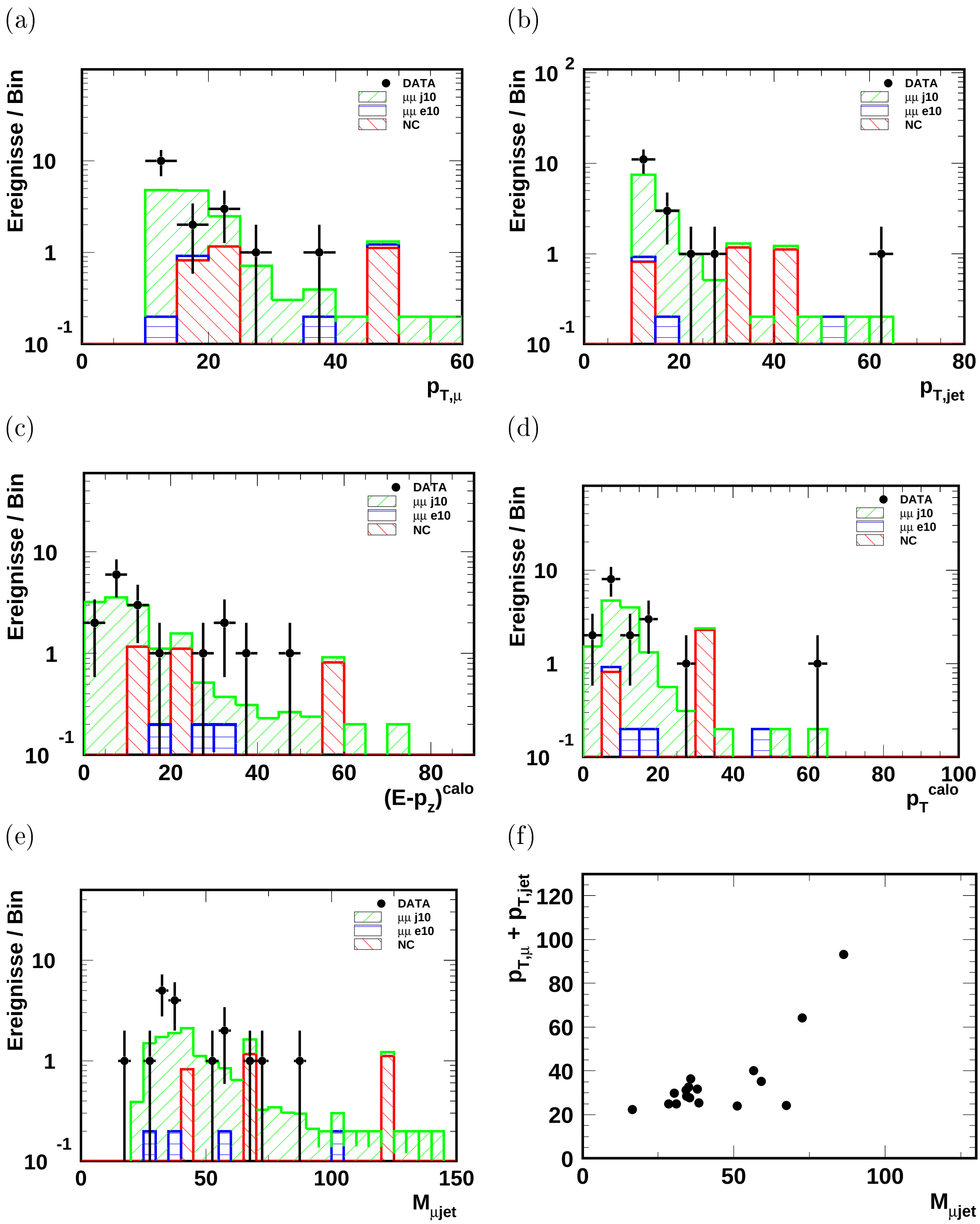


Abbildung 6.14: Verteilungen des Kanals Myon–Jet.

Selektionsschnitte
1 Myon
$p_{T,\mu} > 10\text{GeV}$
$p_T^{calo} > 20\text{GeV}$

Anzahl der Ereignisse	
Daten	4
MC NC	4,55
MC CC	0,11
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu$ ela	0,29
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu$ ine	0,59
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu$ qel	0,06
MC total	5,603
Daten / MC	0,714

Tabelle 6.9: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Myon–Neutrino.

6.4.2 Myon–Neutrino

In diesem Kanal befinden sich nur vier Ereignisse. In Abbildung 6.15 können leider nur drei dieser Ereignisse dargestellt werden, da die Impulsmessung für eines der Myonen einen Wert von $p_{T,\mu} = 256.0^{+597.3}_{-162.9}$ ergibt. Es handelt sich bei drei der vier Ereignisse um die isolierten Myonkandidaten 1997. Der Myonkandidat aus dem Jahr 1999 liegt knapp unterhalb des geforderten p_T^{calo}.

Das übrige Ereignis bei $M_{\mu\nu} \approx 50$ GeV ist ein Myon, das in ϕ mit einem Jet balanciert ist. Das relativ große p_T^{calo} kommt durch den Impuls des Myons und zusätzlich durch eine defekte Kalorimeterzelle zustande. Es befindet sich wahrscheinlich kein Neutrino in diesem Ereignis, das Ereignis fällt in den Myon–Jet–Kanal.

(a) (b)

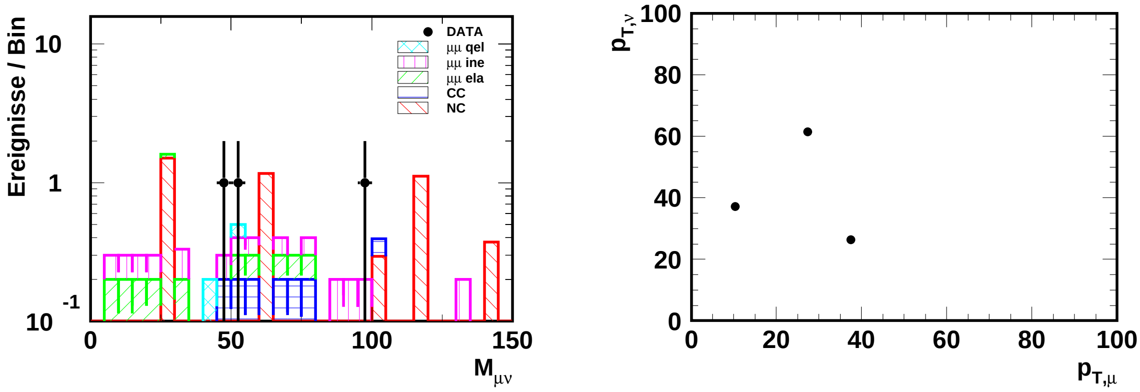


Abbildung 6.15: Verteilungen des Kanals Myon–Neutrino.

Selektionsschnitte
$\geq$1 Myon, $\geq$ 1 Jet
$p_{T,\mu} > 10$ GeV
$p_T^{calo} > 15$ GeV

Tabelle 6.10: Selektionsschnitte des Kanals Myon–Jet–Neutrino

6.4.3 Myon–Jet–Neutrino

Analog zu Kapitel 6.3.3 wird eine Suche nach Ereignissen mit isoliertem Myon, Jet und Neutrino durchgeführt. Der Schnitt in p_T^{calo} wird auf 15 GeV erniedrigt, und es werden mehrere Myonen oder Jets zugelassen.

Es bleibt ein Sample von 13 Ereignissen übrig. Außer den schon bekannten „guten“ isolierten Myonereignissen, enthält es Ereignisse mit ein oder zwei Myonen, die mit einem Jet balanciert sind. Berechnet man den wirklich fehlenden Transversalimpuls unter Berücksichtigung des Myonimpulses, ergeben sich in allen Ereignissen Werte, die deutlich unter dem kalorimetrischen Transversalimpuls liegen. Es konnten keine weiteren Kandidaten in diesem Kanal gefunden werden.

6.4.4 Myon–Myon

Selektionsschnitte
2 Myonen
$p_{T,\mu 1} > 15$
$p_{T,\mu 2} > 10$
$\lvert\eta_e + \eta_\mu\rvert > 0,4$ **oder**
$\Big\lvert\lvert\phi_e - \phi_\mu\rvert - 180°\Big\rvert > 6°$

Anzahl der Ereignisse	
Daten	12
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu$ ela	5,49
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu$ ine	5,00
MC $\gamma\gamma \to \mu\mu$ qel	1,56
MC total	12,06
Daten / MC	0.995

Tabelle 6.11: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Myon–Myon.

Der Zwei–Myonen–Kanal ist wahrscheinlich am stärksten von allen durch kosmischem Untergrund betroffen ist. Im Verlauf der Untersuchung dieses Kanals stellte sich heraus, daß eine Suchroutine für kosmische Myonen, die schon in der Datenvorselektion verwendet wird, einen Teil der guten Zwei–Myonen–Ereignisse verwirft. Es ist die letzte der zehn Routinen des Progammpakets QBGFMAR, die nach langen schmalen Clustern im LAr–Kalorimeter sucht. Um nicht einen Teil der Ereignisse zu verlieren, wird für den Myon–Myon–Kanal eine Vorselektion ohne diese Routine vorgenommen.

Die gemäß Tabelle 6.11 selektierten Daten enthalten 12 Ereignisse in sehr guter Übereinstimmung mit der Simulation. Als Standardmodellprozesse kommen im betrachteten Transversalimpulsbereich nur Photon–Photon–Prozesse in Frage, wenn man von eventueller Z–Produktion absieht.

In Abbildung 6.16 sind die Massen– und p_T–Verteilungen der Myonpaare gezeigt. Zwei Ereignisse liegen bei sehr hohen invarianten Massen. Eines bei $M = 110$ GeV, das andere in der Nähe der Z-Masse bei $M = 89$ GeV. Beide sind gute Zwei–Myon–Ereignisse. Wie in Abbildung 6.16 (d) zu erkennen ist, kommt die hohe invariante Masse von 110 GeV des eines Myonpaares hauptsächlich durch eine große Winkeldifferenz der beiden Myonen zustande. Die Transverslimpulse betragen nur zwischen 20 und 25 GeV. In der Tat liegt in diesem Ereignis ein Myon weit vorne, das anderere hinten im Detektor. Im Ereignis nahe der Z-Masse hingegen liegt ein Myon zentral, das andere im Vorwärtsbereich. Die Summe ihrer Transversalimpulse beträgt ungefähr 80 GeV. Dieses Myonpaar kommt demnach als potentieller Kandidat für einen Z^0–Zerfall in Frage. Die Tatsache, daß sich der Transversalimpuls assymmetrisch auf beide Myonen aufteilt ($p_{T,\mu 1} = 61$ GeV, $p_{T,\mu 2} = 17$ GeV) macht die Z-Hypothese etwas unwahrscheinlicher. Besonders das zweite Myon ist relativ weit vom Jacobipeak entfernt. In Anhang A.9 ist dieses Ereignis abgebildet. Ansonsten scheinen alle Ereignisse mit $\gamma\gamma$–Prozessen kompatibel zu sein. Auch die beiden Ereignisse mit hoher Masse können aus einem Zwei–Photon–Prozeß stammen.

Im Myon–Myon–Kanal wird noch zusätzlich nach Ereignissen mit entweder einem Jet ($p_{T,jet} > 10$ GeV) oder einem Elektron ($p_{T,e} > 10$ GeV) Ausschau gehalten. In den Daten wird jeweils ein Ereignis gefunden in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der $\gamma\gamma$–Monte Carlos. Die Masse der Myonpaare sind in beiden Fällen relativ gering.

6.5 Jet–Kanäle

Aufgrund der großen Untergrundrate für Ereignisse mit Jets und fehlendem Transversalimpuls, z. B. durch kosmische Ereignisse, werden Neutrinos in den folgenden Jet–Kanälen nicht getrennt berücksichtigt. Eventuell auftretende Ereignisse mit bemerkenswert hohen fehlenden Transversalimpulsen können allerdings in den p_t^{calo}–Verteilungen der untersuchten Kanäle ausgemacht werden.

6.5.1 Jet–Jet

Dieser Kanal soll einen Überblick über alle Ereignisse mit zwei hochenergetischen Jets verschaffen. Dazu gehören auch DIS–Ereignisse höherer Ordnung. Die Jets sind nach Transversalimpulsen geordnet. Für den führenden Jet wird ein Transversalimpuls von mindestens 25 GeV gefordert, für den zweiten Jet 20 GeV. Durch die Forderung hoher Impulse wird eine weitgehende Unabhängigkeit von Triggereffizienzen erreicht. Der dominante Prozess im Zwei–Jet–Kanal ist die Photoproduktion. Da nur Photoproduktions–Monte Carlos mit einer Schwerpunktsenergie von 820 GeV zur Verfügung stehen, beschränkt sich diese Analyse auf die Daten des Jahres 1997.

Für diesen Kanal werden Monte Carlo–Simualtionen der tiefinelastischen Streuung mit neutralem und geladenem Strom, sowie Monte Carlos für direkte und aufgelöste Photoproduktion inklusive charm und bottom verwendet. Zusätzlich wird noch der hadronische Zerfall des W–Bosons durch eine Simulation berücksichtigt. Er macht allerdings nur ungefähr ein halbes Prozent der Gesamtzahl der simulierten Ereignisse

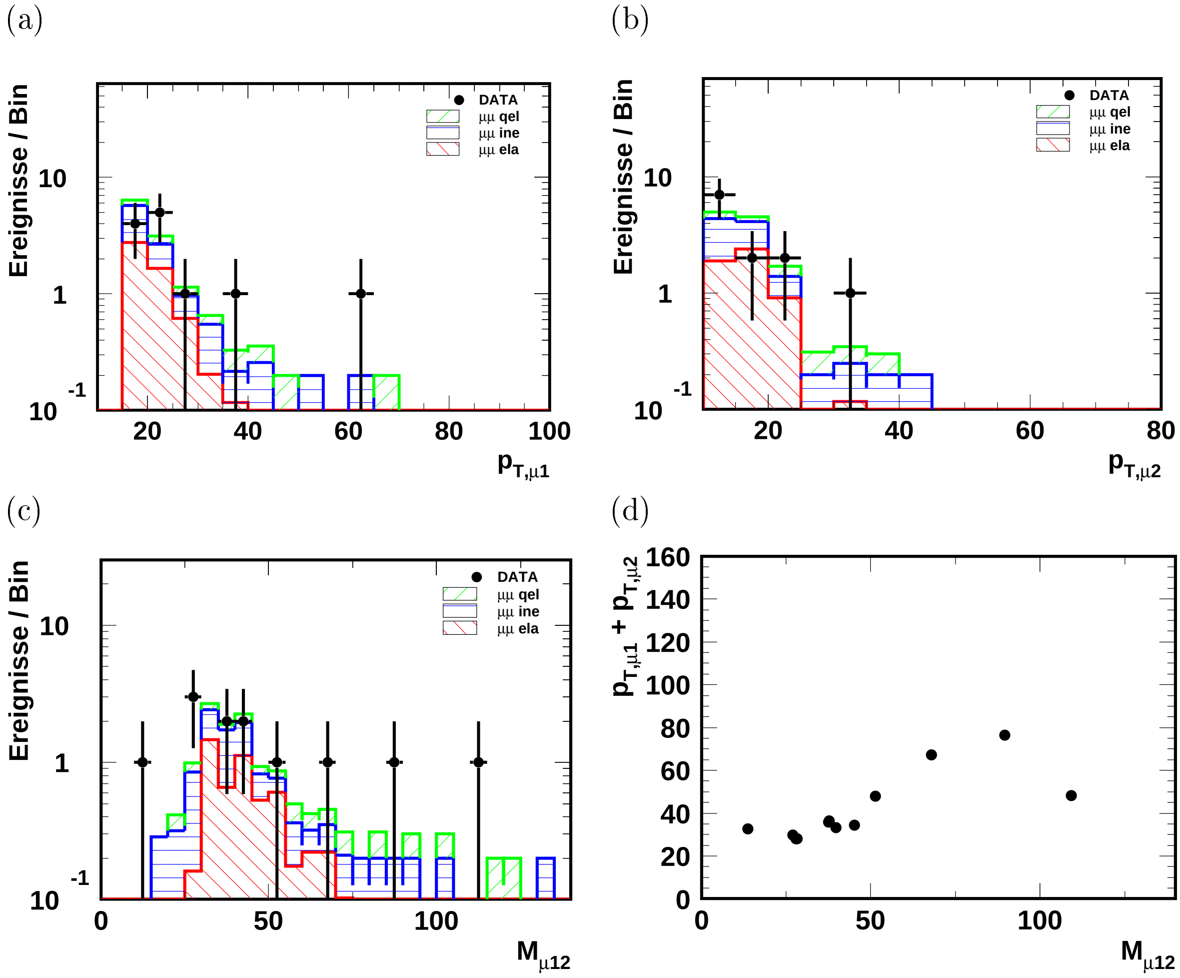


Abbildung 6.16: Verteilungen des Kanals Myon–Myon

aus.

Insgesamt werden 1594 Datenereignisse mit zwei hochenergetischen Jets selektiert. Die Normierung der Monte Carlos auf die Daten stimmt in diesem Kanal bis auf ungefähr 4%. In den Transversalimpulsverteilungen sind in einzelnen Bins Abweichungen zwischen Daten und Simulation zu erkennen, der allgemeine Verlauf wird allerdings gut beschrieben. Die Transveraslimpulse der Jets reichen bis ungefähr 80 GeV, darüberhinaus ist nur ein einzelnes Ereignis zu erkennen. Da die integrierte Luminosität der Daten die der Photoproduktions–Monte Carlos um einen Faktor 1,5 übersteigt, ist im Bereich großer Transversalimpulse nicht mit einer hohen Statistik in der Simulation zu rechnen. Es kommen nur noch vereinzelte simulierte Ereignissen vor.

Die η–Verteilung der Jets weist im Vorwärtsbereich einen leichten Unterschuß auf, im zentralen bis hinteren Bereich dagegen liegen die Daten über den Monte Carlos. Dies spiegelt sich auch in der $\eta_{jet1}+\eta_{jet2}$–Verteilung in Abbildung 6.17 wider. Die $\eta_{jet1}-\eta_{jet2}$–Verteilung ist zu kleinen Werten hin verschoben. Dies ist bei Sortierung der Jets nach Transversalimpulsen ein typischer Effekt von Kalibrationsunterschieden zwischen verschiedenen Bereichen des Detektors. Da die Jets aus Photoproduktionsereignissen

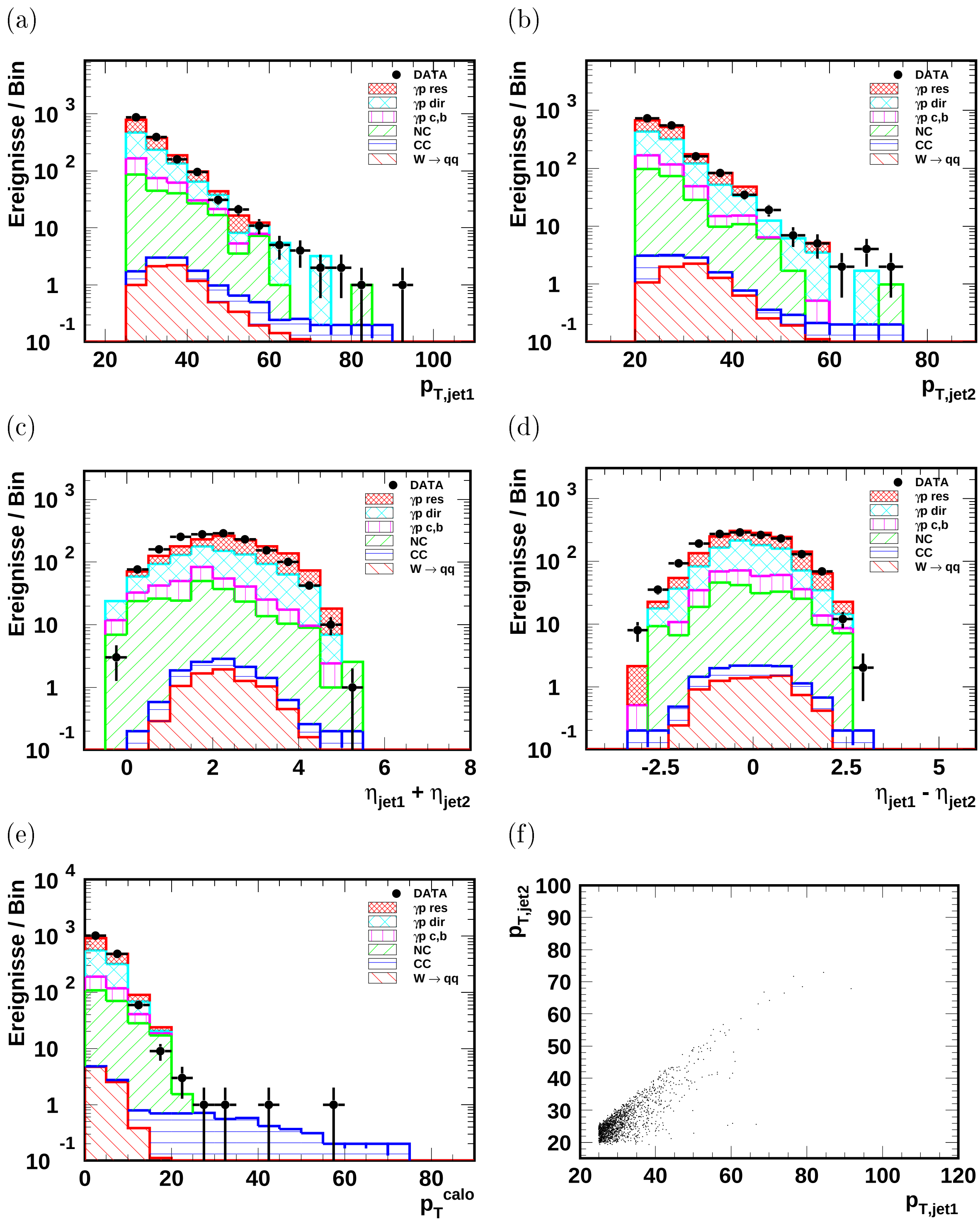


Abbildung 6.17: Verteilungen des Kanals Jet–Jet.

Selektionsschnitte
2 Jets
$p_{T,jet1} > 25$ GeV
$p_{T,jet2} > 20$ GeV
E(elm.SPACAL) < 5 GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	1594
MC NC	215,36
MC CC	4,50
MC γp dir	607,32
MC γp res	549,23
MC γp c,b	142,73
MC $W \to qq$	7,88
MC total	1427,02
Daten / MC	1,044

Tabelle 6.12: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Jet–Jet.

in p_T balanciert sind, können Ereignisse mit ursprünglich großem $\eta_{jet1} - \eta_{jet2}$ durch Unterschiede in der Kalibration zu kleinen Werten verschoben werden und umgekehrt. Dies könnte durch eine Sortierung der Jets nach Polarwinkeln umgangen werden.

Vier Ereignisse des Datensamples liegen bei hohen Werten von p_t^{calo}. Es handelt sich hierbei um DIS–Ereignisse mit geladenem Strom. Sie werden von der Monte–Carlo–Simulation beschrieben.

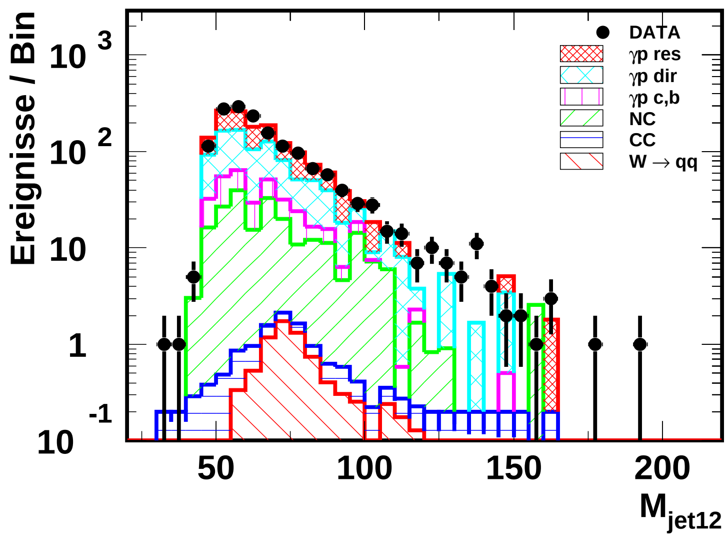


Abbildung 6.18: Massenverteilung des Kanals Jet–Jet.

Bei der invarianten Masse der beiden Jets sind keine signifikanten Abweichungen zu erkennen. Es fällt zwar ein Überschuss bei $M_{jet12} \approx 140$ GeV auf, dieser beschränkt sich aber auf ein einzelnes Bin. Dabei kann es sich also kaum um ein schweres Teilchen handeln, da in diesem Massenbereich für den Massenpeak eine Breite von typischerweise ≈ 15 GeV (3 Bins entsprechend) zu erwarten wäre. Auch in der Nähe der W–Masse ist nichts Auffälliges festzustellen.

Alle Ereignisse mit einer Masse größer 125 GeV wurden im Event Display durchgesehen. Mit Ausnahme eines Ereignisses scheinen alle mit harter Photoproduktion kompatibel zu sein. Die Ausnahme macht ein NC–Ereignis mit einem nicht identifizierten, hochenergetischen Elektron. Es ist gerade das Ereignis mit der höchsten Masse.

6.5.2 Jet–Jet–Elektron

Selektionsschnitte
2 Jets, 1 Elektron in LAr
$p_{T,jet1} > 20$ GeV
$p_{T,jet2} > 15$ GeV
$p_{T,e} > 10$ GeV
E(elm.SPACAL) < 5 GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	713
MC NC	732,87
MC $W \to qq$	0,37
MC total	733,24
Daten / MC	0,972

Tabelle 6.13: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Jet–Jet–Elektron.

In tiefinelastischen Streuprozessen höherer Ordnung können z.B. durch Gluonabstrahlung mehrere Jets entstehen. Wird bei der Streung auch noch ein großer Impulsübertragen, kann das gestreute Elektron zusammen mit den Jets im Detektor nachgewiesen werden. Die Streuung mit neutralem Strom ist der dominante Prozeß im Kanal Jet–Jet–Elektron. Alle anderen bekannten Prozesse sind zu vernachlässigen. Da in diesem Kanal kein Photoproduktions–Monte–Carlo benötigt wird, kann im Gegensatz zum Jet–Jet–Kanal der gesamte Analyse–Datensample verwendet werden.

Wird ein W–Boson in einem Ereignis erzeugt, in dem das Elektron ins Kalorimeter gestreut wird, und das W hadronisch in ein Quark–Antiquark–Paar zerfällt, kann es auch die oben genannte Signatur besitzen. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist sehr gering.

Die p_T– und Massenverteilungen der 193 gemäß Tabelle 6.13 selektierten Ereignisse, sehen im wesentlichen unauffällig aus. Das p_T–Spektrum der NC–Simulation ist etwas weicher als in den Daten. Die Transversalimpulse reichen nicht bis zu so großen Werten wie im Elektron–Jet–Kanal, da sich die Schwerpunktsenergie noch auf einen zusätzlichen Jet verteilen muß.

Die gesamte Masse $M_{j12,e}$ wird mit Ausnahme eines Bereiches um 160–170 GeV gut von der Simulation beschrieben. In diesem Bereich liegen drei benachbarte Bins oberhalb der Daten, sie ergeben zusammen einen Überschuß von rund 20%, der nicht signifikant ist. Es kann in keiner der Spektren ein Anzeichen für neue Physik gefunden werden.

6.5.3 Jet–Jet–Myon

Bei der Suche nach Ereignissen mit zwei Jets ($p_{T,jet1} > 15$ GeV und $p_{T,jet1} > 10$ GeV) und einem Myon ($p_{T,\mu} > 10$ GeV) wird nur ein Ereignis gefunden. Das Myon liegt in

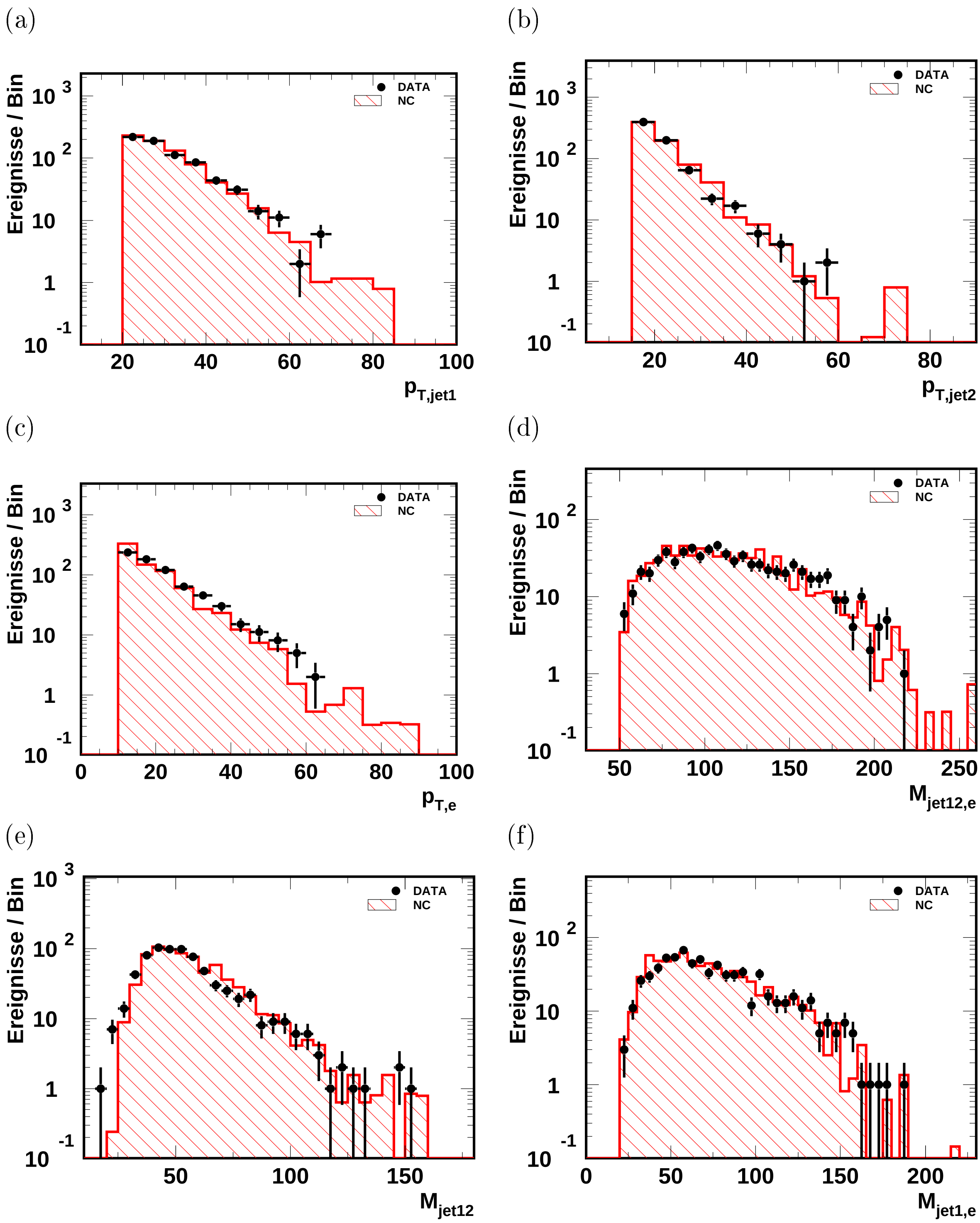


Abbildung 6.19: Verteilungen des Kanals Jet–Jet–Elektron.

der Nähe einer der beiden Jets und besitzt einen Transversalimpuls von nur wenig über 10 GeV.

6.5.4 Jet–Jet–Jet

Selektionsschnitte
3 Jets
$p_{T,jet1} > 25$ GeV
$p_{T,jet2} > 20$ GeV
$p_{T,jet3} > 15$ GeV
E(elm.SPACAL) < 5 GeV

Anzahl der Ereignisse	
Daten	193
MC NC	38,89
MC γpdir	40,91
MC γpres	92,48
MC γpc,b	9,38
MC MC $W \to qq$	4,63
MC total	186,29
Daten / MC	1,036

Tabelle 6.14: Selektionsschnitte und Ereigniszahlen des Kanals Jet–Jet–Jet

Im letzten der in dieser Analyse untersuchten Kanäle wird nach drei hochenergetischen Jets gesucht. Da in den Photoproduktions–Monte–Carlos Effekte höherer Ordnung nur näherungsweise berücksichtigt und nicht exakt berechnet werden, kann keine genaue Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo erwartet werden.

Um die Statistik in diesem Kanal zu erhöhen werden wie im vorherigen Kapitel die gesamten Daten von 97 bis 99 verwendet. Die für die Daten der Jahre 1998 und 1999 zu niedrige Schwerpunktsenergie des γp–Monte Carlos führt zu einer weiteren Unsicherheit, die beim Vergleich der Daten mit der Simulation berücksichtigt werden muß. Die Verteilungen der Daten scheinen trotz allem relativ gut beschrieben zu sein. Die hohen p_T–Schnitte schränken das Ereignissample stark ein. Es bleiben 193 Ereignisse übrig, 186,3 werden erwartet.

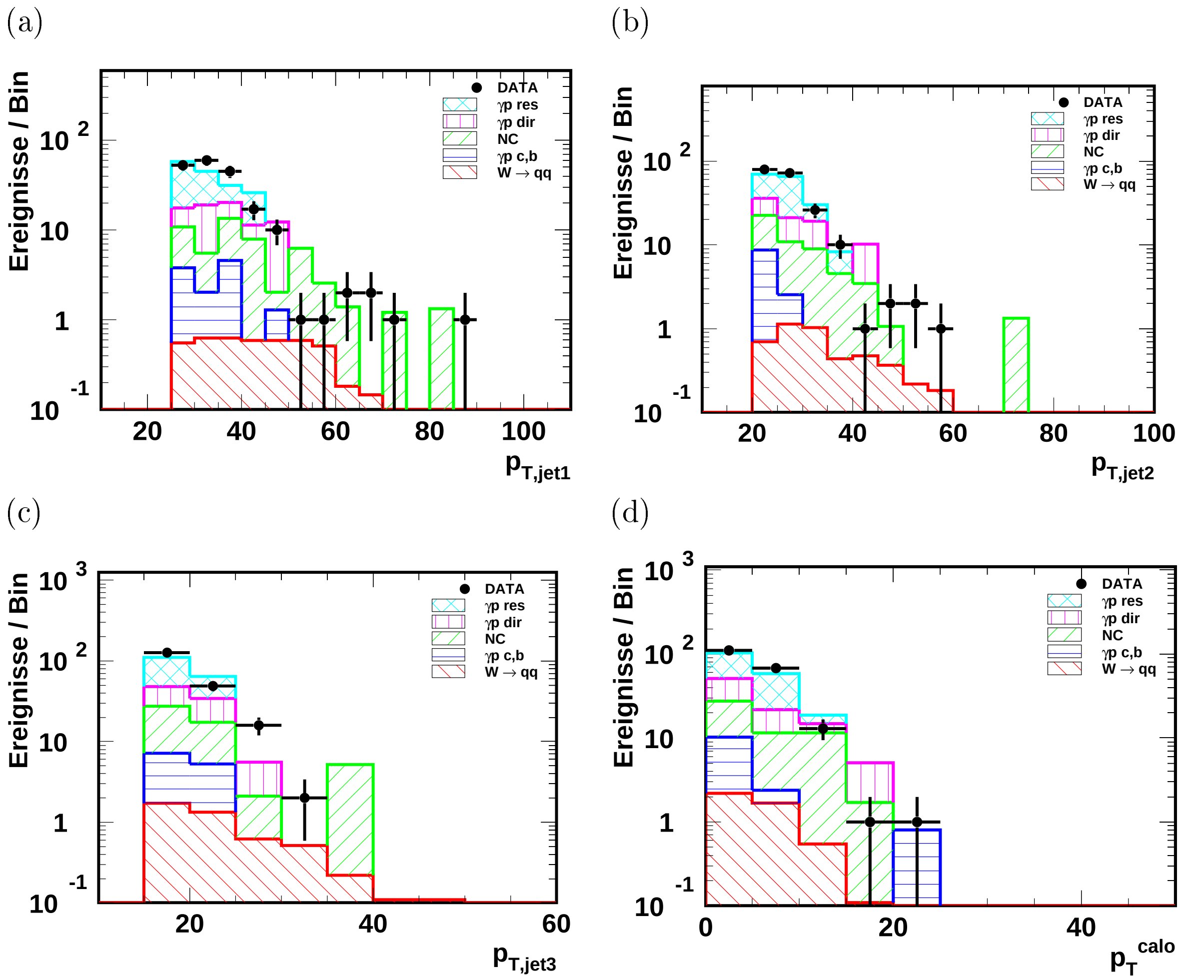


Abbildung 6.20: Transversalimpulsverteilungen des Kanals Jet–Jet–Jet

Die Transversalimpulsspektren der drei Jets stimmen im Rahmen der in diesem Kanal erwarteten Ungenauigkeiten mit der Simulation überein. Im p_T–Spektrum des ersten Jets liegen einige Ereignisse bei hohen Massen, die für Photoproduktionsprozesse mit drei Jets nicht unbedingt erwartet werden. Die Simulation sagt hier auch nur NC–Ereignisse voraus. Es ist kein Ereignis mit hohen fehlendem Transversalimpuls zu sehen. Das p_T^{calo}–Spektrum bricht bei ungefähr 15 GeV ab, nur zwei Ereignisse liegen knapp darüber. Es gibt also keine Anzeichen für hochenergetische Neutrinos, die aus einem Zerfall stammen könnten.

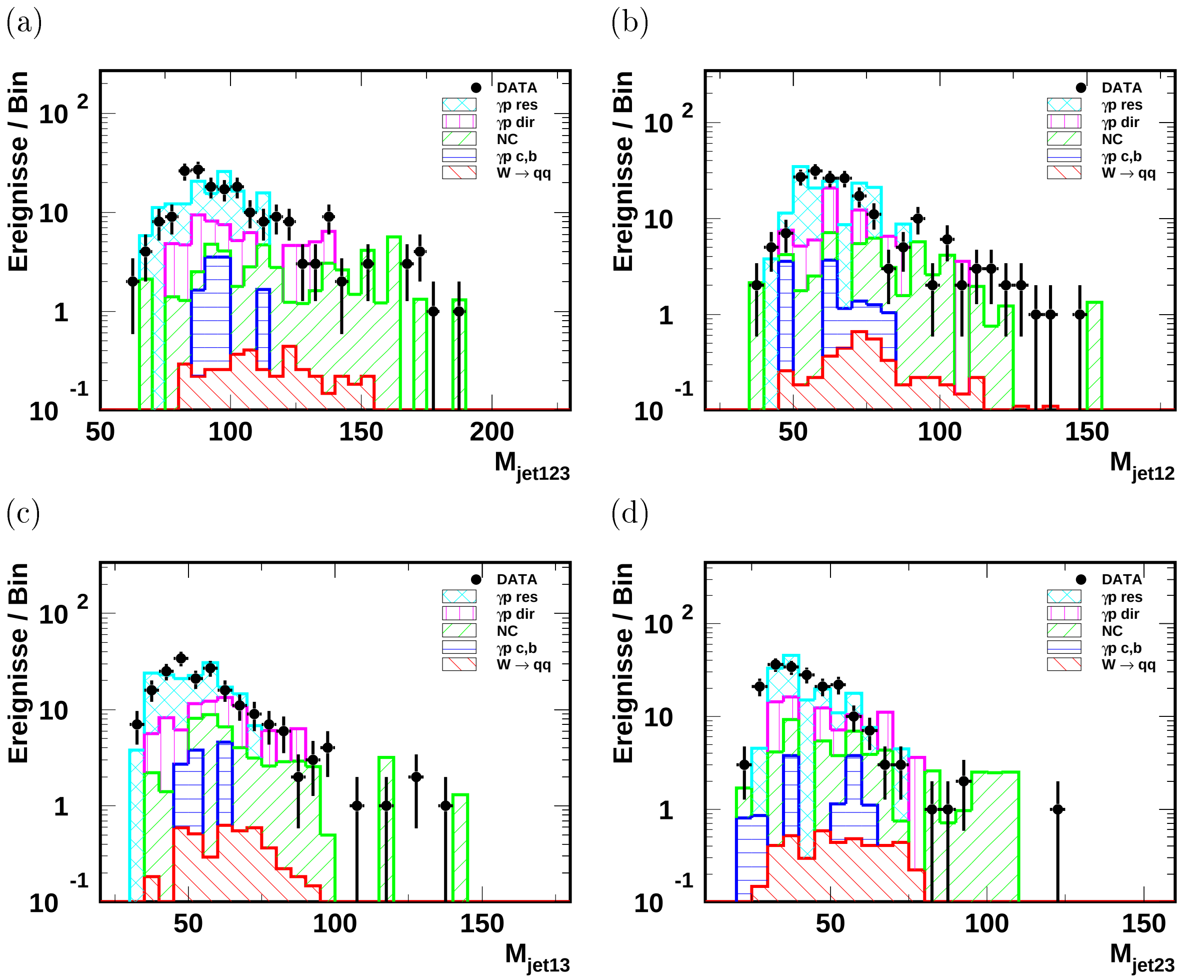


Abbildung 6.21: Massenverteilungen des Kanals Jet–Jet–Jet

In den Massenverteilungen in Abbildung 6.21 liegen einige Ereignisse deutlich isoliert von den anderen bei sehr hohen Massen. Besonders deutlich wird dies in den zweidimensionalen Verteilungen in Abbildung 6.22. Es ist eine Linie von neun Ereignissen bei der totalen Masse $M_{jet123} \approx 175\ GeV$ zu erkennen. Bei dieser Masse denkt man natürlich gleich an ein Top–Quark. Ein Top–Quark kann entweder über geladene Ströme erzeugt werden, was sehr unwahrscheinlich ist, oder über Prozesse außerhalb des Standardmodells (z.B. flavourändernde neutrale Ströme). Da kein signifikantes Fehlen von Transversalimpuls in einem der Ereignisse beobachtet wird, scheidet die erste Möglichkeit aus.

Das Top–Quark zerfällt in ein Bottom–Quark und ein W–Boson. Zerfällt letzteres hadronisch in zwei Quarks, werden drei Jets im Detektor beobachtet. In Abbildung 6.22 (a)–(d) ist bei den neun Ereignissen für die Masse M_{jet23} keine Anhäufung in der Nähe der W–Masse zu erkennen. Es scheint, als ob in (a) und (d) eine leichte Anhäufung bei 80 GeV für die Masse M_{jet12} zu erkennen wäre. Es kann sich dabei aber um eine Fluktuation in den Daten handeln. Der Zerfall eines Top–Quarks kann demnach anhand der Zwei–Jet–Massenverteilungen nicht bestätigt werden.

Summiert man alle simulierten Ereignisse oberhalb von $M_{jet123} = 160$ GeV auf, erhält man ein Zahl von 7,8 Ereignissen. Dies entspricht keinem Überschuß in den Daten. Im hohen Massenbereich liefert allerdings nur noch das NC–Monte–Carlo einen Beitrag. Wie im Event–Display ersichtlich ist, zeichnen sich die meisten der neun Ereignisse durch zwei Jets im Vorwärtbereich und einen relativ schmalen, zentral gelegenen Jet aus. Sie sehen nicht nach typischen NC–Ereignissen aus. In zwei Fällen kann jedoch ein Elektron identifiziert werden. Fordert man, daß kein Elektron gefunden werden darf, erniedrigt sich die Anzahl der simulieren Eregnisse mit $M_{jet123} > 160$ GeV auf 2,4 (im Vergleich zu sieben in den Daten). Die Lage so vieler Ereignisse bei einer Masse um 175 GeV bleibt sicherlich interessant genug, um näher untersucht zu werden. So könnte z.B. überprüft werden, ob es ich bei den schmalen Jets um Taukandidaten handelt.

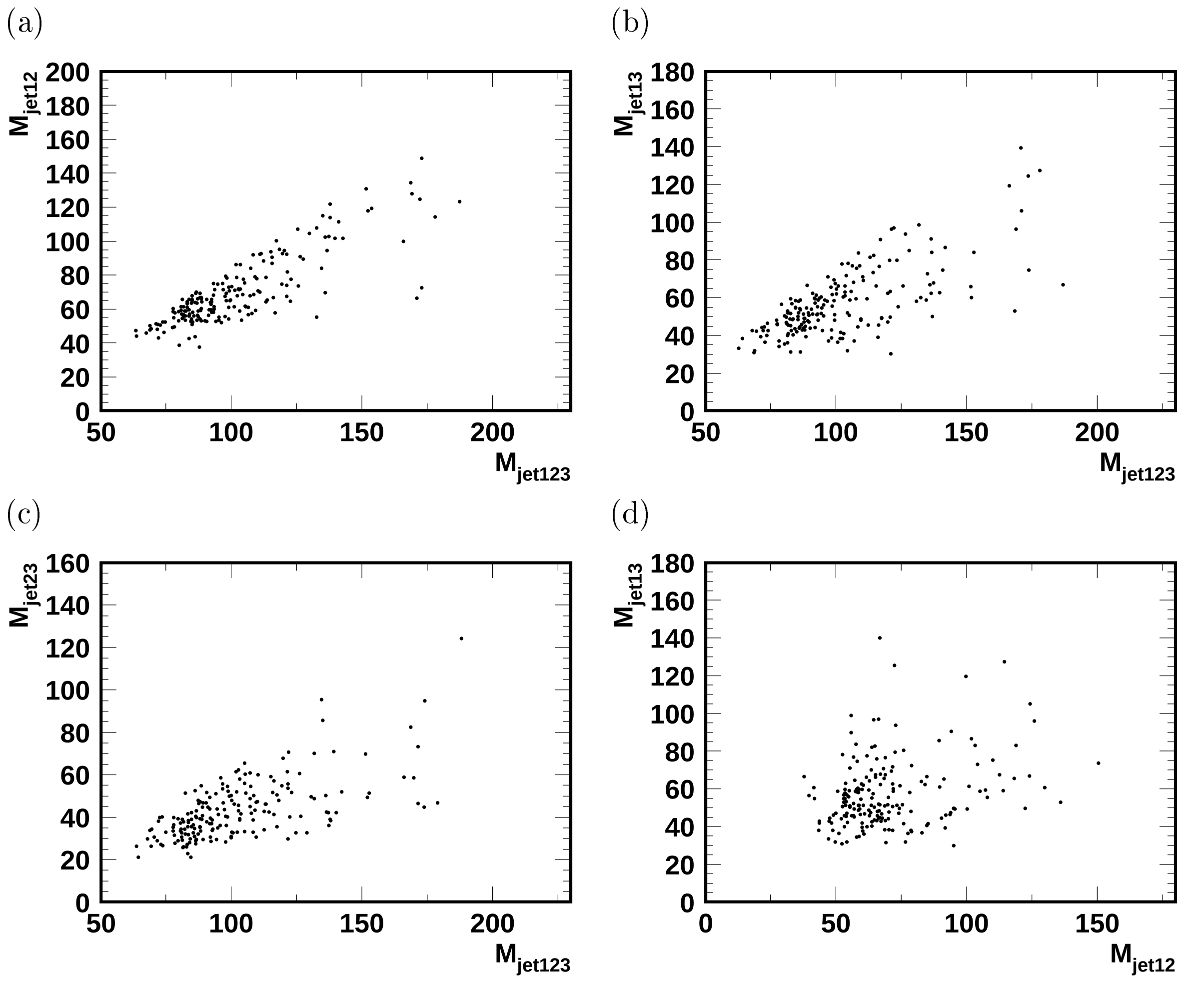


Abbildung 6.22: Zweidimensionale Massenverteilungen des Kanals Jet–Jet–Jet

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Suche nach neuer Physik in den vom Experiment H1 aufgezeichneten Daten der Jahre 1997 bis 1999 durchgeführt. Die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von 55 pb^{-1}.

Es wurden verschiedenen Ereignisklassen mit Myonen, Elektronen, Jets oder Neutrinos untersucht. Ziel der Arbeit war es, erstmalig eine umfassende, modellunabhängige Suche nach allen Endzuständen durchzuführen, die vom Standardmodell nicht exakt beschrieben werden. Dazu wurde ein direkter Vergleich der Daten mit allen zur Verfügung stehenden Monte–Carlo–Simulationen der Standardmodell–Prozesse bei HERA durchgeführt.

Ein besonderes Augenmerk lag bei der Analyse auf Signaturen für den Zerfall schwerer neuer Teilchen, aber auch nach Zerfällen reeller $W^{\pm}$–, Z^0–Bosonen und Top–Quarks wurde gesucht. Die Transversalimpuls– und Massenspektren sowie Winkelverteilungen sind hierbei die wesentlichen Observablen.

Teilt man die Analyse in Elektronen–, Myonen– und Jet–Kanäle ein, kann folgende Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben werden:

Elektronen–Kanal:

- Im Elektron–Elektron–Kanal wurden zwei Ereignisse mit sehr hoher Masse ($M_{e12} = 110$ GeV, $M_{e12} = 136$ GeV) und hohen Transversalimpulsen gefunden. $\gamma\gamma$–Prozesse als wichtigster Untergrund sind in diesem Massenbereich unwahrscheinlich.

- Im Kanal mit zwei Elektronen und einem Jet liegen fünf Ereignisse isoliert von den anderen bei einer totalen Masse $M_{e12,jet} \approx 150$ GeV. Für Massen größer 120 GeV sagt die Simulation 2,2 Ereignisse voraus. Bei zwei der fünf Datenereignisse war ein Photon im Vorwärtsbereich anstelle eines Elektrons zu erkennen. Eine eindeutige Elektron–Photon–Trennung, auch mit Hilfe des Event–Displays, war nicht möglich.

- Es wurden zwei Ereignisse mit drei Elektronen in Übereinstimmung mit dem Standardmodell gefunden.

- Es konnte keine eindeutige Evidenz für Zerfälle $W \rightarrow e\,\nu$ oder $Z^0 \rightarrow e^+\,e^-$ ausfindig gemacht werden.

Myonen–Kanal:

- Ein Ereignis im Myon–Myon–Kanal könnte einem Zerfall $Z^0 \to \mu^+ \mu^-$ entsprechen. Die Masse der beiden Myonen beträgt $M_{\mu 12} = 89$ GeV. Der Transversalimpuls verteilt sich allerdings asymmetrisch auf beide Myonen. Auch ein $\gamma\gamma$–Prozeß kommt in Frage.

- Es wurden, neben den bereits veröffentlichten fünf Ereignissen, keine weiteren Ereignisse mit isolierten Myonen und fehlendem Transversalimpuls gefunden. Die Myon–Kanäle werden gut durch Standardmodell–Prozesse beschrieben.

Jet–Kanal:

- Die Kanäle mit zwei Jets oder zwei Jets mit Elektron sind unauffällig. Keine signifikanten Abweichungen in den Massenverteilungen wurden bemerkt.

- Im Drei–Jet–Kanal gibt es eine leichte Anhäufung von Ereingissen bei einer Zwei–Jet–Masse um 80 GeV. Sie ist jedoch nicht signifikant. Es kann eine Fluktuation in den Daten sein und kann nicht als Evidenz für einen hadronischen W–Zerfall interpretiert werden. Viel auffälliger sind allerdings neun Ereignisse bei einer totalen Masse von ≈ 175 GeV. Zwei dieser Ereignisse haben ein zusätzliches Elektron. Eine Top–Hypothese erscheint als unwahrscheinlich, da keine Evidenz eines W–Zerfalls auszumachen war. Als Untergrund kommen gemäß der Simulation nur NC–Ereignisse in Frage. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß das verwendete Monte Carlo für Photoproduktion mit einer Schwerpunktsenergie von 820 GeV generiert wurde und einer niedrigeren Luminosität entspricht als die Daten. Trotzdem bleiben die Ereignisse bei hoher Masse interessant und sollten weiter untersucht werden.

Ein eindeutiger Nachweis neuer Teilchen oder Prozesse konnte in dieser Arbeit nicht erbracht werden. Die Verteilungen der meisten untersuchten Kanäle waren unauffällig. Einige kleinere Anhäufungen von Ereignissen bei extrem hohen Massen sollten allerdings im Auge behalten werden. Eine weitergehende Analyse unter Hinzunahme der im Jahr 2000 neu aufgenommenen Daten und Daten früherer Jahre sollte klären können, ob es sich um statistische Fluktuationen handelt.

Die Suche nach neuer Physik bleibt weiterhin spannend. Es kann noch eine Vielzahl von Kanälen untersucht werden, und mit steigender Luminostiät steigen auch die Chancen, zuverlässige Aussagen treffen zu können. Dies hängt jedoch auch kritisch von der Qualität der Vorhersagen für Standardmodell–Prozesse ab.

Anhang A

Event Displays

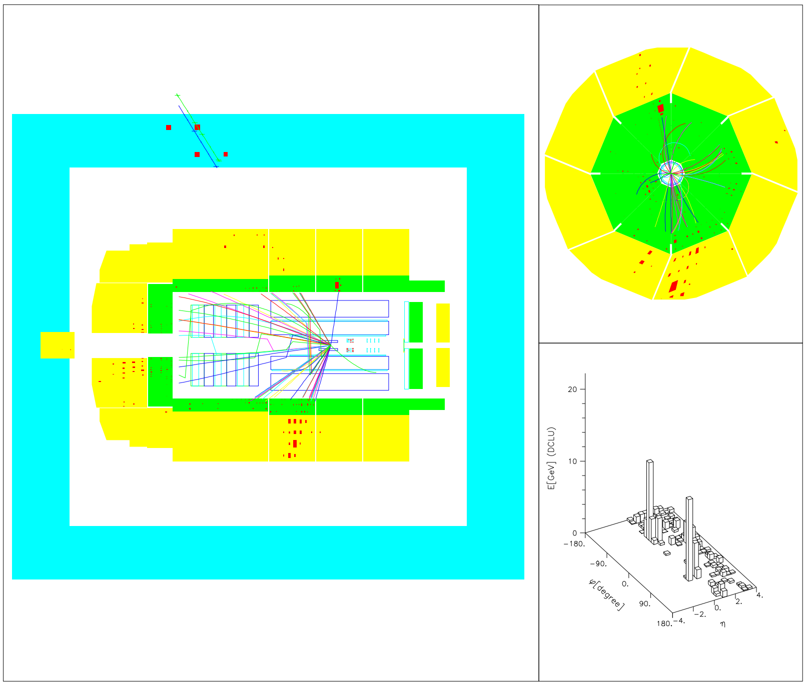


Abbildung A.1: Ereignis mit Elektron, Myon und zwei Jets.
($p_{T,e} = 11,5$ GeV , $p_{T,\mu} = 12,1^{+0,8}_{-0,7}$ GeV, $p_{T,jet1} = 25,5$ GeV , $p_{T,jet2} = 7,1$ GeV)

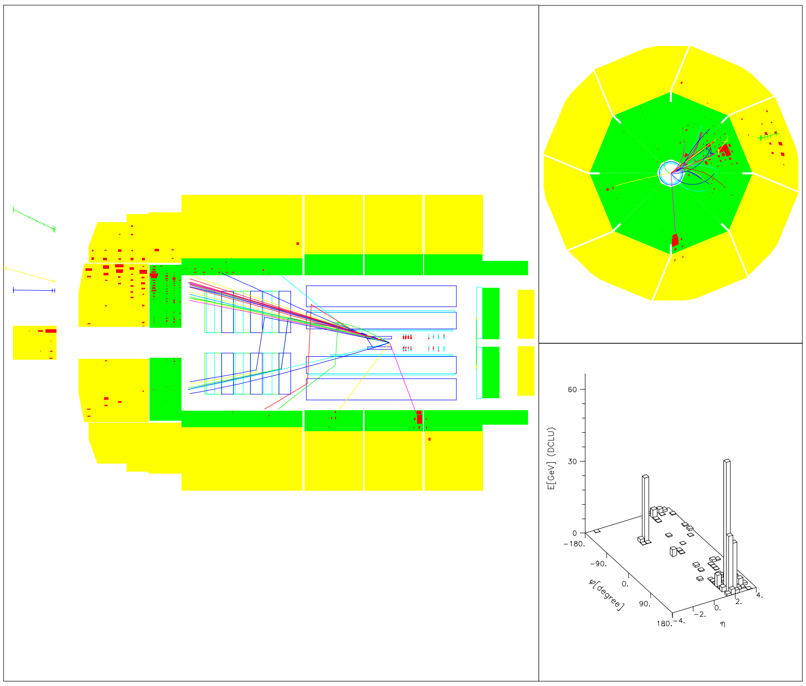


Abbildung A.2: Ereignis mit isoliertem Elektron, Jet und fehlendem Tranversalimpuls. Ein weiteres kleines Elektron ist zu erkennen.
($p_{T,e} = 25.0$ GeV , $p_{T,jet} = 38.7$ GeV , $p_T^{calo} = 39.8$ GeV)

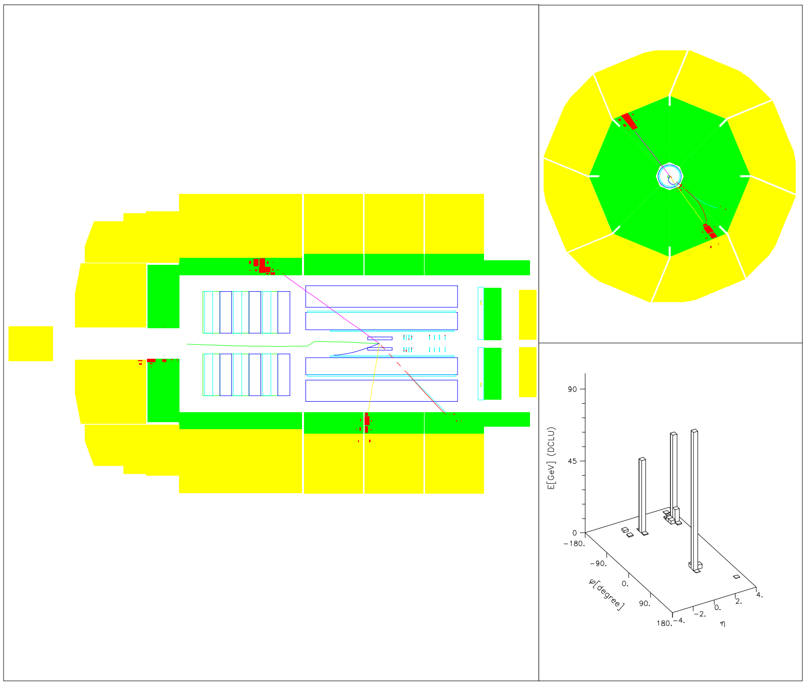


Abbildung A.3: Ereignis mit zwei Elektronen und einer Masse von $M_{e12} = 110$ GeV.
($p_{T,e1} = 54.9$ GeV , $p_{T,e2} = 43.7$ GeV)

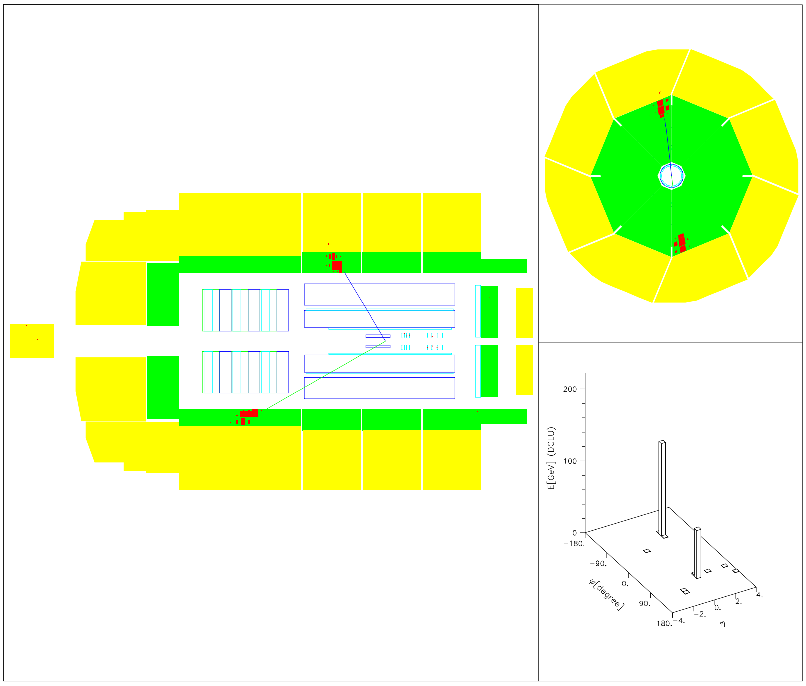


Abbildung A.4: Ereignis mit zwei Elektronen und einer Masse von $M_{e12} = 136$ GeV.
($p_{T,e1} = 67.6$ GeV , $p_{T,e2} = 59.8$ GeV)

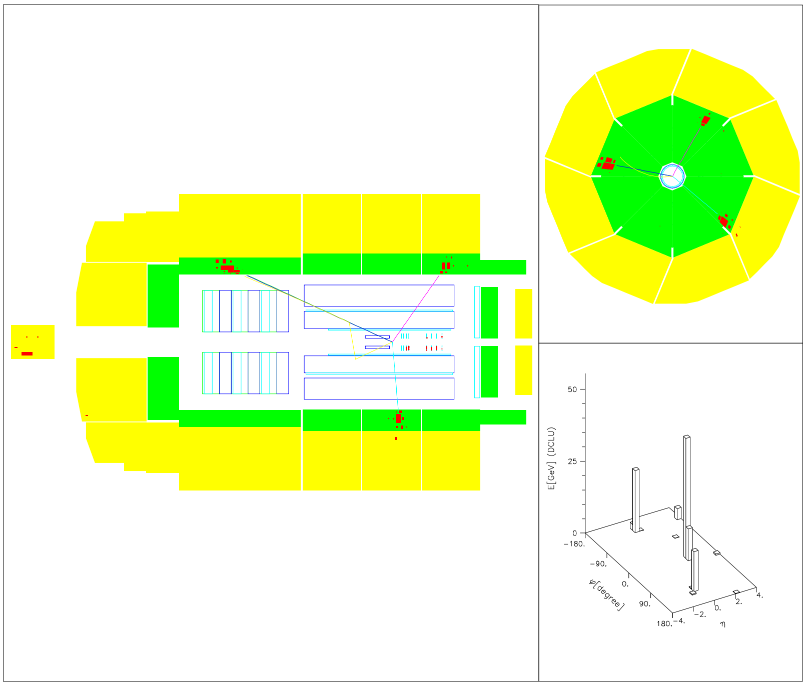


Abbildung A.5: Ereignis mit drei Elektronen.
($p_{T,e1} = 23.6$ GeV , $p_{T,e2} = 23.5$ GeV, $p_{T,e3} = 11.7$ GeV)

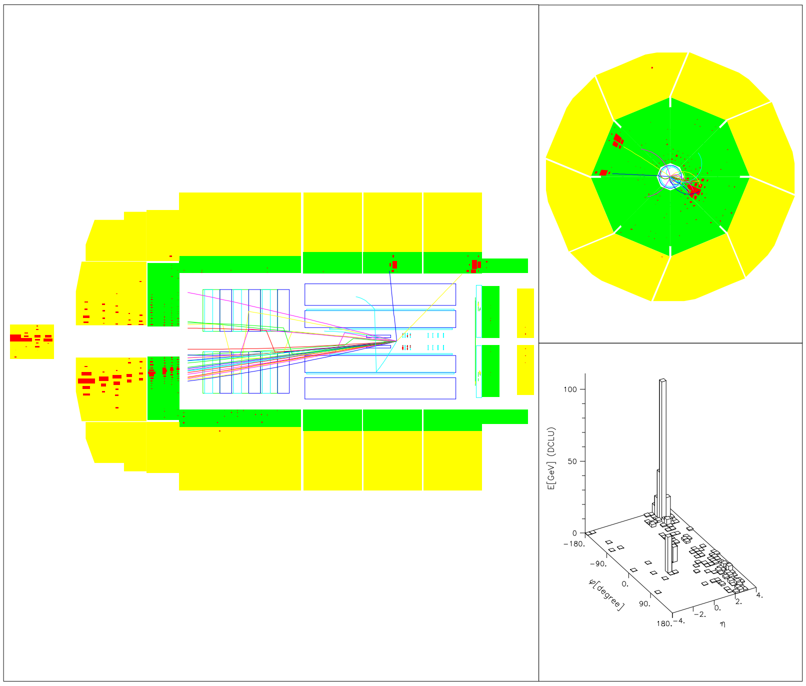


Abbildung A.6: Ereignis mit zwei Elektronen und Jet.
($p_{T,e1} = 17.6$ GeV , $p_{T,e2} = 10.4$ GeV, $p_{T,jet} = 27.6$ GeV)

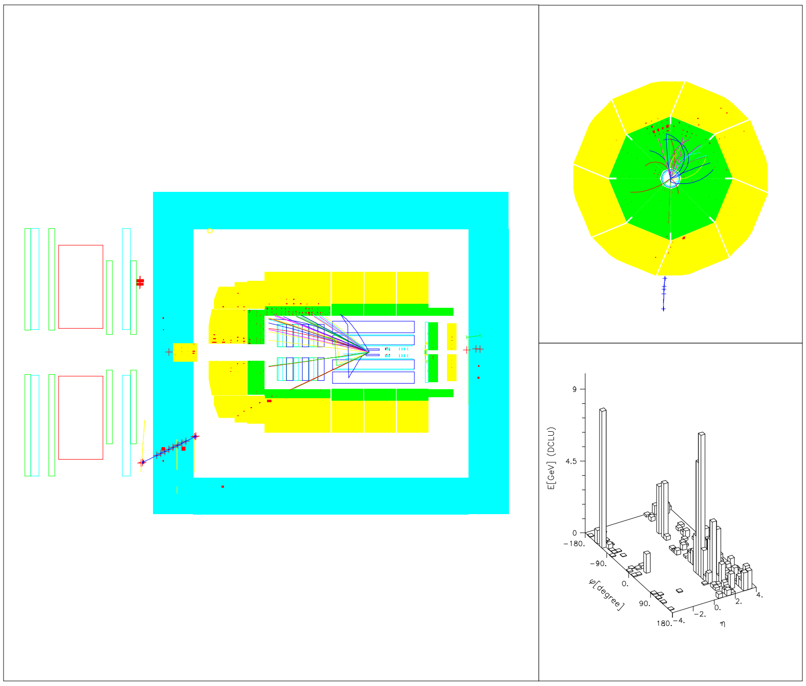


Abbildung A.7: Ereignis mit Myon und Jet.
($p_{T,\mu} = 14.2^{+5.9}_{-3.2}$ GeV , $p_{T,jet} = 22.1$ GeV)

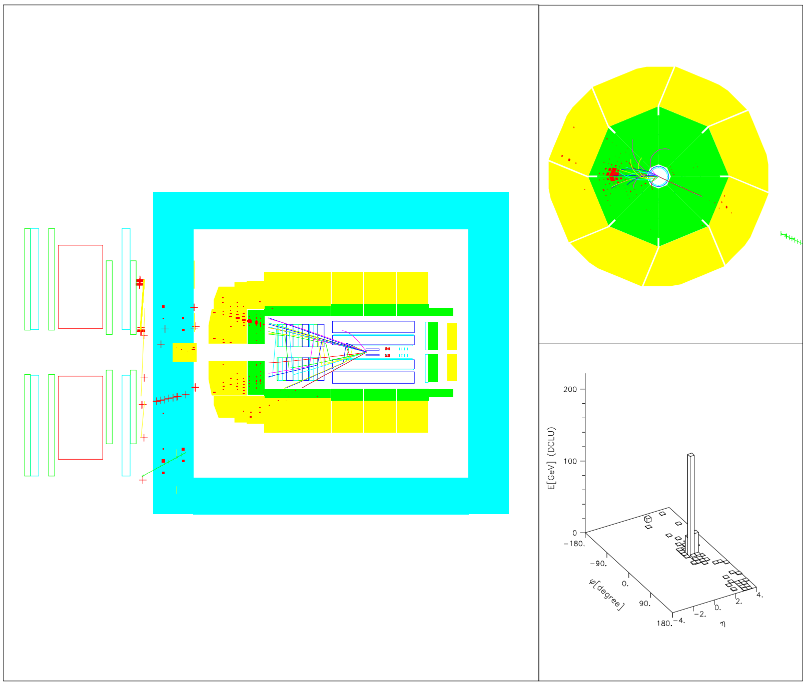


Abbildung A.8: Ereignis mit Myon,Jet und hohem fehlenden Transversalimpuls. ($p_{T,\mu} = 27.7^{+6.5}_{-4.4}$ GeV , $p_{T,jet} = 64.8$ GeV, $p_T^{calo} = 61.8$ GeV)

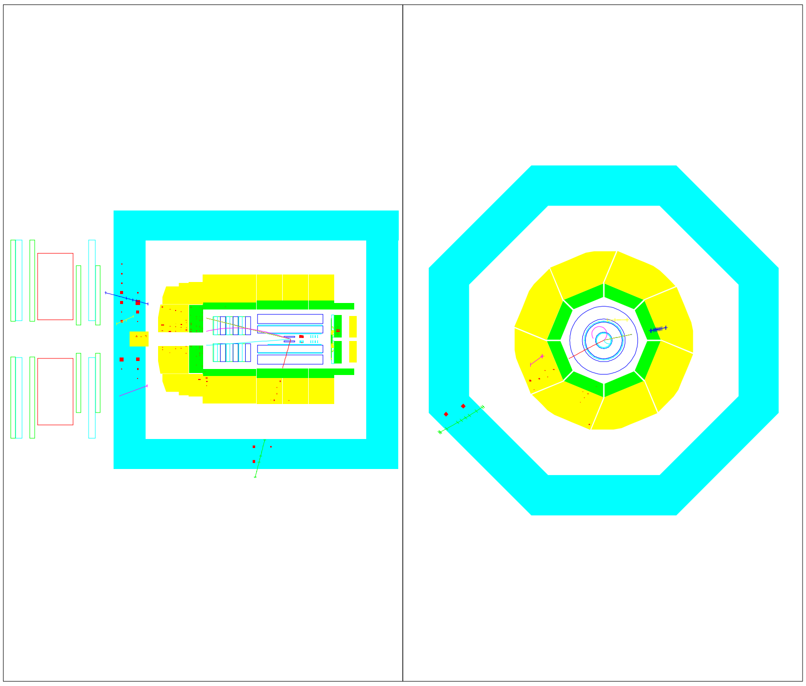


Abbildung A.9: Ereignis mit zwei Myonen bei einer Masse von $M_{\mu 12} = 89.9$ GeV. ($p_{T,\mu 1} = 60.2^{+963.8}_{-29.2}$ GeV , $p_{T,\mu 2} = 16.3^{+1.1}_{-1.0}$ GeV)

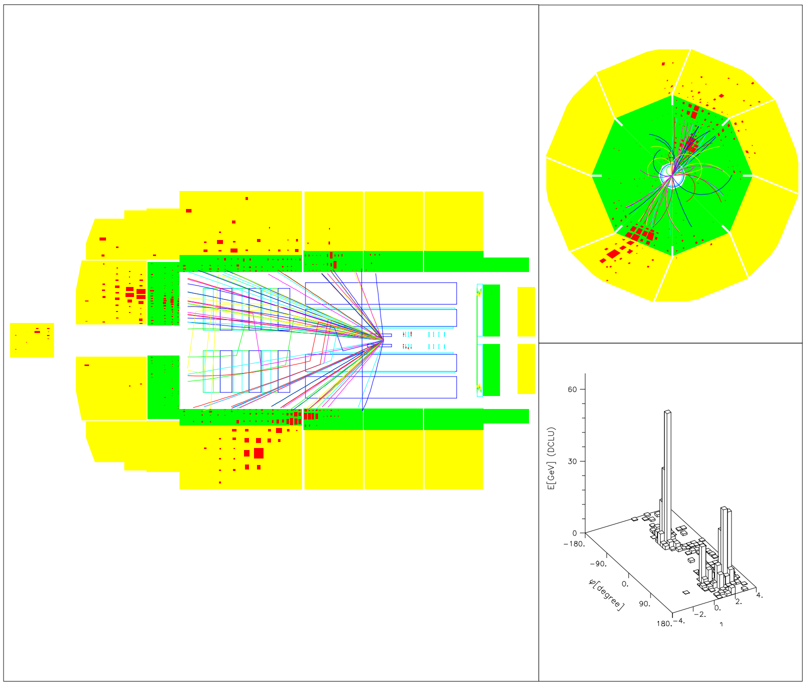


Abbildung A.10: Zwei–Jet–Ereignis.
($p_{T,jet1} = 91.1$ GeV , $p_{T,jet2} = 68.0$ GeV, $M_{jet12} = 162.9$ GeV)

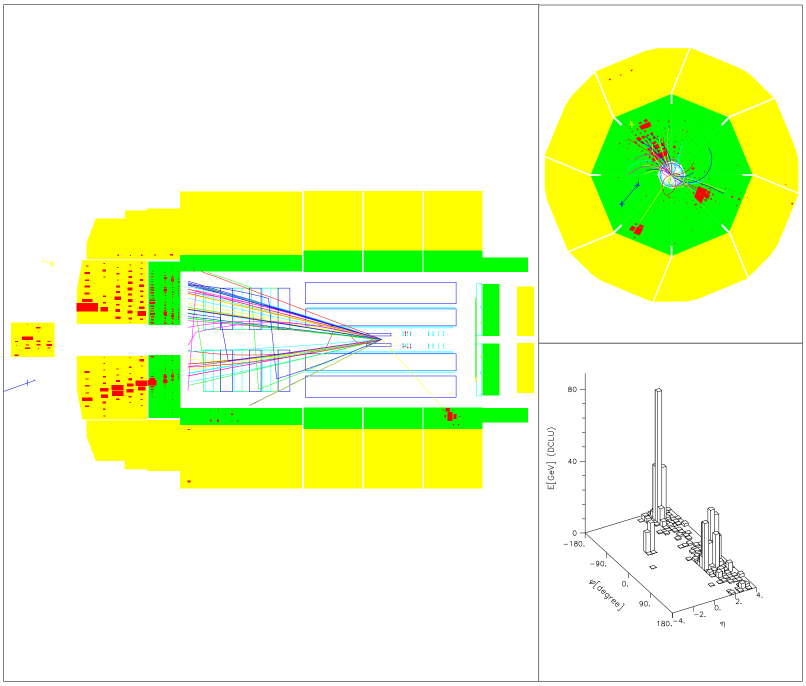


Abbildung A.11: Zwei–Jet–Ereignis mit Elektron.
($p_{T,jet1} = 44.3$ GeV , $p_{T,jet2} = 39.4$ GeV, $p_{T,e} = 20.4$ GeV)

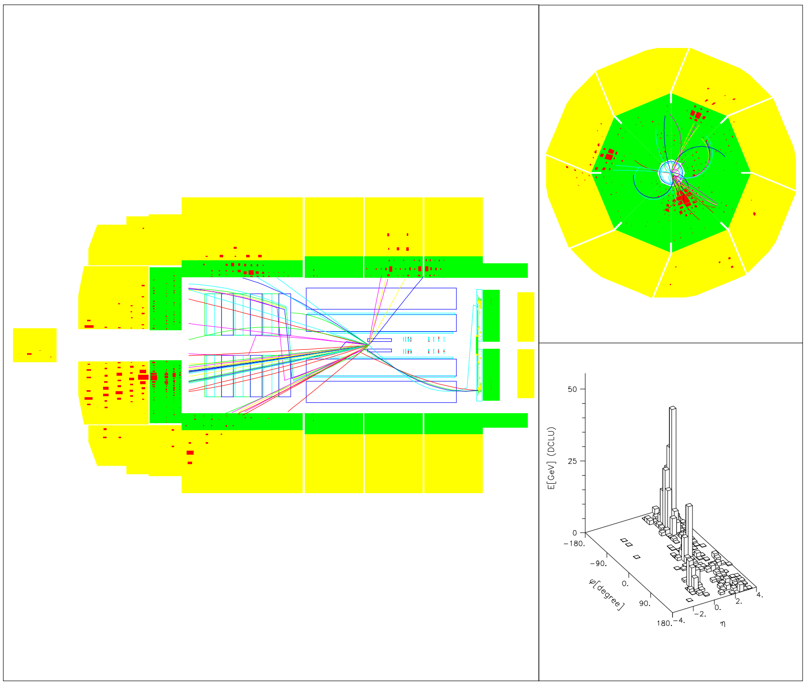


Abbildung A.12: Drei–Jet–Ereignis.
($p_{T,jet1} = 32.3$ GeV , $p_{T,jet2} = 29.1$ GeV, $p_{T,jet3} = 28.2$ GeV, $M_{jet123} = 171.5$ GeV)

Anhang B

Weitere Verteilungen zu den analysierten Kanälen

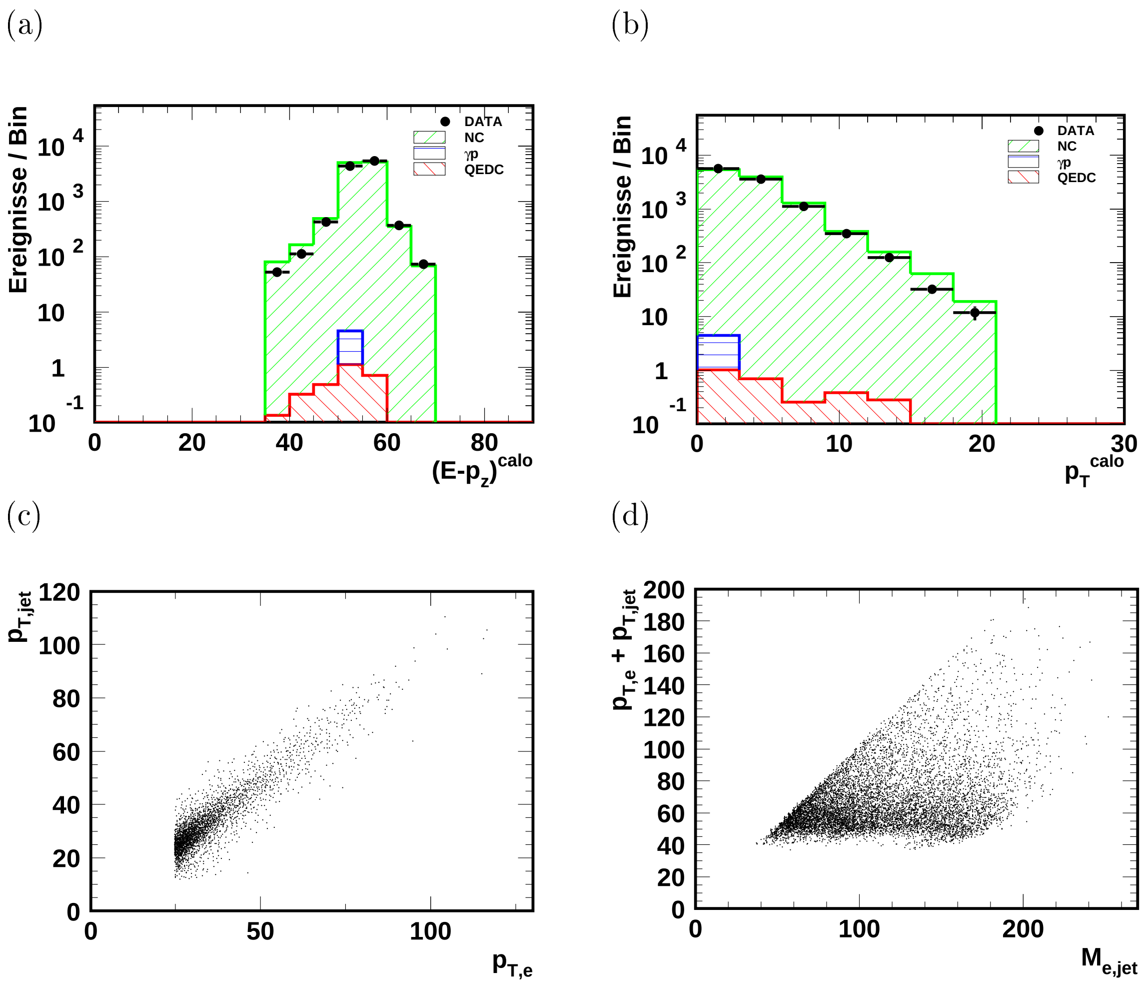


Abbildung B.1: Weitere Verteilungen zum Kanal Elektron–Jet.

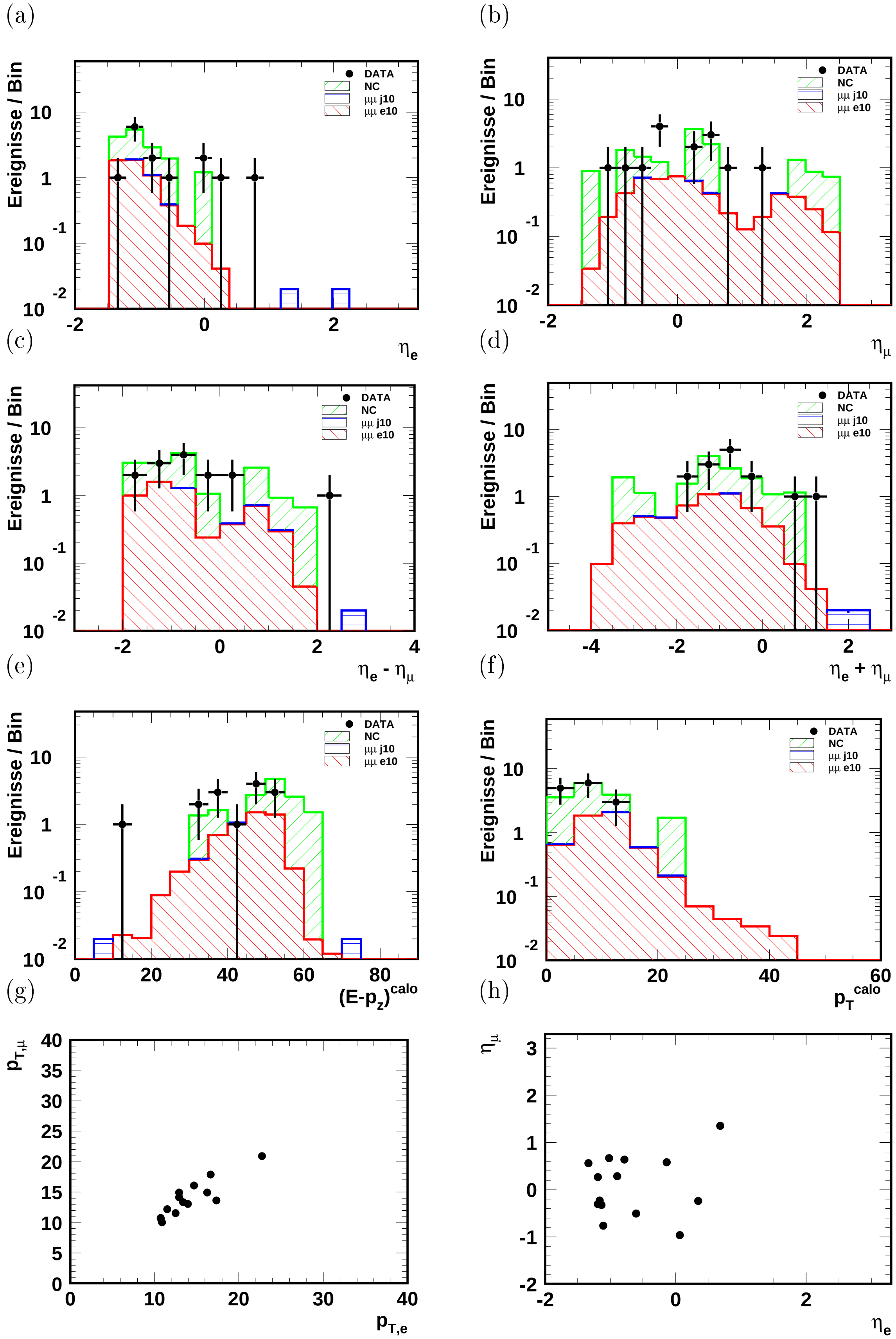


Abbildung B.2: Weitere Verteilungen zum Kanal Elektron–Myon.

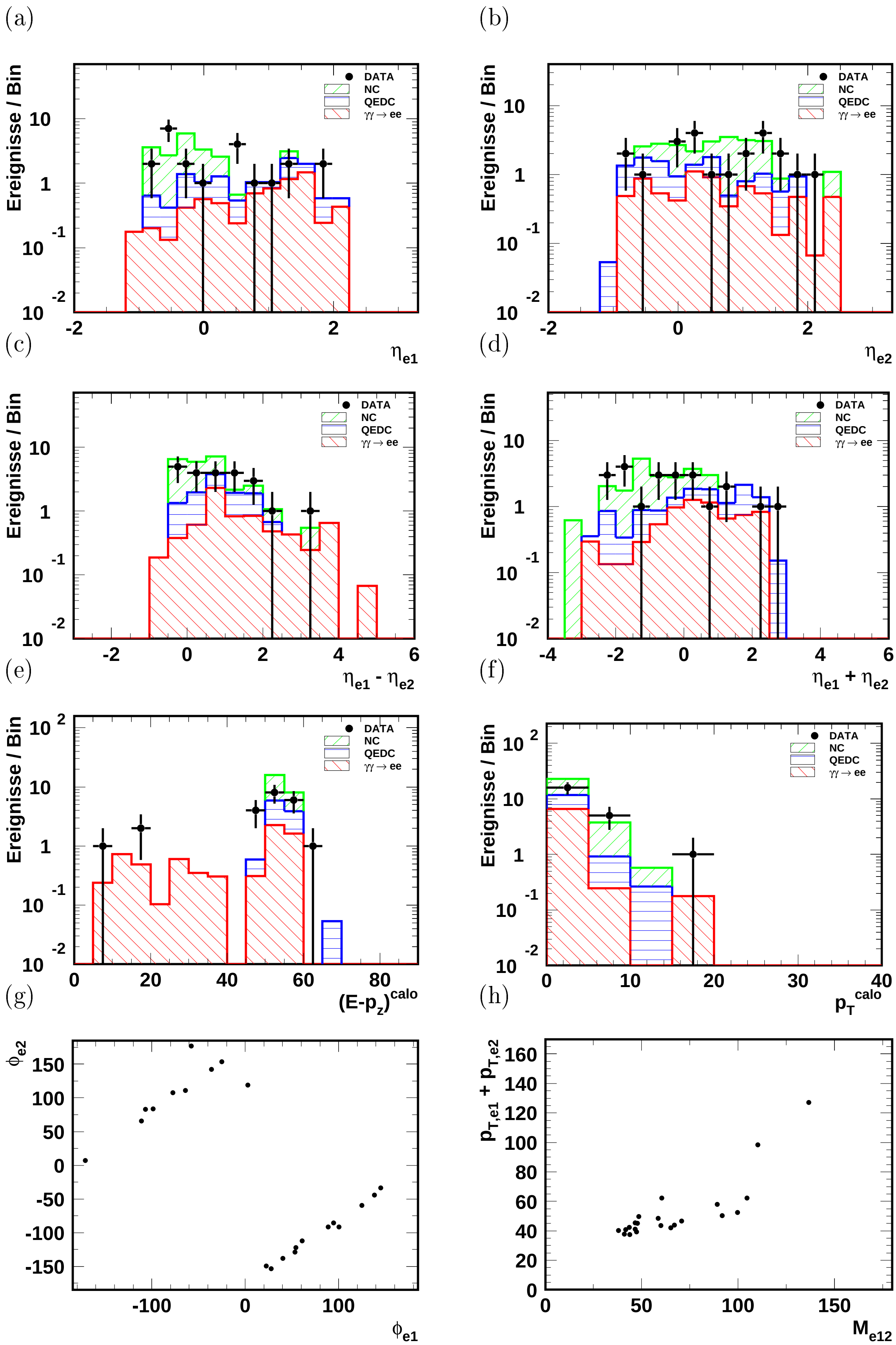


Abbildung B.3: Weitere Verteilungen zum Kanal Elektron–Elektron.

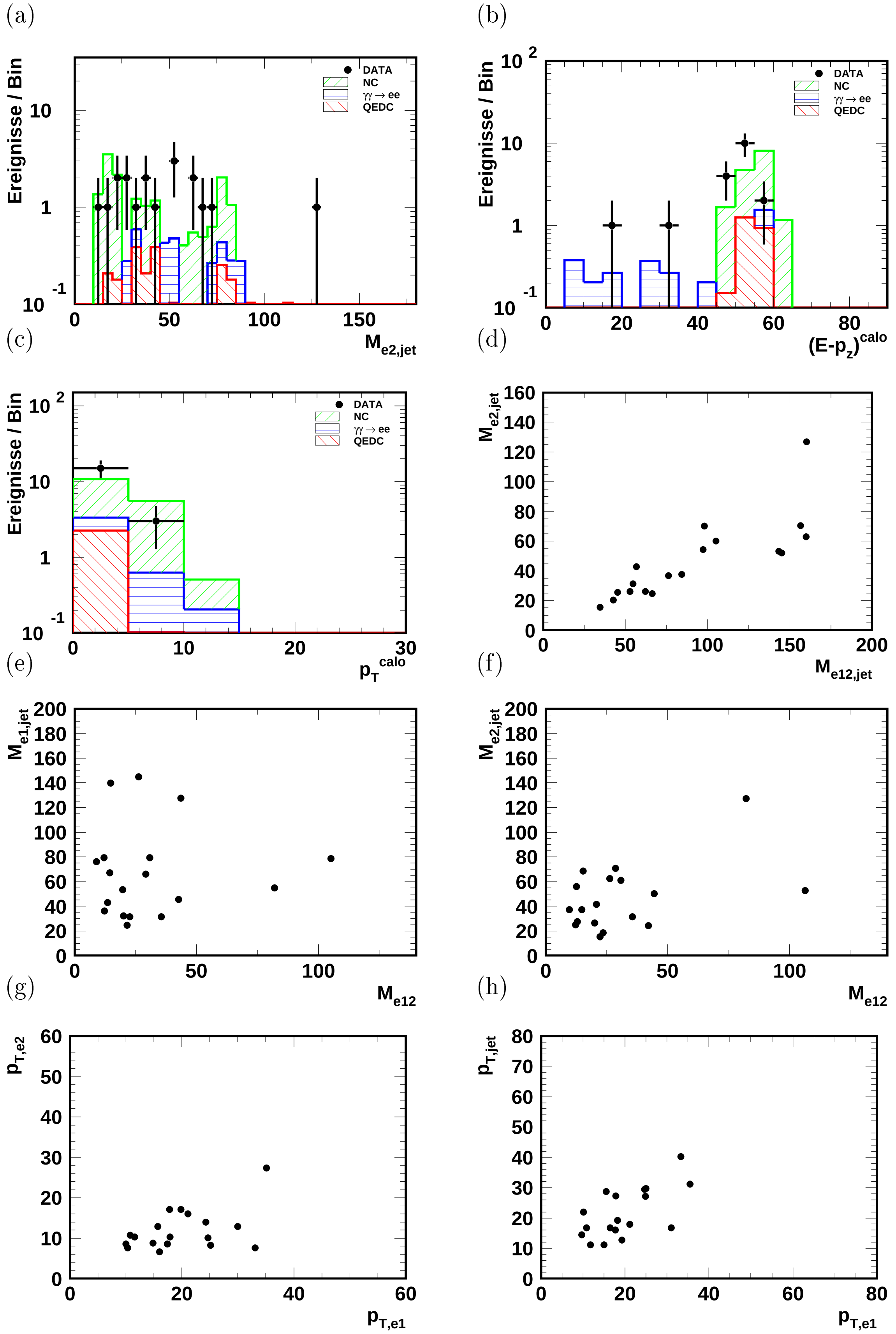


Abbildung B.4: Weitere Verteilungen zum Kanal Elektron–Elektron–Jet.

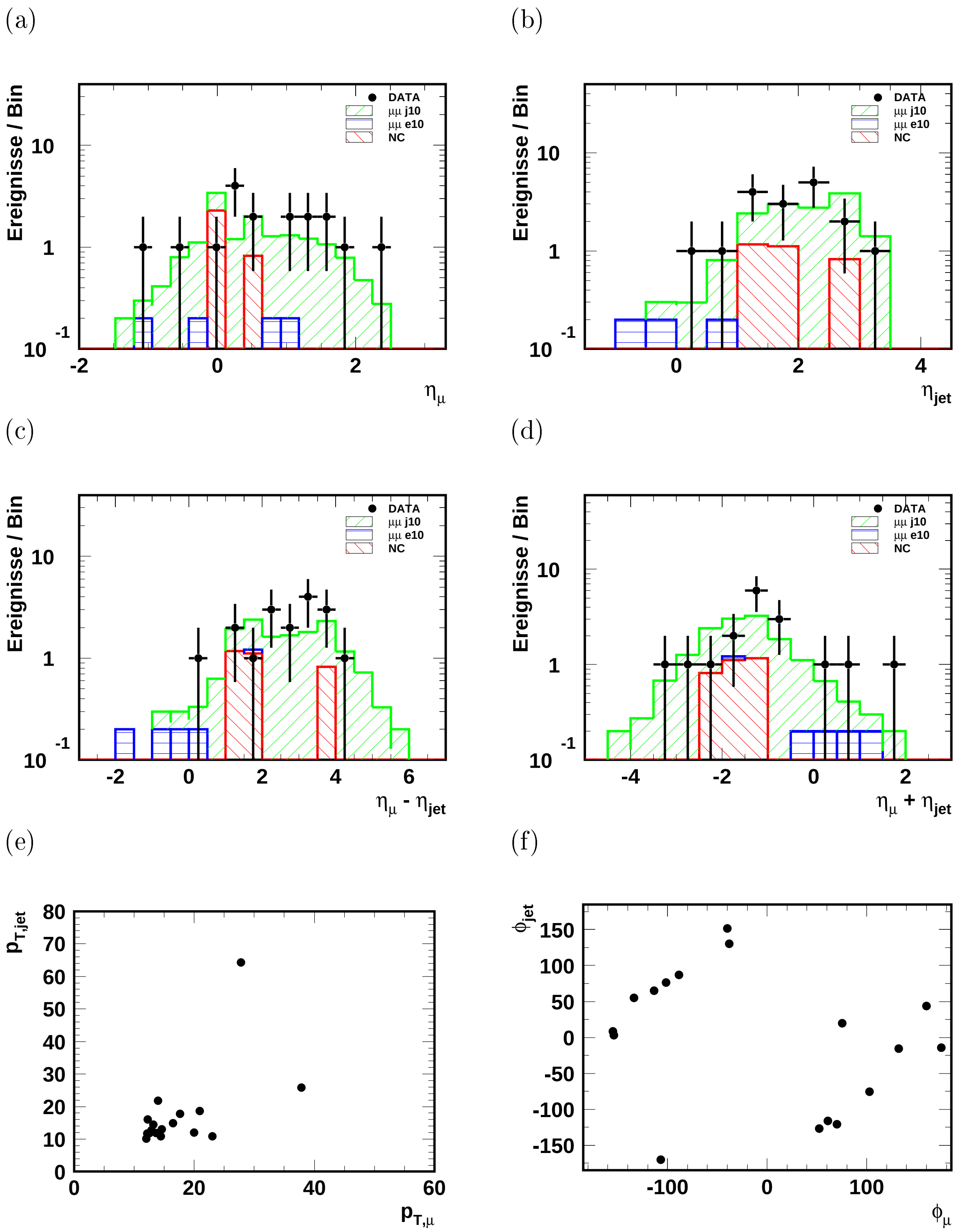


Abbildung B.5: Weitere Verteilungen zum Kanal Myon–Jet.

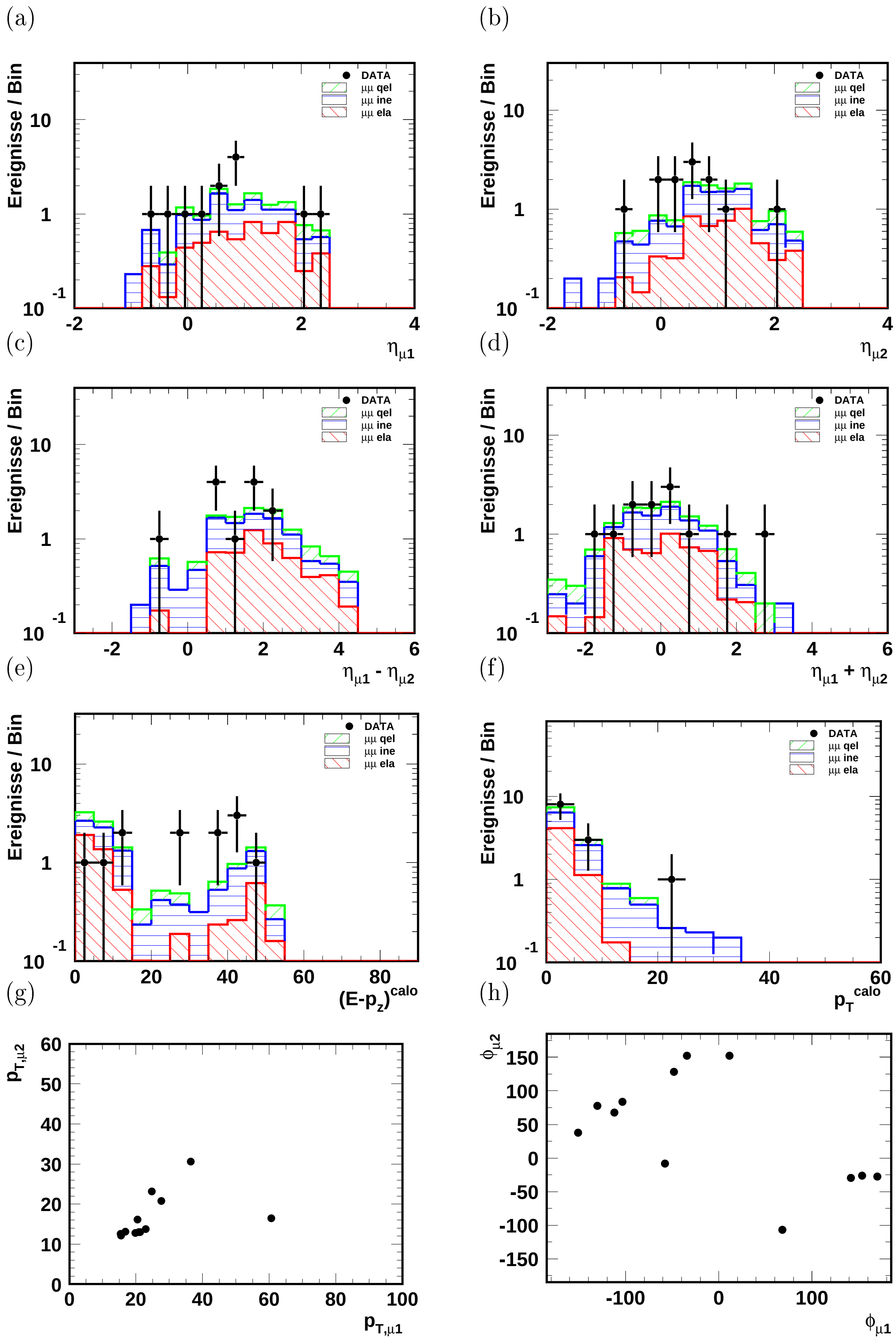


Abbildung B.6: Weitere Verteilungen zum Kanal Myon–Myon.

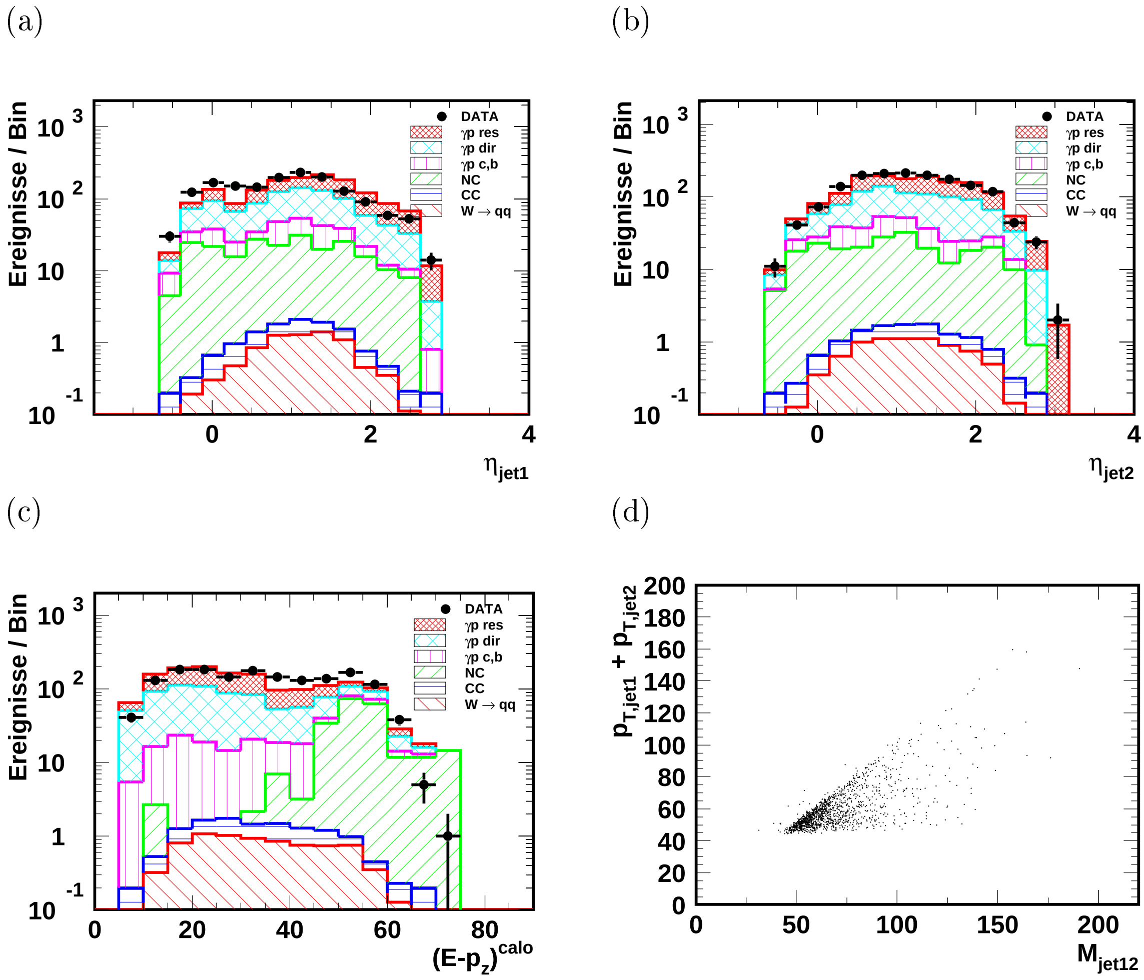


Abbildung B.7: Weitere Verteilungen zum Kanal Jet–Jet.

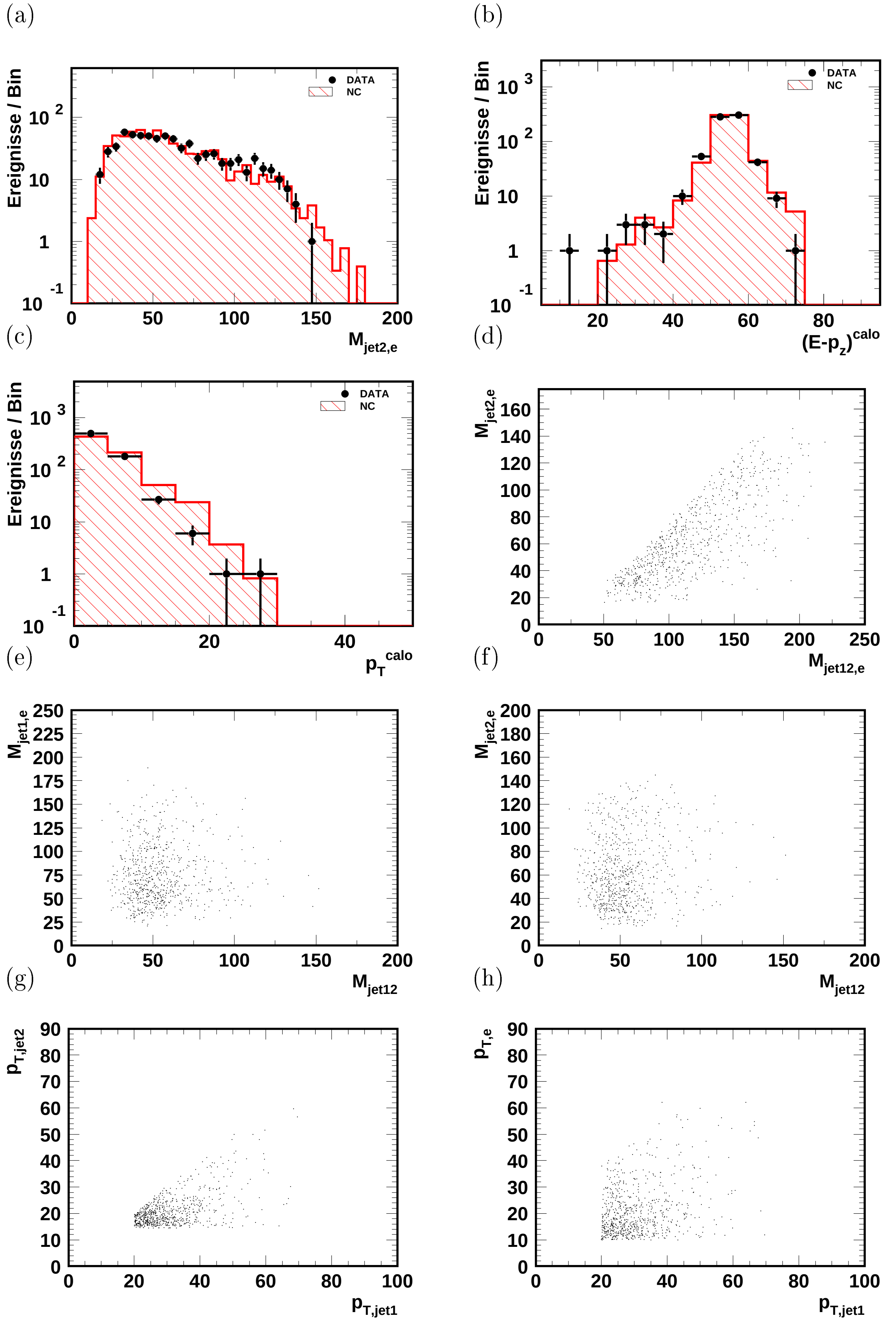


Abbildung B.8: Weitere Verteilungen zum Kanal Jet–Jet–Elektron.

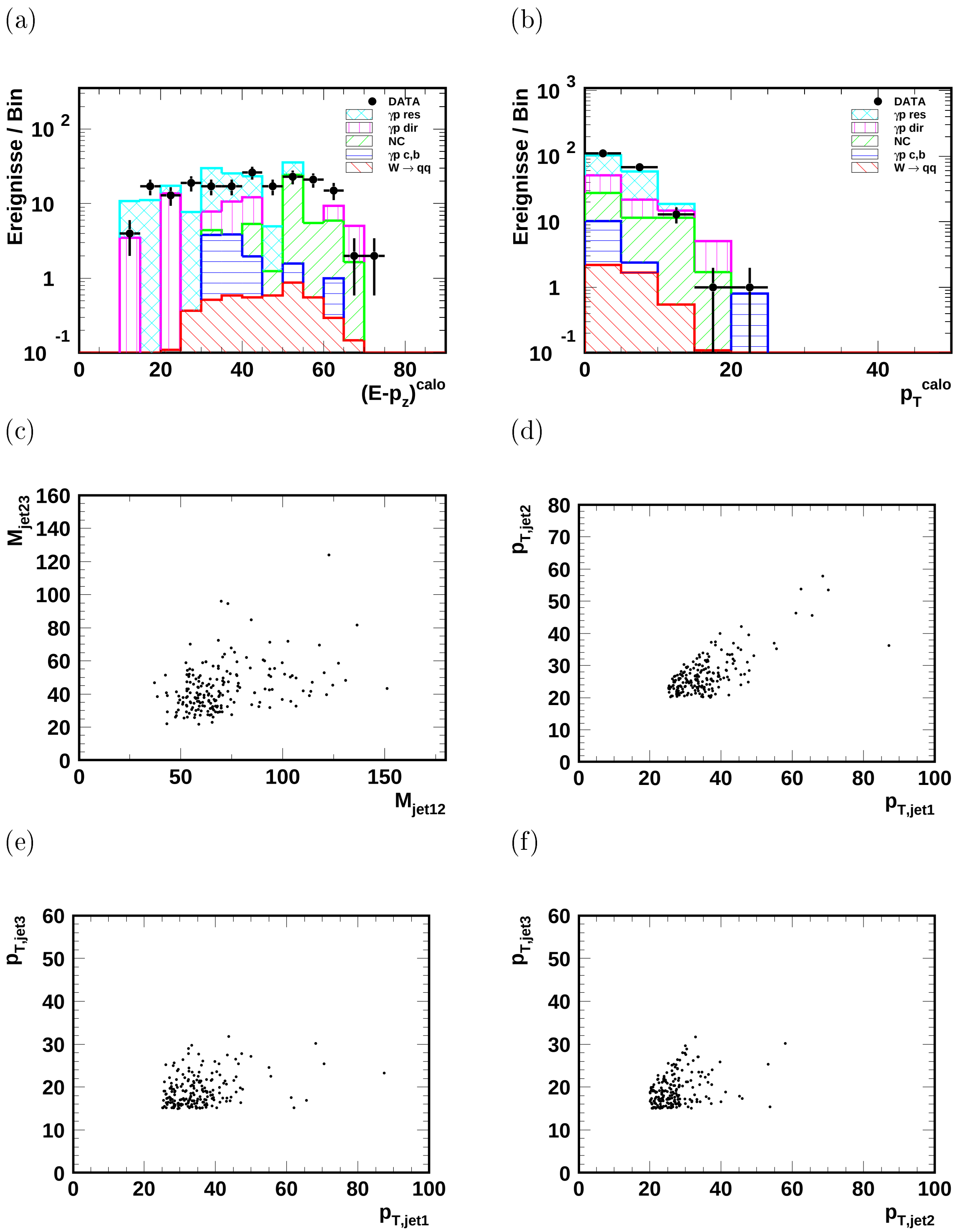


Abbildung B.9: Weitere Verteilungen zum Kanal Jet–Jet–Jet.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Bas97] U. Bassler und G. Bernardi:
Structure Function Measurements and Kinematic Reconstruction at HERA.
DESY–97–137 (1997).

[Bar99] S.P. Baranov, O. Dünger, H. Shooshtari, J.A.M. Vermaseren,
LPAIR — A Generator for Lepton Pair Production,
DESY, Hamburg (1999)

[Ben91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman,
Reconstruction of (x, Q^2) *and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,*
Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol. 1, Hamburg, October 29-30 (1991)

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler:
Proc. Roy. Soc. A 146 (1934), 83

[Bra97] A. Braemer,
Untersuchung von Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls bei HERA,
Dissertation, Heidelberg (1997)

[CDF97] CDF Collaboration,
Measurement of the Top Quark Mass.
30. September (1997)

[Cha98] E. Chabert and C. Diaconu, S. Kermiche, I. Négri, C. Vallée,
QBGFMAR – An Updated Phan Package for Cosmic and Halo Muon Topolocial Rejection in High P_T *Physics Analysis,*
H1 Note H1-11/98-556 (1998)

[Ell99] M. Ellerbrock,
Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms bei höchsten Impulsüberträgen in der e^-p*-Streuung,*
Diplomarbeit, Heidelberg (1999).

[EPJ98] The European Physics Journal C,
Review of Particle Physics,
Volume 3, Number 1-4 (1998)

[Gra97] W. Gradl,
Analyse harter γp–Ereignisse bei großem x_γ mit dem H1–Detektor,
Diplomarbeit, Heidelberg (1997)

[H1C93] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The H1 Liquid Argon Calorimeter System.
Nuclear Instruments and Methods A 336 (1993), 460-498

[H1Cal93] H1 Calorimeter Group:
Results from pion calibration runs for the H1 LAr calorimeter and comparisons with simulations.
Nuclear Instruments and Methods **A 336** (1993), 499–509.

[H1Cal94] H1 Calorimeter Group:
Beam tests and calibration of the H1 LAr calorimeter with electrons.
Nuclear Instruments and Methods **A 350** (1994), 57–72.

[H1C97a] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The H1 detector at HERA.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 386** (1997), 310–347.

[H1C97b] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 386** (1997), 348–396.

[H1C98] H1 Collaboration,
Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA,
DESY-98-063/Eur. Phys. J. C 5 575-584 (1998)

[H1C99] H1 Collaboration,
Measurement of Neutral and Charged Current Cross–Sections in Positron–Proton Collisions at Large Momentum Transfer,
DESY-99-107/hep-ex/9908059 (1999)

[HWS91] W .Buchmüller, G. Ingelman,
Physics at HERA – Monte Carlo Generators,
Proceedings of the Workshop (Vol. 3), Hamburg (1991)

[Jac79] F. Jacquet, A. Blondel,
Detectors for Charged Current Events,
Proceedings of the Workshop: Study for an *ep* facility in Europe, Hamburg (1979)

[Lan98] U. Langenegger, G. Tsipolitis,
On Muon Identification in the Barrel of the H1 Detector,
H1 Note H1-04/98-542 (1998)

[Lem99] R. Lemradi,
private Kommunikation,
Hamburg (Dezember 1999)

[Mar00] J. Marks,
private Kommunikation,
Uni Heidelberg (Januar 2000)

[Opa94] OPAL Collaboration,
QCD Studies using a Cone-based Jet Finding Algorithm for e^+e^- *Collisions at LEP*,
CERN–PPE/94-51 (1994)

[Pov94] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F.Zetsche,
Teilchen und Kerne,
Springer, Berlin (1994)

[Sch96] G. Schmidt,
Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ*–Mesonen im H1-Detektor bei HERA,*
Dissertation, Hamburg (1996).

[Schö96] A. Schöning,
Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^\pm$*–Bosonen am H1–Detektor bei HERA,*
Dissertation, Hamburg (1996)

[Sey94] M.H. Seymour
Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: a comparative study,
Z. Phys. C 62, 127-138 (1994)

[Sta98] R. Stamen
Analyse quasireeller QED–Commpton–Ereignisse,
Diplomarbeit, Dortmund (1998)

[Wes97] L. West,
How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code H1PHAN Version $\geq$ *3.00/00,*
Hamburg (1997)

[Wol99] H. Wollatz,
Untersuchung von schweren Quarks durch Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen am Speicherring HERA,
Dissertation, Hamburg (1999).

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

Jochen Dingfelder