Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Stefan Schmitt
aus Freiburg im Breisgau

April 1995

Suche nach schweren Neutrinos

mit dem H1–Experiment am HERA–Speicherring

Die Diplomarbeit wurde von Stefan Schmitt ausgeführt am
I. Physikalischen Institut
unter der Betreuung von Prof. F. Eisele

Zusammenfassung

Schwere Neutrinos sind ein Bestandteil zahlreicher Erweiterungen des Standardmodells, zum Beispiel als rechtshändige Neutrinos, als Majorana–Neutrinos oder als angeregte Neutrinos. Eine gemeinsame Eigenschaft fast aller dieser Modelle ist eine Kopplung des Neutrinos an das Elektron und das W^+–Boson oder an das Positron und das W^-–Boson. Diese Eigenschaft erlaubt es, die im Jahr 1994 mit dem H1–Detektor registrierten Daten von Positron–Proton–Kollisionen auf das Vorkommen von schweren Neutrinos im Zerfallskanal $\nu \rightarrow e^{\pm} + W^{\mp}$ zu untersuchen. Dominant ist dabei der Zerfall des W–Bosons in ein Quark–Antiquarkpaar, welches über zwei Jets nachgewiesen wird. Es zeigt sich, daß die Masse des W–Bosons als Jet–Jet–Masse mit einer Auflösung von 11 GeV und die Masse des schweren Neutrinos als invariante Masse des elektromagnetischen Clusters und der beiden Jets mit einer Auflösung von 19 GeV rekonstruiert werden kann. Im Falle von Majorana–Neutrinos tritt in der Hälfte aller Fälle beim Zerfall des Neutrinos eine Leptonzahlverletzung auf. Die Untersuchung des Ladungsvorzeichens der auf den elektromagnetischen Cluster zeigenden Spur ergibt aber keinen eindeutigen Hinweis auf eine Leptonzahlverletzung. Die Ereignisse im Bereich einer rekonstruierten W–Masse von 60 GeV $< m_W <$ 100 GeV zeigen keinen Hinweis auf die Produktion von schweren Neutrinos. Für den Produktionswirkungsquerschnitt von schweren Neutrinos wird eine obere Grenze als Funktion der Neutrinomasse berechnet und mit diversen Modellen verglichen. Bei Jet–Jet–Massen oberhalb von 100 GeV wird eine deutliche Abweichung in der Ereignisrate beobachet. Die Wahrscheinlichkeit einer solche Fluktuation wird berechnet.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Schwere Neutrinos

1.1 Schwere Neutrinos bei HERA

Am HERA–Speicherring können Neutrinos durch eine Reaktion mit geladenem Strom (W–Austausch) direkt erzeugt werden. Der entsprechende Prozeß ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Für das masselose Elektronneutrino des Standardmodells wurde dieser Prozeß bei

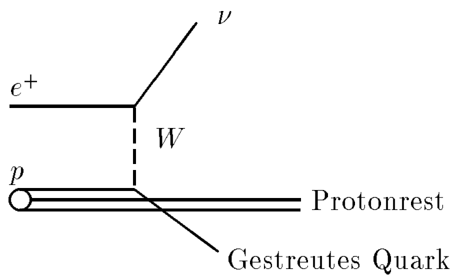

Abbildung 1.1: *Feynmangraph zur direkten Produktion eines Neutrinos bei HERA über einen W–Austausch.*

HERA schon beobachtet und gemessen [10]. In fast allen Erweiterungen des Standardmodells erwartet man dagegen schwere Neutrinos (einen Überblick über Neutrinomassen findet man in [1]). Diese lassen sich grob in zwei Klassen einteilen: Modelle mit Compositeness, bei denen die schweren Neutrinos als angeregte Zustände der schon bekannten Neutrinos auftreten und Modelle mit zusätzlichen schweren Dirac– oder Majorana Neutrinos [2]. In den bei H1 im Jahr 1993 gemessenen Daten wurden keine Anzeichen für schwere Neutrinos oder andere schwere Leptonen gefunden [14].

1.2 Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer Neutrinos

Je nach Modell ergeben sich für die Produktion und für den Zerfall von schweren Neutrinos unterschiedliche, aber zum Teil sehr ähnliche differentielle Wirkungsquerschnitte [2, 3, 4, 5, 6, 7]. Besonders interessant sind Modelle mit Majorana–Neutrinos, da diese Modelle die Leptonzahl verletzen und dementsprechend gegenüber Standardmodell–Prozessen durch die Ladung des auslaufenden Leptons ausgezeichnet sind.

Es seien hier ohne Anspruch auf Vollständigkeit verschiedene Modelle und die zugehörigen Produktionswirkungsquerschnitte aufgeführt:

1. Modelle mit angeregten Neutrinos und einer $\sigma_{\mu\nu}$–Kopplung, wie mit dem Generator COMPOS [4] simuliert

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx\,dy} &= \frac{\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W}\cdot\left(\frac{f}{\Lambda}\right)^2\cdot\left(\frac{1}{\hat{s}y+m_W{}^2}\right)^2\cdot y\,\cdot\\ &\cdot\left[\sum_q \hat{s}^2(1-y)\,q(x,Q^2)+\sum_{\bar{q}}(\hat{s}-m^2)(\hat{s}(1-y)-m^2)\,\bar{q}(x,Q^2)\right].\end{aligned} \quad (1.1)$$

2. Modelle mit über eine Kontaktwechselwirkung angeregten Neutrinos, wie mit dem Generator NUPEX [5] simuliert

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx\,dy} &= \frac{\pi}{\Lambda^4}\cdot\left(\frac{m_W{}^2}{\hat{s}y+m_W{}^2}\right)^2\cdot\\ &\cdot\left[\sum_q(\hat{s}-m^2)\,q(x,\hat{s})+\sum_{\bar{q}}(1-y)(\hat{s}(1-y)-m^2)\,\bar{q}(x,\hat{s})\right].\end{aligned} \quad (1.2)$$

3. Modelle mit einem über eine Mischungsmatrix an der schwachen Wechselwirkung beteiligten Majorana–Neutrino [3, 2] (für den vollen differentiellen Wirkungsquerschnitt, einschließlich Zerfall in Eichbosonen und leichte Leptonen, siehe auch unter [6])

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx\,dy} &= \frac{G_F{}^2|(V\xi)_{eN}|^2}{2\pi}\cdot\left(\frac{m_W{}^2}{\hat{s}y+m_W{}^2}\right)^2\cdot\\ &\cdot\left[\sum_q(\hat{s}-m^2)\,q(x,Q^2)+\sum_{\bar{q}}(1-y)(\hat{s}(1-y)-m^2)\,\bar{q}(x,Q^2)\right].\end{aligned} \quad (1.3)$$

4. Modelle mit rechtshändigen Strömen, einem schweren rechtshändigen W–Boson und einem schweren Dirac– oder Majorana–Neutrino [7, 2]

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx\,dy} &= \frac{G_F{}^2}{2\pi}\cdot\left(\frac{m_{W_L}{}^2}{\hat{s}y+m_{W_R}{}^2}\right)^2\cdot\\ &\cdot\left[\sum_q(\hat{s}-m^2)\,q(x,Q^2)+\sum_{\bar{q}}(1-y)(\hat{s}(1-y)-m^2)\,\bar{q}(x,Q^2)\right].\end{aligned} \quad (1.4)$$

Dabei bedeuten die Symbole folgendes:

- $\hat{s}$ ist das Quadrat der im harten Streuprozeß zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie,
- x ist der Bruchteil der quadrierten Schwerpunktsenergie im harten Streuprozeß an der gesamten bei HERA erzeugten quadrierten Schwerpunktsenergie $x = \hat{s}/s$,

- y ist der dimensionslose Impulsübertrag $y = Q^2/\hat{s}$ im harten Streuprozesse, mit $Q^2 = q \cdot q$ und q als Differenz der Vierervektoren des einlaufenden Leptons und des auslaufenden Neutrinos,

- m ist die Masse des schweren Neutrinos,

- $m_W = m_{W_L}$ ist die Masse des Standardmodell W–Bosons,

- α ist die Feinstrukturkonstante,

- θ_W ist der Weinbergwinkel und G_F die Fermi–Konstante.

Die Summen laufen jeweils über die erlaubten Quarks bzw. Antiquarks mit den entsprechenden Quarkdichten $q(x, Q^2)$, $\bar{q}(x, Q^2)$.

In den Formeln 1.1 und 1.2 sind $\left(\frac{\Lambda}{f}\right)$ bzw. Λ die Skalen der Compositeness–Wechselwirkung. In der Formel 1.3 ist $(V\xi)_{eN}$ das Matrixelement, welches den Mischungswinkel des neuen schweren Neutrinos mit dem Elektron beschreibt und bei 1.4 bedeutet m_{W_R} die Masse des rechtshändigen W–Bosons.

Die dimensionslosen Variablen x und y sind kinematisch begrenzt auf den Bereich

$$0 < \quad x \quad < 1 \tag{1.5}$$

$$0 < \quad y \quad < 1 \tag{1.6}$$

$$\frac{m^2}{s} < \quad x(1-y) \quad < 1. \tag{1.7}$$

In der Literatur werden manchmal die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von anderen Variablen angegeben. Gebräuchlich sind vor allem der Impulsübertrag Q^2 und der Streuwinkel im Schwerpunktsystem $\cos(\theta^\star)$. Zur Umrechnung dienen dabei die Formeln A.3 und A.4 aus dem Anhang.

Allen Wirkungsquerschnitten ist gemeinsam, daß sie in der obigen Form nur für einlaufende Elektronen gelten. Für Positron–Proton Kollisionen muß die Rolle der Quarks und Antiquarks vertauscht werden, das heißt bei Elektron–Runs gilt $\sum_q = \sum_{u,c,t}$ und $\sum_{\bar{q}} = \sum_{\bar{d},\bar{s},\bar{b}}$; bei Positron–Runs aber ist $\sum_q$ durch $\sum_{\bar{u},\bar{c},\bar{t}}$ und $\sum_{\bar{q}}$ durch $\sum_{d,s,b}$ zu ersetzen.

Des weiteren fällt auf, daß die Wirkungsquerschnitte 1.2 und 1.3 sehr ähnlich sind, bis auf Vorfaktoren, die direkt ineinander umgerechnet werden können.

Um Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen auf Partonniveau auch für einlaufende Positronen studieren zu können, wurde daher der Generator NUPEX in Rahmen dieser Arbeit so modifiziert, daß man die Ladung des einlaufenden Leptons anwählen kann. In Abbildung 1.2 ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Neutrinos gemäß den differentiellen Wirkungsquerschnitten 1.1, 1.2, 1.3 und 1.4 in Abhängigkeit von der Masse abgebildet. Dabei wurde als Skala für die angeregten Neutrinos $\Lambda = 1$ TeV mit $f = 1$, als Mischungswinkel für Majorana–Neutrinos $|(V\xi)_{eN}|^2 = 0.01$ und bei rechtshändigen Strömen $m_{W_R} = 450$ GeV als Masse des neuen rechtshändigen W–Bosons gewählt.

Es fällt auf, daß der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Neutrinos mit Positronen sehr viel kleiner ist als mit Elektronen. Dies liegt daran, daß der Hauptbeitrag von der Streuung an den Valenzquarks kommt. Bei einlaufenden Positronen ist aber nur das d–Quark für eine Reaktion mit geladenem Strom erlaubt, im Gegensatz zu zwei u–Quarks für Elektronen. Zudem hängt das Matrixelement für die Streuung von Positronen an Quarks stärker von y ab, wodurch der integrierte Wirkungsquerschnitt nochmals kleiner ausfällt als bei Elektronen.

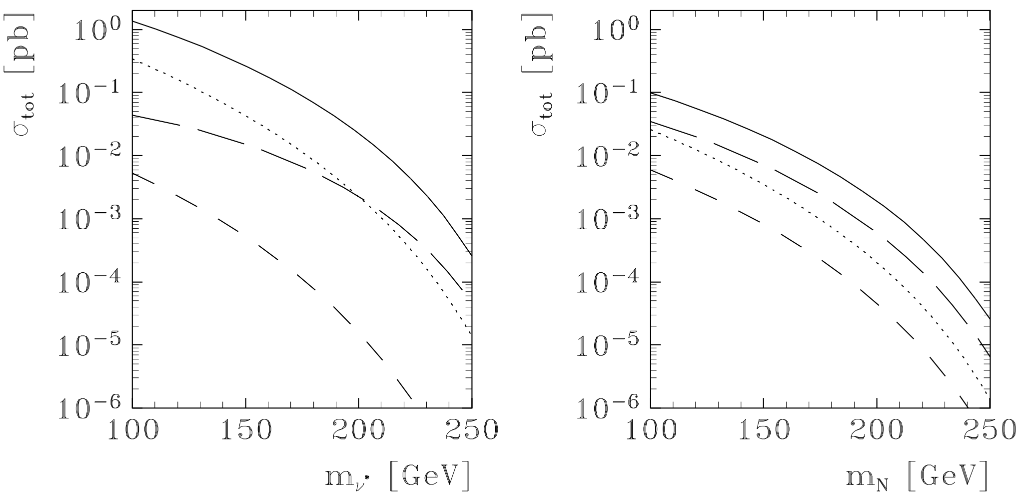

Abbildung 1.2: *totale Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Neutrinos.*

Links: Totaler Produktionswirkungsquerschnitt für die Produktion angeregter Neutrinos über eine $\sigma_{\mu\nu}$–Kopplung bei einlaufendem e^- (lange Striche) oder e^+ (kurze Striche) sowie für die Produktion über eine Kontaktwechselwirkung bei einlaufendem e^- (durchgezogene Linie) und bei einlaufendem e^+ (Punkte). Die Skala der zugrundegelegten Wechselwirkung beträgt jeweils $\Lambda = 1$ TeV.

Rechts: Totaler Produktionswirkungsquerschnitt für die Produktion von Majorana–Neutrinos bei einlaufendem e^- (durchgezogene Linie) oder e^+ (Punkte) über Mischungswinkel und Produktionswirkungsquerschnitt für die Produktion eines schweren Neutrinos bei einlaufendem e^- (lange Striche) oder e^+ (kurze Striche) über ein schweres rechtshändiges W–Boson. Im ersten Fall beträgt der Mischungswinkel $|(V\xi)_{eN}|^2 = 0.01$*, im zweiten Fall die Masse des rechtshändigen W–Bosons* $m_{W_R} = 450$ GeV.

Mit COMPOS gemäß 1.1 erzeugte ν^*–Simulationen stehen für vier Neutrinomassen[1] mit vollständiger Detektorsimulation zur Verfügung, allerdings für die Bedingungen der Datennahme im Jahr 1993[2]. Diese Datensätze dienen daher dazu, Detektoreffekte zu studieren und letztendlich die Effizienz der Datenauswahl für die Analyse zu berechnen, während andere Simulationen schwerer Neutrinos keine Detektorsimulation enthalten und daher nur auf Partonniveau untersucht werden können.

Abbildung 1.3 zeigt als Montecarlo–Studie die Bevölkerung der xy–Ebene für das angeregte Neutrino verglichen mit der für ein Majorana–Neutrino bei einer Neutrinomasse von jeweils 150 GeV. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Verteilung in der xy–Ebene in diesen beiden Fällen durchaus unterschiedlich ist. Dabei macht sich vor allem der zusätzliche Faktor y aus Gleichung 1.1 durch eine höheren Anteil von Ereignissen bei großem y bemerkbar. Die anderen Fälle, also die Kontaktwechselwirkung und das Modell mit rechtshändigen Strömen haben dagegen fast dieselbe Verteilung wie das Majorana–Neutrino und sind daher nicht gezeigt.

[1] 100, 150, 200, 250 GeV.

[2] 1993 wurde HERA mit 26.7 GeV Elektronen betrieben, dagegen werden hier Daten aus Runs von 1994 mit 27.6 GeV Positronen analysiert.

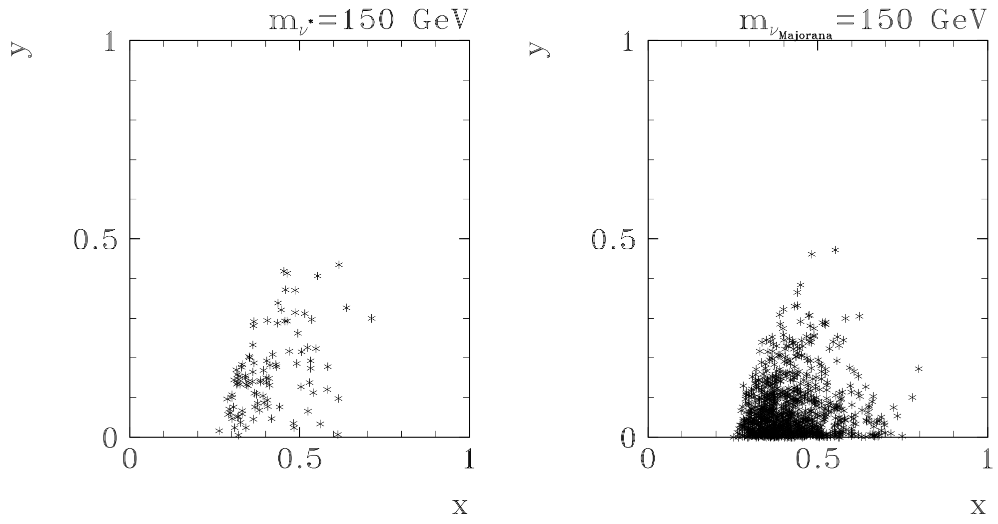

Abbildung 1.3: *Bevölkerung der xy–Ebene im harten Streuprozeß für angeregte Neutrinos und Majorana–Neutrinos bei einer Masse von 150 GeV. Die Majorana–Neutrino–Simulation hat eine zehnmal höhere Statistik.*

1.3 Zerfallskanäle schwerer Neutrinos

Für Neutrinomassen oberhalb der Massen der schweren Eichbosonen können Majorana–Neutrinos in ein W–Boson und ein Elektron oder in ein Z^0 und ein Elektronneutrino zerfallen. Dabei zerfallen die Majorana–Neutrinos mit gleicher Wahrscheinlichkeit in ein W^- und ein Positron oder in ein W^+ und ein Elektron. Das Verhältnis der Zerfallsraten in ein W oder ein Z^0 beträgt für große Neutrinomassen etwa 2 zu 1, für Massen nur wenig oberhalb der Z^0–Masse ist der Zerfall in ein W wegen des größeren Phasenraums noch stärker begünstigt [3, 2]. Die Zerfallsbreiten für diese Neutrinos sind gegeben durch [2]

$$\Gamma(N \to e^\pm W^\mp) = \frac{|\xi|^2 G_F}{8\sqrt{2}\pi m_N^3}(m_N^2 + 2m_W^2)(m_N^2 - m_W^2)^2 \qquad (1.8)$$

$$\Gamma(N \to \nu\, Z) = \frac{|\xi|^2 G_F}{16\sqrt{2}\pi m_N^3}(m_N^2 + 2m_Z^2)(m_N^2 - m_Z^2)^2. \qquad (1.9)$$

In Abbildung 1.4 ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall eines solchen Neutrinos in ein W–Boson dargestellt.

Angeregte Neutrinos können je nach den zugrundeliegenden Compositeness–Parametern außerdem noch in ein leichtes Neutrino und ein Photon übergehen oder sie können über eine Kontaktwechselwirkung in ein Lepton und zwei Standardmodell–Fermionen zerfallen [2, 5]. Dabei ist der Zerfall über ein Photon bei einer gebräuchlichen Wahl der Compositeness–Parameter ($f = f' = 1$) ganz unterdrückt und der Zerfall über die Kontaktwechselwirkung hat bei Neutrinomassen oberhalb von 100 GeV einen Anteil von weniger als 20% [5].

Über den Austausch eines schweren W_R erzeugte Neutrinos zerfallen ausschließlich in ein Elektron und das W_R, welches wiederum in zwei weitere Fermionen zerfällt. Sofern die Masse des W_R größer als die Masse des schweren Neutrinos ist, existiert das W_R nur virtuell und es ergibt sich ein Dreikörperzerfall in ein Elektron und zwei Jets, weil das W_R nicht an die Standardmodell–Neutrinos koppelt [3, 7].

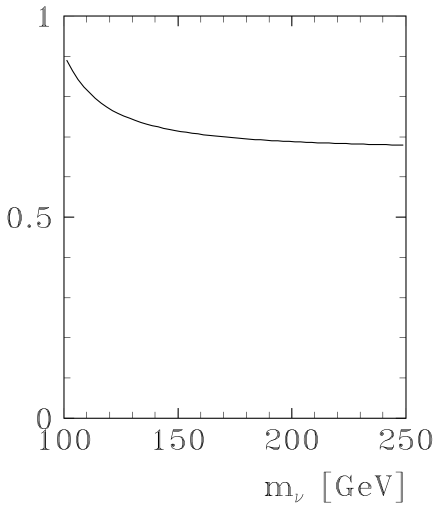

Abbildung 1.4: *Verzweigungsverhältnis für den Zerfall eines schweren Neutrinos in ein W, sofern das Neutrino nur über die schweren Eichbosonen zerfällt.*

Die schweren Eichbosonen zerfallen entweder in zwei Quarks oder in zwei Leptonen, mit den relativen Zerfallsraten gemäß Tabelle 1.1. Problematisch bei den meisten Zerfalls-

Zerfall des W	relative Zerfallsrate [%]
$q\bar{q}$	67.54
$e\bar{\nu}_e$	10.82
$\mu\bar{\nu}_\mu$	10.82
$\tau\bar{\nu}_\tau$	10.82
Zerfall des Z^0	**relative Zerfallsrate [%]**
$q\bar{q}$	70.00
$e\bar{e}$	3.33
$\mu\bar{\mu}$	3.33
$\tau\bar{\tau}$	3.33
$\nu\bar{\nu}$	20.00

Tabelle 1.1: *Relative Zerfallsraten der Standardmodell–Eichbosonen in Quarks oder Leptonen. Dabei sind jeweils Zerfallskanäle gleicher Signatur zusammengefaßt.*

kanälen des Majorana–Neutrinos (inklusive des Zerfalls des schweren Eichbosons) ist, daß mindestens eines der entstehenden Teilchen ein Standardmodell–Neutrino ist, welches daher nur indirekt im Detektor nachgewiesen werden kann, nämlich über den fehlenden Transversalimpuls und über die $E - p_z$–Bilanz. Diese Rekonstruktion ist entsprechend sehr viel ungenauer als bei direkt gemessenen Teilchen. Unterhalb von 25 GeV fehlendem Transversalimpuls ist eine vernünftige Selektion von Ereignissen mit Neutrinos schlecht möglich, da der Untergrund aus Prozessen, die wegen der eingeschränkten Akzeptanz des Detektors in diesen Bereich fluktuieren, zu groß wird. Eine Schwelle von 25 GeV in der Transversalenergie des leichten Neutrinos bedeutet aber für den Zerfall des schweren Neutrinos in ein

Z^0–Boson und ein leichtes Neutrino, daß die Masse des schweren Neutrinos mindestens 140 GeV betragen müßte, um noch einigermaßen sensitiv zu bleiben.

Glücklicherweise ist aber der Zerfallskanal mit der insgesamt größten Zerfallsbreite nicht von diesem Problem betroffen: der Zerfallskanal $N \to e + W \to e + q + \bar{q}$ tritt in insgesamt

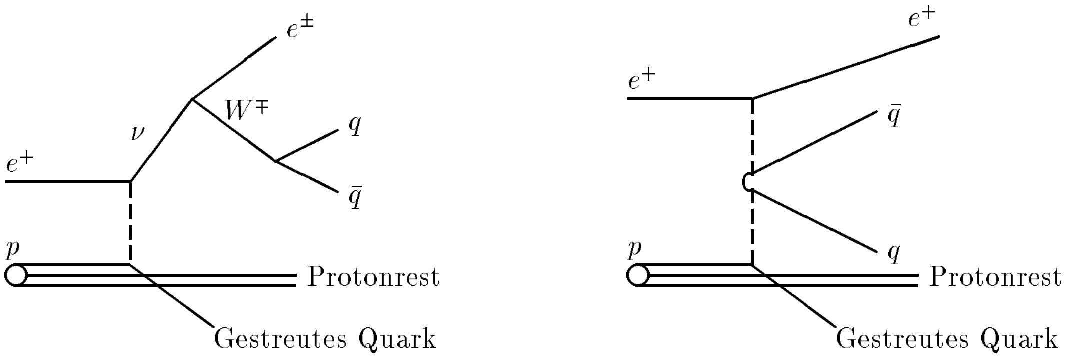

Abbildung 1.5: *Feynmangraphen zur Produktion von schweren Neutrinos bei HERA (links) mit anschließendem Zerfall über ein reelles W–Boson und ein Elektron in zwei Jets und ein Elektron sowie ein Beispiel für einen Standardmodell–Prozeß mit gleicher Signatur (rechts).*

grob der Hälfte aller Fälle auf und enthält nur Teilchen, die im Detektor leicht zu messen sind. Wie in Abbildung 1.5 gezeigt, erwartet man bei einer derartigen Reaktion im Detektor

- ein Elektron,
- drei Jets, die von den drei auslaufenden Quarks stammen,
- den Protonrest, der zum weitaus größten Teil nicht im Detektor nachgewiesen wird.

Leider ist die Signatur „ein Elektron plus Jets“ keineswegs allein der Produktion von schweren Neutrinos vorbehalten. Vielmehr gibt es zahlreiche Standardmodell–Prozesse, bei denen die gleiche Signatur durch QCD–Prozesse höherer Ordnung erzeugt wird. Ein Beispiel ist in Abbildung 1.5 rechts gezeigt.

Falls das schwere Neutrino einem Dreikörperzerfall unterliegt, wie bei Modellen mit rechtshändigen Strömen oder bei Modellen mit Kontaktwechselwirkung, hat der einzige Zerfallskanal ohne ein Neutrino im Endzustand ebenfalls die oben genannte Signatur. Der Unterschied zwischen den beiden Zerfällen ist, daß man in dem ersten Fall die Masse des W–Bosons aus zwei Jets rekonstruieren kann, was im letzteren Fall nicht möglich ist.

1.4 Kinematik der Zerfallsprodukte im Kanal $N \to e + W \to e + q + \bar{q}$

1.4.1 Das Elektron

Abbildung 1.6 zeigt die kinematischen Variablen des auslaufenden Elektrons für das $\nu^\star$ und das Majorana–Neutrino jeweils bei einer Masse von 150 GeV. Die Variablen x_e und y_e entsprechen den üblichen Variablen der tiefinelastischen Streuung. In diesen Diagrammen wird das Elektron demnach so interpretiert, als wäre es ein an einem Parton aus dem Proton gestreutes Elektron. „Normale“ DIS–Elektronen sind eher bei kleinen Werten von x_e und y_e konzentriert. Diese Diagramme lassen also hoffen, daß es möglich ist, Ereignisse

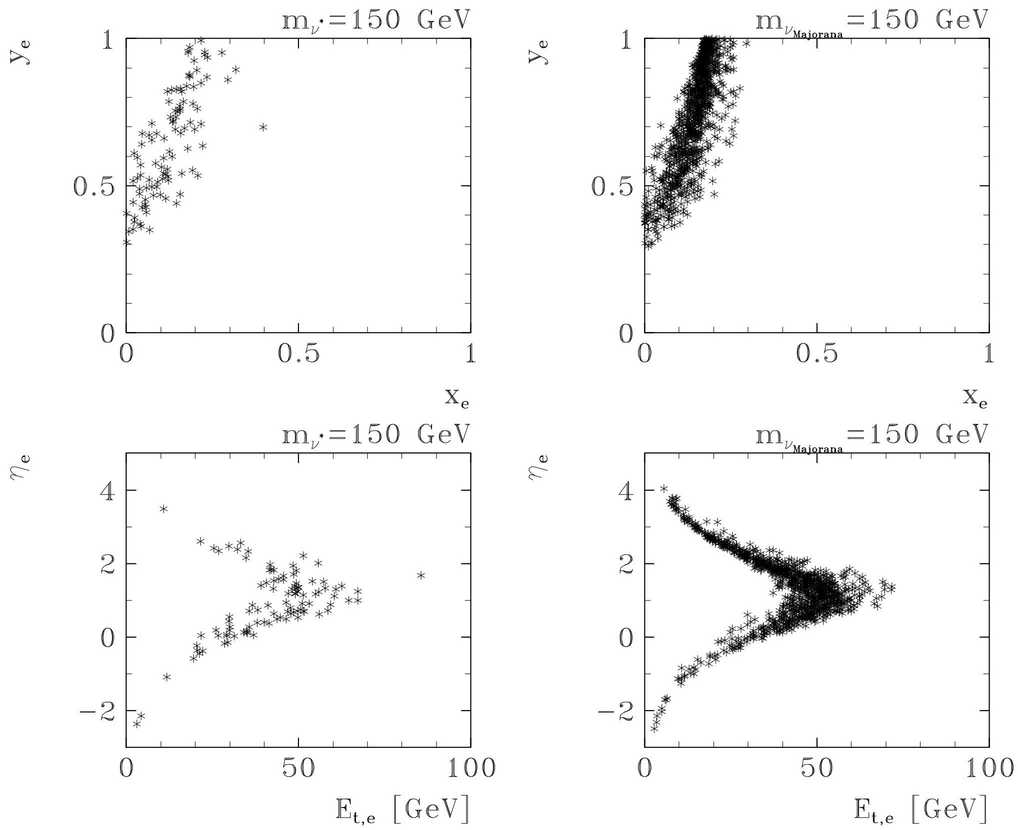

Abbildung 1.6: *kinematische Variablen des Elektrons aus dem Neutrinozerfall für angeregte Neutrinos und Majorana–Neutrinos bei einer Masse von 150 GeV. Die Variablen x_e und y_e sind die wie in Formel A.5 berechneten Variablen Bjørken–x und Bjørken–y eines entsprechenden Elektrons aus der tiefinelastischen Streuung. η_e ist die Pseudorapidität des Elektrons, E_t die Transversalenergie.*

mit schweren Neutrinos allein über die Elektronvariablen gegenüber dem Standardmodell–Untergrund anzureichern.

Den unteren Diagrammen von Abbildung 1.6 kann man entnehmen, daß die Elektronen vorwiegend in dem mittleren bis vorderen Bereich des Detektors landen und daß die Transversalenergie bei einem bestimmten Wert ein Maximum hat. Dieses Verhalten entspricht dem Jacobi–Peak des Zweikörperzerfalls in zwei masselose Teilchen, allerdings ist hier die Masse des einen Partners — des W–Bosons — so groß, daß das Maximum der Transversalenergie gegenüber der halben Neutrinomasse nach unten verschoben ist.

Von entscheidender Bedeutung ist aber, daß die Unterschiede in den kinematischen Variablen des Elektrons für die beiden Modelle der schweren Neutrinos nicht groß sind. Um dies nochmals zu verdeutlichen, ist in Abbildung 1.7 die Transversalenergie des Elektrons für die beiden Modelle bei vier Neutrinomassen verglichen. Die gute Übereinstimmung in dieser Größe hat eine annähernd gleiche Effizienz der Elektron–Identifikation zur Folge (siehe Abschnitt 3.1).

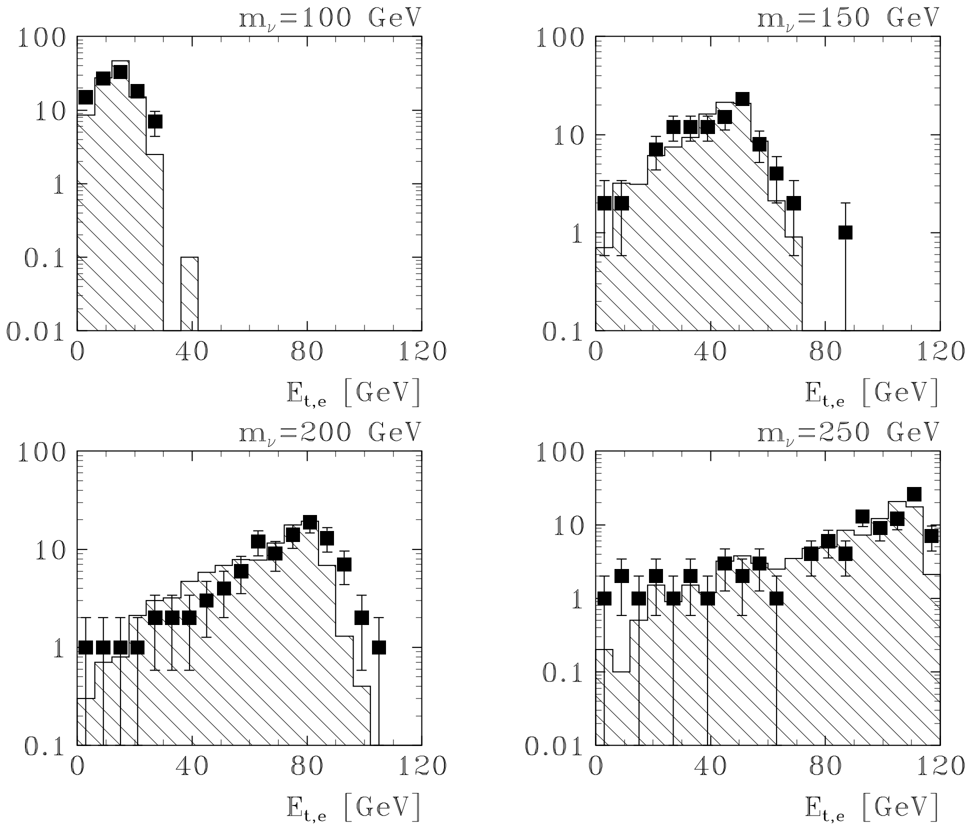

Abbildung 1.7: *Transversalenergie des Elektrons aus dem Zerfall eines $\nu^\star$ (Quadrate mit Fehlerbalken) im Vergleich zu der Transversalenergie des Elektrons aus dem Zerfall eines Majorana–Neutrinos (Histogramm) für vier Neutrinomassen (100, 150, 200, 250 GeV).*

1.4.2 Die auslaufenden Partonen

In Abbildung 1.8 sind die Transversalenergie und die Pseudorapidität der drei auslaufenden Quarks gezeigt. Man erwartet im Mittel aus dem Zerfall des W–Bosons ein Quark mit sehr hoher Transversalenergie und ein zweites, dessen Transversalenergie mit der des gestreuten Quarks vergleichbar ist.

Der Vergleich der beiden Modelle für schwere Neutrinos liefert die wichtige Aussage, daß die Unterschiede in den kinematischen Variablen der Quarks aus dem W–Bosonzerfall nicht groß sind, sondern nur bei dem gestreuten Quark, welches aber für die Rekonstruktion des schweren Neutrinos nicht benötigt wird.

Da der H1–Detektor im Vorwärtsbereich nur Teilchen mit einer Pseudorapidität von $\eta \leq 2.5$ vernünftig messen kann, erwartet man im Falle des Majorana–Neutrinos, daß der dritte Jet häufiger nicht gefunden wird als im Falle des angeregten Neutrinos, weil das gestreute Quark im Mittel weiter nach vorne geht.

Zusammenfassend kann man die hier gezeigten kinematischen Variablen des Elektrons und der Partonen dahingehend deuten, daß die verschiedenen Modelle der schweren Neutrinos zu sehr ähnlichen Signaturen im Detektor führen, wenn man die Zerfallsprodukte des Neutrinos betrachtet. Man sollte aber sowohl Ereignisse mit drei als auch mit nur zwei Jets in der Analyse berücksichtigen, um möglichst weit modellunabhängig arbeiten zu können.

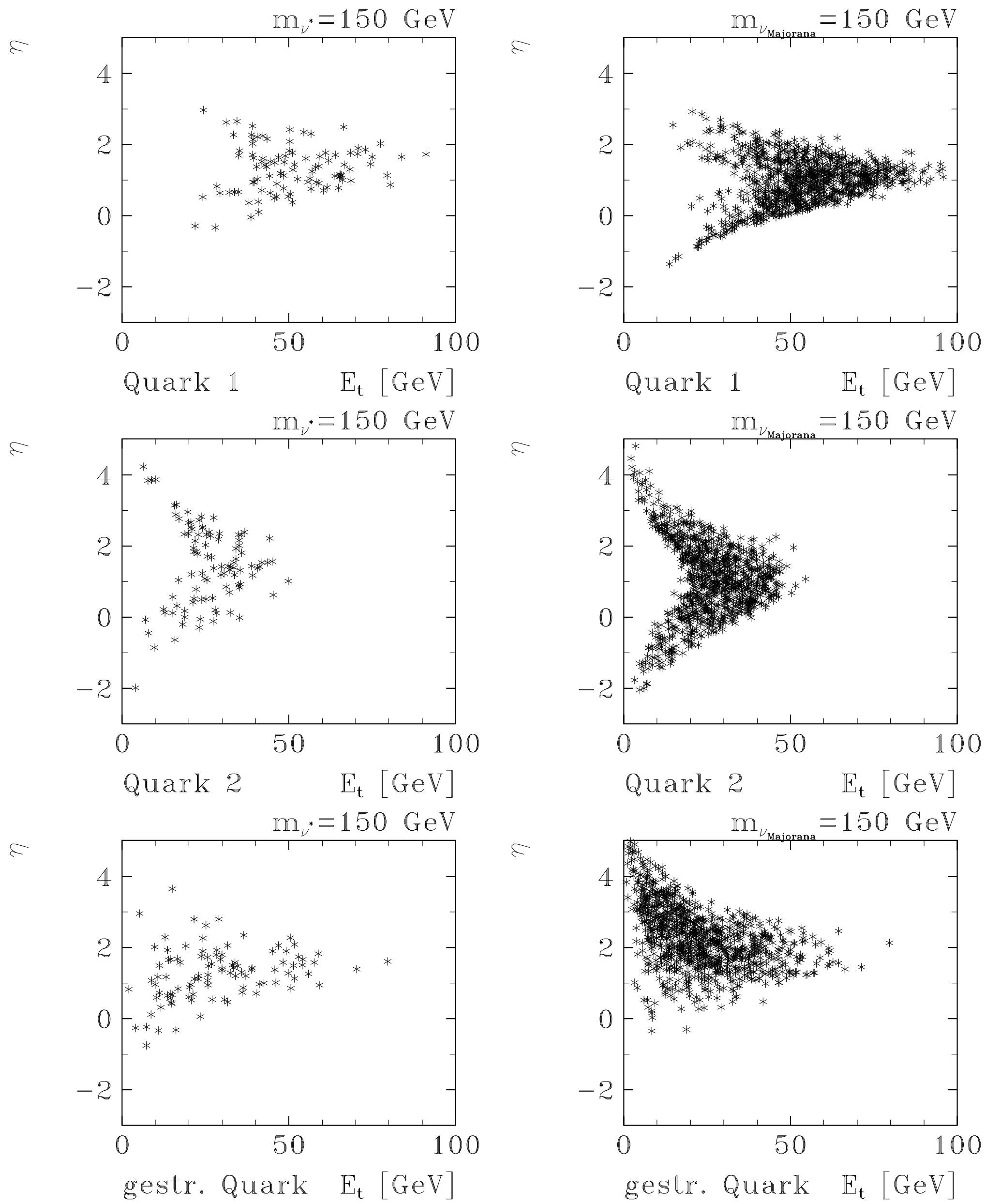

Abbildung 1.8: *kinematische Variablen der Quarks aus dem W–Zerfall (Quark 1, Quark 2, sortiert nach E_t) und des gestreuten Quarks für ein zerfallendes $\nu^\star$ (links) und ein Majorana–Neutrino (rechts) bei einer Neutrinomasse von 150 GeV. η ist die Pseudorapidität, E_t der Transversalimpuls der Partonen.*

Kapitel 2

Das H1–Experiment bei HERA

2.1 Der HERA–Speicherring

Der HERA[1]–Speicherring befindet sich am DESY[2] in Hamburg. HERA ist die erste Ringanlage, in der auf hohe Energien beschleunigte Protonen (820 GeV) zur Kollision mit hochenergetischen Elektronen (27 GeV) gebracht werden. Bei allen vorhergehenden Experimenten, in denen hochenergetische Elektron–Proton Wechselwirkungen untersucht wurden, waren die Protonen in Ruhe und entsprechend die Schwerpunktsenergie begrenzt. Bei HERA können daher viele Gebiete der Hochenergiephysik erstmals untersucht werden[3]. Dazu befinden sich zwei Experimente, die Elektron–Proton–Kollisionen untersuchen, an dem HERA–Speicherring: das H1–Experiment [8] und das ZEUS–Experiment [9].

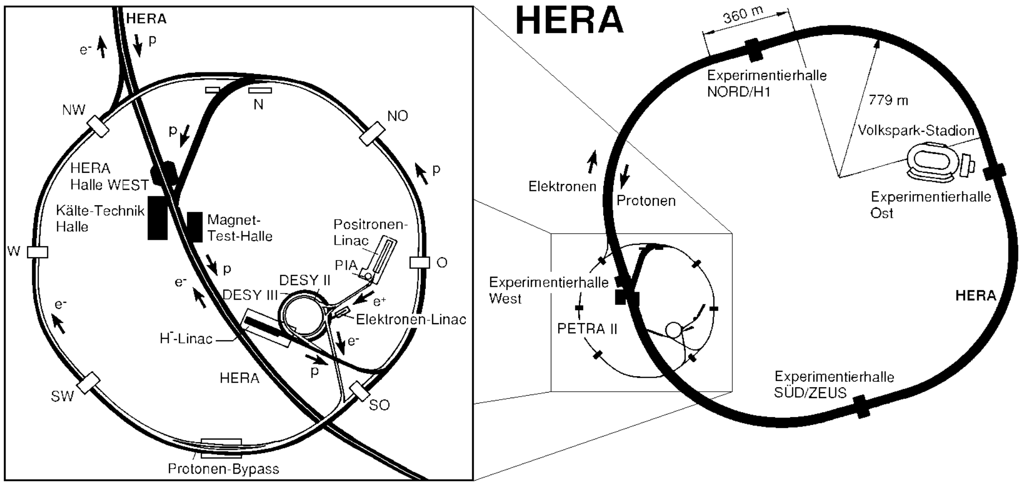

Abbildung 2.1: *Der HERA–Speicherring*

Die Elektronen bzw. Positronen[4] und Protonen können auf vielfältige Weise gemäß dem

[1] Hadron–Elektron–Ring–Anlage.
[2] Deutsches Elektron SYnchotron.
[3] Schwerpunktsenergie etwa 300 GeV.
[4] Der größte Teil der bis einschließlich 1994 aufgenommenen Daten stammt aus Kollisionen von Protonen mit Positronen.

Standardmodell in Wechselwirkung treten; die bei HERA untersuchten Prozesse lassen sich grob in folgende Klassen einteilen:

1. Das Elektron strahlt im Feld des Protons ein Photon ab, ohne daß das Proton in seiner Struktur verändert wird (Bremsstrahlung). Dieser Prozeß wird gemessen, um die Luminosität zu bestimmen.

2. Das Elektron wechselwirkt über einen neutralen Strom mit einem Quark des Protons. Bei kleinem Impulsübertrag spricht man von Photoproduktion, weil das ausgetauschte Photon fast reell ist und man daher die Wechselwirkung von Photonen mit Protonen bzw. Quarks untersuchten kann [11].

   Bei großem Impulsübertrag spricht man von tiefinelastischer Streuung. Damit läßt sich z.B. die Strukturfunktion F_2 des Protons messen [12].

3. Das Elektron wechselwirkt über einen geladenen Strom mit einem Quark des Protons, es entsteht ein Neutrino [10].

Ein weiteres wichtiges Anwendungsgebiet von HERA ist die Suche nach Prozessen, die über das Standardmodell hinausgehen. Dabei ist HERA besonders geeignet für die Suche nach Leptoquarks [13] oder schweren Leptonen [14], weil diese Teilchen bei HERA einzeln erzeugt werden können.

2.2 Das H1–Experiment

Der H1–Detektor[8] befindet sich in der Experimentierhalle Nord des HERA–Speicherrings. Wegen der stark unterschiedlichen Energien der einlaufenden Teilchen ist der Detektor längs der Strahlachse nicht symmetrisch aufgebaut. Die Seite, auf der die Protonen auslaufen (bzw. die Elektronen einlaufen), wird als Vorwärtsbereich, die andere Seite entsprechend als Rückwärtsbereich des Detektors bezeichnet.

Üblicherweise wird das Koordinatensystem bei H1 so gelegt, daß die z–Achse entlang der Strahlachse verläuft, mit positiven Werten von z in Vorwärtsrichtung. In der xy–Ebene ist der Detektor symmetrisch aufgebaut.

Da die bei den ep–Kollisionen entstehenden Teilchen, wegen der im Vergleich zur Elektronenergie 25–mal höheren Protonenergie, im Mittel einen starken Boost in Vorwärtsrichtung erfahren[5], enthält dieser Bereich des Detektors mehr Komponenten als der Rückwärtsbereich.

Trotzdem ist es in fast allen Fällen nicht möglich, alle bei einer ep–Kollision entstehenden Teilchen nachzuweisen. Der Grund ist, daß das Elektron nur an einem Quark des Protons gestreut wird und der Protonrest zunächst nahezu parallel zur Strahlachse weiterläuft. Bei der anschließenden Fragmentierung werden entsprechend viele Teilchen erzeugt, die die Strahlröhre erst hinter dem Detektor verlassen.

2.2.1 Das Spurkammernsystem

Den innersten Bereich des Detektors bilden derzeit die Driftkammern[6]. Um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegt die zentrale Spurkammer, die wiederum aus einer inneren und

[5] $\gamma = 2.8$.

[6] In einem Upgrade ist geplant, eine neue Strahlröhre und einen Vertex–Detektor einzubauen.

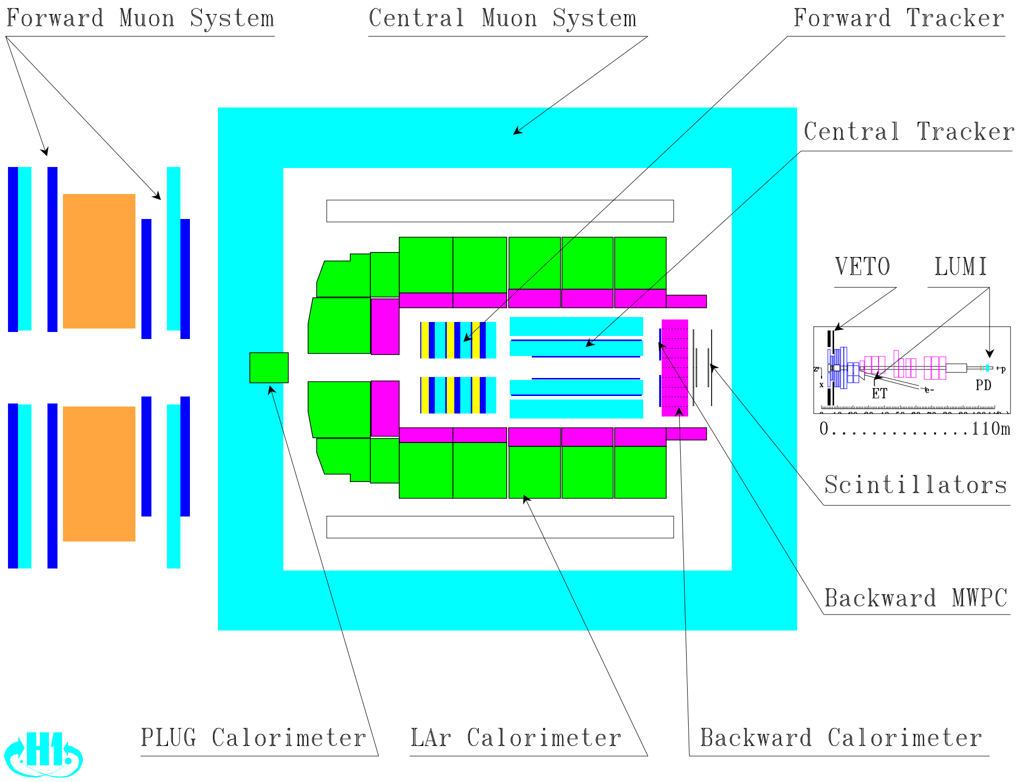

Abbildung 2.2: *Der H1–Detektor*

einer äußeren Driftkammer mit Drähten in longitudinaler Richtung (CJC1, CJC2[7]) und aus einer inneren und einer äußeren Kammer mit Drähten in azimuthaler Richtung (CIZ, COZ)[8]) zusammengesetzt ist. Mit der CJC1/2 erreicht man in der $r\phi$–Ebene eine Ortsauflösung von 150 μm und in z–Richtung[9] von etwa 1% der Drahtlänge. Die CIZ/COZ dient der Bestimmung der z–Position mit einer Genauigkeit von etwa 300 μm und mißt den Winkel ϕ mit einer Genauigkeit von 1% bis 2% von 2π.

Mit den inneren Spurkammern wird die genaue Position des Vertex gemessen. Daher ist ohne die Information aus den Spurkammern die Information aus dem Kalorimeter nur eingeschränkt nutzbar. Über die Messung der Spurkrümmung in der $r\phi$–Ebene läßt sich die Ladung und der Impuls von geladenen Teilchen bestimmen.

Weiter vorne im Detektor liegen die Vorwärtsspurkammern. Diese bestehen aus drei gleichen, in z–Richtung hintereinanderliegenden Modulen. Jedes dieser Module enthält eine radiale Driftkammer, eine planare Driftkammer und ein Übergangsstrahlungselement. Damit ist es möglich, die Ladung von Spuren in Vorwärtsrichtung zu messen und Elektronen von Pionen zu unterscheiden.

Vor dem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter liegt eine Proportionalzählkam-

[7]Central Jet Chamber 1, 2.
[8]Central Inner/Outer Z–chamber.
[9]Die Messung der z–Koordinate ist möglich, weil die Drähte an beiden Enden ausgelesen werden.

mer (BWPC[10]), die mit der Kenntnis des Vertex eine Winkelmessung von nach hinten gestreuten Elektronen erlaubt[11].

2.2.2 Die Kalorimeter

Um die Spurkammern liegt das LAr-Kalorimeter[15]. Dieses fein segmentierte Kalorimeter besteht aus zwei Schichten: die innere Schicht bildet ein elektromagnetisches Kalorimeter mit Bleiabsorbern und die äußere Schicht ist ein hadronisches Kalorimeter mit Stahlplatten als Absorber. Das elektromagnetische Kalorimeter entspricht in der Dicke 20 bis 30 Absorptionslängen für Elektronen, der hadronische Teil entspricht etwa 4.5 bis 8 Absorptionslängen. Da die Elektronen dementsprechend fast vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters absorbiert werden, ist eine sehr effiziente Identifikation der Elektronen möglich. Die relative Energieauflösung für Elektronen beträgt typisch $\frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus 0.01$, für hadronische Schauer $\frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.02$ (E in GeV).

Im hinteren Teil des Detektors befindet sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC[12]), mit dem unter kleinen Winkeln gestreute Elektronen nachgewiesen werden[13].

Weiter außen kommt dann ein supraleitender Solenoid, der von einem Eisenmantel eingeschlossen ist. Darin befinden sich weitere Detektorelemente zum Nachweis von Myonen und hadronischen Schauern, die nicht vollständig im LAr absorbiert wurden. Vor dem Eisenmantel liegt das Vorwärts–Myon–System und hinter dem Detektor in einer Entfernung von etwa 40 m das Luminositätssystem. Hier werden auch Elektronen nachgewiesen, die bei Photoproduktionsereignissen unter extrem kleinen Winkeln gestreut wurden.

[10] BackWard Proportional Chamber.

[11] 1995 wird diese Kammer durch eine Driftkammer ersetzt, die ganze Spursegmente messen kann.

[12] Backward ElectroMagnetic Calorimeter.

[13] 1995 wird dieser Detektorteil durch ein Kalorimeter ersetzt, welches kleinere tote Zonen aufweist und einen hadronischen Teil besitzt.

Kapitel 3

Ereignisauswahl und Rekonstruktion von Massen (Monte Carlo Studien)

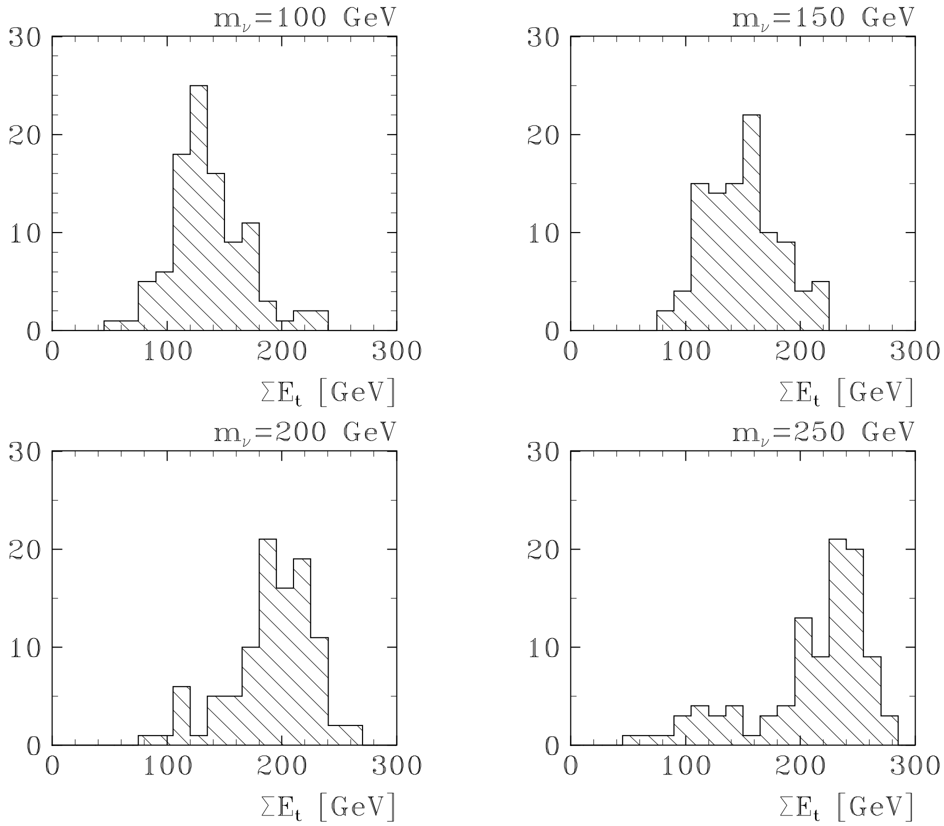

Abbildung 3.1: *Summe der Transversalenergien aller Cluster im H1–Detektor für die Simulation der Produktion eines schweren Neutrinos (Masse 100, 150, 200, 250 GeV) mit anschließendem Zerfall* $\nu \rightarrow e + W \rightarrow e + q + \bar{q}$.

Die Interpretation eines Ereignisses im H1–Detektor geschieht in erster Linie über die Kalorimeterinformation. Diese Information ist zunächst die Position jeder Kalorimeterzelle zusammen mit der darin deponierten Energie. In einem nächsten Schritt werden benachbarte Zellen zu sogenannten Clustern zusammengefaßt (siehe [8], S. 90). Mit Hilfe der Vertexposition aus dem Spurkammersystem kann jetzt jedem dieser Cluster ein Winkel zugeordnet werden und aus der Kombination der Winkel– und der Energiemessung ergibt sich schließlich für jeden Cluster ein masseloser Energie–Impuls–Vektor. Diese Vierervektoren werden dann mittels verschiedener Verfahren als Teilchen interpretiert. In Abbildung 3.1 wurde für vier Neutrinomassen die Summe der Transversalenergien aller Cluster berechnet. Offensichtlich ist diese fundamentale Größe bereits stark mit der Masse des im Detektor zerfallenden schweren Teilchens korreliert.

Im Hinblick auf eine Anreicherung des Signals bezüglich des Untergrunds kann folglich für Neutrinomassen oberhalb von 100 GeV verlangt werden, daß die untersuchten Ereignisse die Bedingung

$$\sum E_t \quad > \quad 70 \text{ GeV} \tag{3.1}$$

erfüllen.

Die Interpretation eines Ereignisses im H1–Detektor erfolgt im Rahmen des Programmpaketes H1PHAN [16]. H1PHAN ermöglicht einen einfachen Zugriff auf die über das Ereignis verfügbaren Informationen und berechnet automatisch die oben genannten Vierervektoren. Danach wird ein anwenderspezifisches Unterprogramm aufgerufen. Dieses Unterprogramm sieht für die hier vorgestellte Analyse folgendermaßen aus:

1. Überprüfe, ob das Ereignis zur Datenselektion (siehe Abschnitt 4.1) gehört.
2. Berechne $\sum E_t$ und den nicht detektierten Viererimpuls. Dieser Viererimpuls wird aufgespalten in zwei masselose Teilchen: in ein „Neutrino“, welches den fehlenden Transversalimpuls und das gesamte fehlende $E - p_z$ trägt und einen masselosen Vierervektor parallel zur Strahlachse. Das „Neutrino“ liefert die Variablen $p_{t,\text{miss}}$ und $(E - p_z)_{\text{miss}}$. Das Pseudoteilchen parallel zur Strahlachse ist beim Aufruf des JADE–Algorithmus von Bedeutung (siehe Abschnitt 3.2.1).
3. Überprüfe, ob das Ereignis von kosmischer Strahlung stammt.
4. Suche Elektronen und eine dazu passende Spur.
5. Bilde aus allen Clustern oder Zellen, die nicht zu Elektronen gehören, Jets.
6. Rekonstruiere aus den identifizierten Jets und Elektronen ein W–Boson und ein schweres Neutrino.
7. Falls der Datensatz Monte Carlo–Informationen enthält: suche das gestreute Lepton, die Zerfallsprodukte desselben und das gestreute Quark.

Alle gefundenen Informationen werden in ein N–tupel geschrieben und dann mit dem Programmpaket LOOK [17] weiter ausgewertet.

3.1 Identifikation von Elektronen

Die Identifikation von Elektronen geschieht in zwei Schritten:

zuerst wird nach einem isolierten elektromagnetischen Cluster gesucht. Dabei werden in etwa folgende Kriterien überprüft (für Details siehe Subroutine QFELRE in [16]):

- der Cluster muß einen Transversalimpuls von $p_t > 10$ GeV besitzen.

- Mindestens 85% der Energie müssen im elektromagnetischen Teil des Detektors sitzen.
- Der Cluster soll innerhalb eines Konus der Größe 0.3 in η und ϕ isoliert sein, das heißt mindestens 90% der Gesamtenergie aus diesem Konus enthalten.

Der zweite Schritt ist ein Test der Schauerform des Elektrons: der Form des Schauers wird mittels eines χ^2–Tests eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet, daß der Schauer von einem Elektron stammt, wenn als Alternative die Schauerform eines Pions zugelassen ist. Die dabei verwendete Routine ist dieselbe wie in [18], das heißt eine leicht modifizierte Version des Unterprogramms QVELXI aus [16].

Der Gesamtaufbau der Elektron–Identifikation ist bis auf marginale Unterschiede genau derselbe wie in [18].

Ein auf diese Weise identifiziertes „Elektron“ kann allerdings sowohl ein Elektron oder

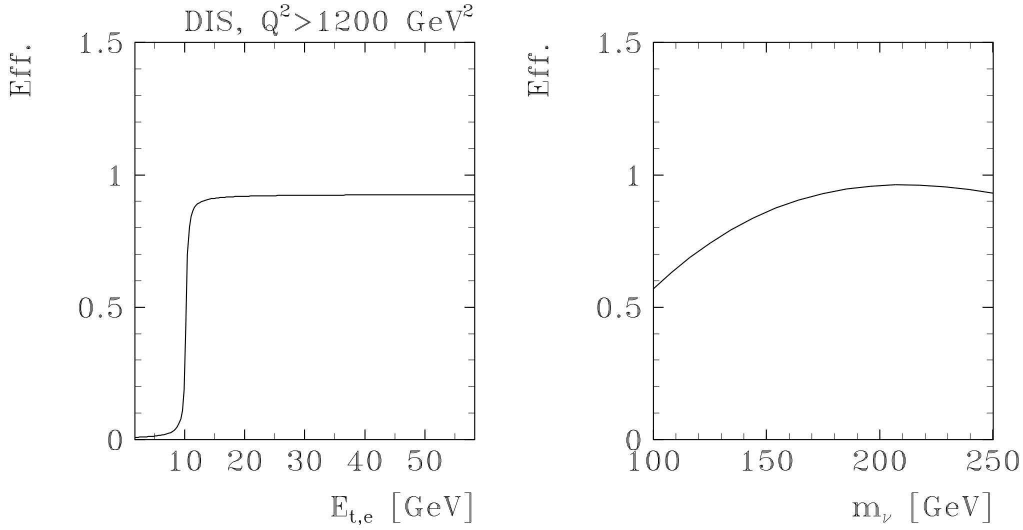

Abbildung 3.2: *Effizienz der Elektron–Identifikation.*

Links: Effizienz in Abhängigkeit von der Transversalenergie des Elektrons, bestimmt mit einer Simulation tiefinelastischer ep–Stöße bei hohen Impulsüberträgen ($Q^2 > 1200$ GeV).

Rechts: Effizienz in Abhängigkeit von der Masse des schweren Neutrinos, berechnet aus Simulationen der Produktion eines schweren Neutrinos (Massen 100, 150, 200, 250 GeV) mit anschließendem Zerfall $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$.

Positron, als auch ein Photon sein. Eine Unterscheidung dieser Teilchen ist nur durch die Information aus den Spurkammern möglich, da Photonen keine Spur in der Spurkammer hinterlassen. Allerdings darf man wegen gewisser Ineffizienzen in der Spurkammer nicht davon ausgehen, das jedes „Elektron“, auf das keine Spur zeigt, ein Photon ist. Genauere Untersuchungen zur Spurinformation folgen in Abschnitt 4.2.1.

Die Effizienz der Elektron–Identifikation ist in Abbildung 3.2 untersucht. Dabei wird für eine geglückte Elektron–Identifikation verlangt, daß in dem jeweiligen Ereignis genau ein Elektron gefunden wird, andernfalls wird das Ereignis verworfen. Die Abhängigkeit von der Masse des schweren Neutrinos läßt sich gut erklären mit der Verteilung der Transversalenergie des Elektrons (siehe Abbildung 1.7) in Kombination mit der Abhängigkeit der Effizienz von der Transversalenergie des generierten Elektrons.

Einen weiteren Test der Elektron–Identifikation zeigt Abbildung 3.3. Hier sind die Variablen des rekonstruierten Elektrons mit den entsprechenden Variablen des generierten Elektrons verglichen. Es wird deutlich, daß die Winkel– wie auch die Energierekonstruktion

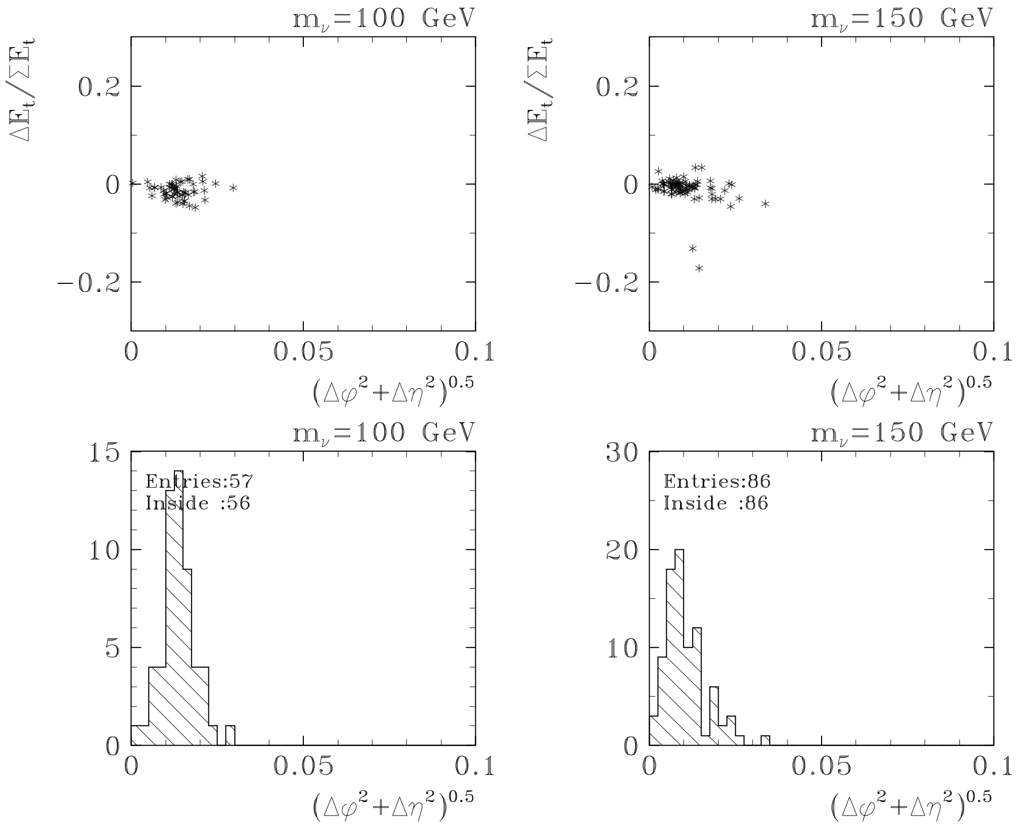

Abbildung 3.3: *Vergleich des rekonstruierten Elektrons mit dem generierten Elektron für die Simulation der Produktion eines schweren Neutrinos (Masse 100, 150 GeV) mit anschließendem Zerfall* $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$*. Dazu wird die Größe* $((\phi_{\rm rec} - \phi_{\rm gen})^2 + (\eta_{rec} - \eta_{\rm gen})^2)^{0.5}$ *als Maß für die Winkelmessung und* $(E_{t,\rm rec} - E_{t,\rm gen})/(E_{t,\rm rec} + E_{t,\rm gen})$ *als Maß für die Energiemessung betrachtet.* E_t *ist die Transversalenergie,* η *die Pseudorapidität und* ϕ *der Azimuth.*

in den meisten Fällen sehr gut funktioniert.

Die letzte Abbildung (Abb. 3.4) in diesem Abschnitt betrifft die kinematischen Variablen der rekonstruierten Elektronen. Es ist zu sehen, daß im Vergleich zur Abbildung 1.6 bei anderen Massen als 150 GeV auch andere Teile der $x_e y_e$–Ebene bevölkert sind. Man kann aber den Schluß ziehen, daß durch einem Schnitt von

$$y_e > \quad 0.3 \tag{3.2}$$

gerade im Massenbereich 100 GeV $< m_\nu <$ 200 GeV die Effizienz der Neutrinosuche nur wenig eingeschränkt wird.

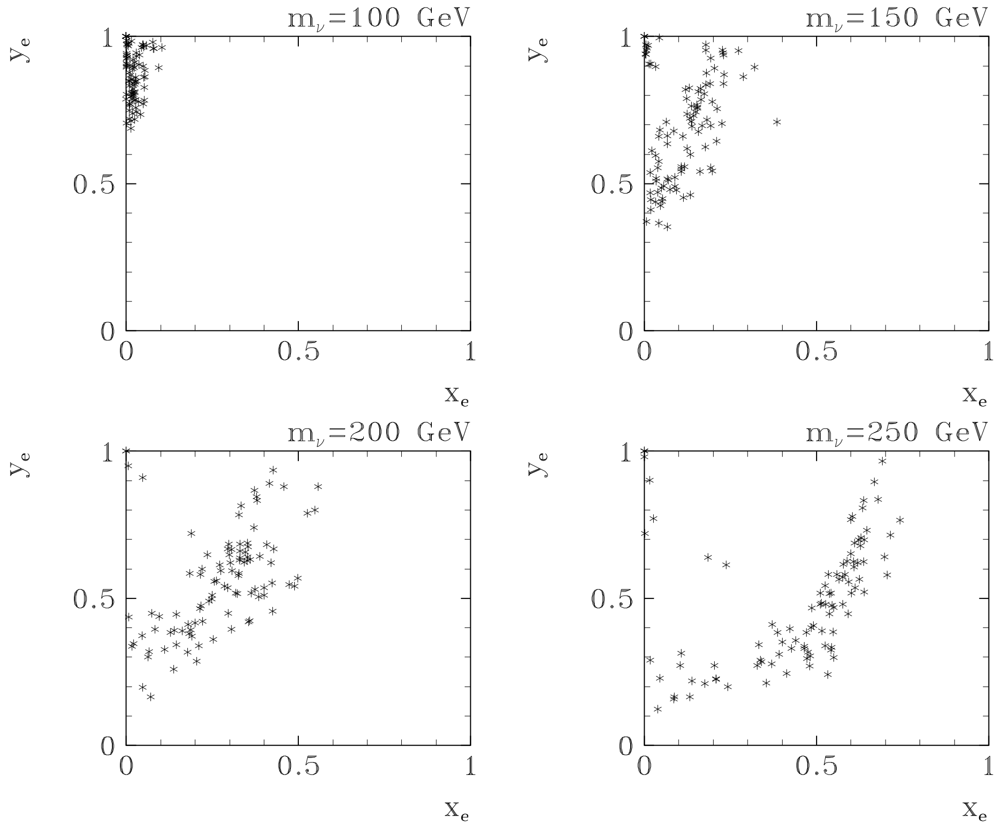

Abbildung 3.4: *Kinematische Variablen x_e und y_e des rekonstruierten Elektrons für die Simulation der Produktion eines schweren Neutrinos (Masse 100, 150, 200, 250 GeV) mit anschließendem Zerfall $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$.*

3.2 Suche nach Jets

Nach der Identifikation der Elektronen werden die nicht als Elektronen identifizierten Cluster mittels geeigneter Algorithmen zu Jets zusammengefaßt. Dabei werden in dieser Arbeit drei verschiedene Algorithmen untersucht und deren Eingabeparameter optimiert.

3.2.1 Der JADE–Algorithmus

Der JADE–Algorithmus wurde im Zusammenhang mit dem JADE–Experiment entwickelt (siehe unter [16, 19], „LUCLUS“–Algorithmus). Dabei werden immer zwei Eingabecluster zu einem neuen Cluster zusammengefaßt, wobei die invariante Masse des neuen Clusters möglichst klein sein soll. Der Algorithmus bricht ab, wenn die invariante Masse des neu erzeugten Clusters zu groß wird. Als Maß dient dabei ein dimensionsloser Parameter y, der die invariante Masse in Relation zu einer aus allen Clustern berechneten Größe (typischerweise etwa $\sum E_t$) setzt. Eine Standardwahl für den Abbruchwert ist $y_{cut} = 0.02$. Eine weitere Methode, den JADE–Algorithmus zu betreiben, ist es, eine feste Jet–Zahl vorzugeben, in die das Ereignis zerlegt wird. Dann bricht der Algorithmus nicht bei dem Erreichen von $y > y_{cut}$ sondern bei dem Erreichen einer bestimmten Jet–Zahl ab.

Die Idee, die hinter der Jet–Rekonstruktion des JADE–Algorithmus steckt, ist es, die Fragmentation oder die Abstrahlung von immer mehr Teilchen sukzessive wieder rückgängig zu machen, um schließlich bei den Partonen des harten Streuprozesses zu landen.

Damit der JADE–Algorithmus richtig arbeitet, muß man zu den Detektorclustern noch ein „Teilchen“ hinzufügen, welches die Energie des teilweise in der Strahlröhre verschwundenen Protonrestes beschreibt. Dieses Pseudoteilchen, welches mittels der am Anfang des Kapitels beschriebenen Methode berechnet wird, saugt dann die Anteile des Protonrestes, die doch im Vorwärtsbereich des Detektors nachgewiesen werden, auf. Wenn im folgenden von n gefundenen Jets die Rede ist, dann ist derjenige Jet, welcher dieses Pseudoteilchen enthält, in die Rechnung *nicht* mit einbezogen.

Für diese Analyse wurde zunächst der JADE–Algorithmus so getestet, daß immer drei Jets erzeugt werden, entsprechend den drei Jets die in dem untersuchten Kanal erwartet werden. Es zeigte sich aber, daß bei dieser Rekonstruktionsmethode die Abtrennung des Standardmodell–Untergrunds aus der tiefinelastischen Streuung schwierig wurde, weil dann ein wichtiges Selektionskriterium — die Jet–Multiplizität – verloren ging. Deshalb wurde der erstgenannten Methode mit der Vorgabe eines Wertes für $y_{\rm cut}$ der Vorzug gegeben. Die Wahl des Parameters zu $y_{\rm cut} = 0.02$ ergab dabei die brauchbarsten Ergebnisse, so daß dieser Parameter dann nicht weiter variiert wurde.

3.2.2 Die Konus–Algorithmen QJCELL und QJCONE

Der QJCELL–Algorithmus und der QJCONE–Algorithmus sind zwei Programme, die nach einem ganz anderem Prinzip arbeiten [16, 20]. Zunächst wird die Energie der Eingabezellen auf ein $\eta\phi$–Gitternetz verteilt. Hier ist es sinnvoll, die Kalorimeterzellen zu nehmen und nicht die Cluster, weil diese stets in einer Gitterzelle landen würden, aber in ungünstigen Fällen aus Kalorimeterzellen zusammengesetzt sind, deren Energie eigentlich auf mehrere Gitterzellen verteilt werden müßte.

In diesem Gitternetz wird nun die Gitterzelle mit der höchsten Transversalenergie gesucht und dann werden alle Gitterzellen, die innerhalb eines bestimmten Radius um die Anfangszelle liegen, zu einem Jet zusammengefaßt[1]. Wenn die Transversalenergie einen bestimmten Wert überschreitet, wird der Jet akzeptiert. Danach wird das Restgitter erneut auf Jets untersucht. Die Routine bricht ab, wenn sie keinen Jet mehr findet.

Diese Beschreibung gilt für den Algorithmus QJCELL. Bei dem Algorithmus QJCONE wird der Jet nicht als Kegel um die „heißeste“ Anfangszelle gebildet, sondern es wird der Kegel mit der höchsten Transversalenergie ausgewählt. Ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen den beiden Algorithmen ist die Rekonstruktion der Variablen des fertigen Jets. Bei QJCELL werden den Gitterzellen masselose Vierervektoren zugeordnet und diese zu einem *massiven* Vierervektor aufaddiert. Dagegen liefert der QJCONE–Algorithmus stets masselose Vierervektoren, die aus der Gesamtenergie und der gefundenen Jet–Achse berechnet werden. Man kann von daher schon abschätzen, daß dieser Algorithmus für die Rekonstruktion von Massen eventuell weniger geeignet ist.

Als freie Parameter stehen bei den Konus–Algorithmen zur Verfügung:

- die Gittergröße in η und ϕ,
- die minimale Transversalenergie der Anfangszelle $E_{t,\rm init}$,
- die minimale Transversalenergie der gebildeten Jets $E_{t,\rm min}$,
- die Größe des Konusradius R.

[1]Dieser Kreis entspricht räumlich gesehen einem Konus, der aus dem Detektor herausgeschnitten wird, daher die Bezeichnung „Konus–Algorithmus“.

Die beiden Konus–Algorithmen werden jeweils auf einem $\eta\phi$–Gitter von 80×80 betrieben. Es zeigte sich nämlich, daß bei gröberen Rastern die Jet–Achsen bevorzugt in Richtung der Gitterzellenmitte ausgerichtet waren. Ein ähnlicher Effekt ergab sich, wenn statt der Zellen die Cluster in das Gitter gefüllt wurden, wie oben schon angedeutet.

Der Parameter $E_{t,\mathrm{init}}$ wurde so niedrig eingestellt, daß die Jet–Zahl nicht mehr davon abhängt ($E_{t,\mathrm{init}} = 50$ MeV).

Der Parameter $E_{t,\mathrm{min}}$ wurde zu $E_{t,\mathrm{min}} = 5$ GeV gewählt. Damit werden Teile des Protonrestes, die einen kleinen Transversalimpuls tragen, und niederenergetische Teilchen hinreichend stark unterdrückt.

Der Konusradius wird als freier Parameter der Konus–Algorithmen in dem folgenden Abschnitt untersucht und optimiert.

3.3 Rekonstruktion der Bosonmasse und Optimierung der Jet–Algorithmen

Die W–Masse wird als invariante Masse aus den Vierervektoren zweier Jets berechnet. Daher ist es erforderlich, daß in dem entsprechenden Ereignis mindestens zwei Jets gefunden werden. In Tabelle 3.1 sind die Jet–Raten, die sich bei simulierten Ereignissen mit schweren Neutrinos ergeben, für Jet–Algorithmen mit verschiedenen Eingabeparametern dargestellt. Die zu eins fehlenden Anteile sind entweder Ereignisse, die nicht genau ein Elektron ent-

m_ν [GeV]	100		150		200		250	
Anzahl Jets	≥ 2	≥ 4	≥ 2	≥ 4	≥ 2	≥ 4	≥ 2	≥ 4
JADE	0.56	0.03	0.85	0.02	0.95	0.03	0.88	0.01
QJCELL, R=0.7	0.56	0.23	0.86	0.38	0.96	0.33	0.91	0.20
QJCELL, R=1	0.56	0.15	0.86	0.23	0.95	0.09	0.92	0.04
QJCONE, R=0.7	0.56	0.10	0.86	0.20	0.95	0.12	0.90	0.06
QJCONE, R=1	0.56	0.06	0.86	0.05	0.94	0.04	0.83	0.00

Tabelle 3.1: *Relativer Anteil der gefundenen Jet–Zahlen für verschiedene Jet–Algorithmen in der Simulation der Produktion eines schweren Neutrinos (Masse 100, 150, 200 und 250 GeV) mit anschließendem Zerfall $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$. Die Jet–Routine JADE wird mit dem Parameter* $\mathrm{y_{cut}} = 0.02$ *aufgerufen, die Algorithmen QJCELL und QJCONE mit je zwei Konusdurchmessern, $R = 0.7$ und $R = 1$.*

halten, oder Ereignisse, in denen weniger als zwei Jets gefunden wurden. Die Spalte für zwei oder mehr Jets enthält daher direkt die Rate der Ereignisse, aus denen ein Neutrino rekonstruiert werden kann. Die Spalte für vier oder mehr Jets zeigt Ereignisse, bei denen zum Beispiel Teile des Protonrestes als Jet gefunden wurden oder ein Parton in zwei oder mehr Jets aufgespalten wurde.

Um die Masse des in zwei Jets zerfallenen W-Bosons zu rekonstruieren, kann man sich unterschiedlicher Methoden bedienen. Die naheliegendste Methode ist es, das W aus den beiden Jets mit der höchsten Transversalenergie zu rekombinieren. Aus Abbildung 3.5 und Tabelle 3.2 kann man entnehmen, daß mit dieser Methode die W–Masse von 80.8 GeV schon gut rekonstruiert wird. Des weiteren ist zu sehen, daß mit den Konus–Algorithmen tendenziell eine zu kleine Masse errechnet wird, besonders wenn der Konusradius nur $R = 0.7$ beträgt. Die Massenauflösung liegt mit dieser Rekonstruktionsmethode bei etwa $\sigma =$

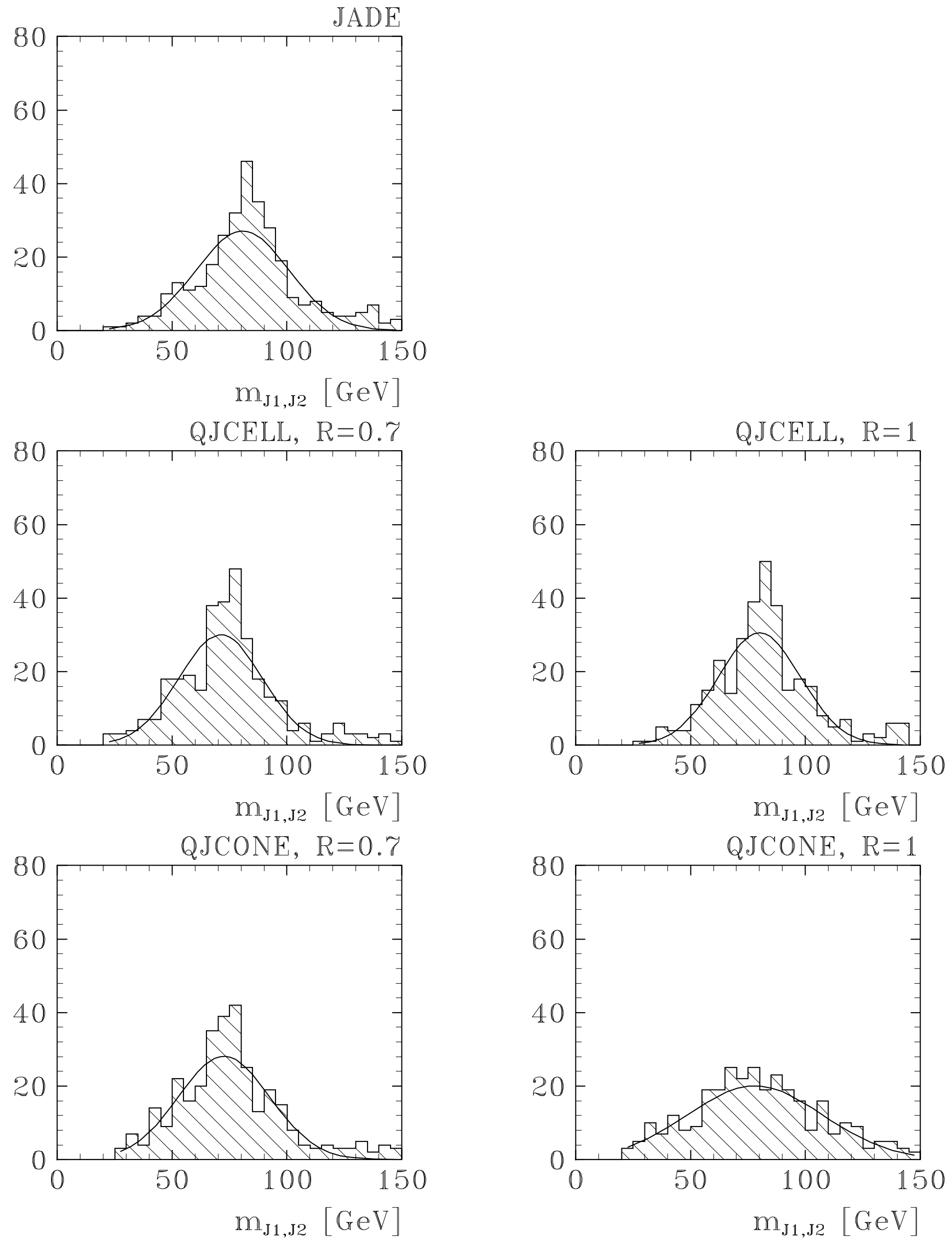

Abbildung 3.5: *invariante Jet–Jet–Masse der beiden Jets mit höchster Transversalenergie für verschiedene Jet–Routinen in der Simulation der Produktion eines schweren Neutrinos mit anschließendem Zerfall $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$. Um die statistische Signifikanz zu erhöhen, wurden die sehr ähnlichen Histogramme der zur Verfügung stehenden Neutrinomassen (100, 150, 200, 250 GeV) zu jeweils einem zusammengefaßt. Die an die Histogramme angepaßten Gauss–Kurven dienen dazu, den Mittelwert und die Breite zu bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 auf Seite 29 zu finden.*

20 GeV. Bemerkenswert ist aber, daß der Algorithmus QJCONE mit $R = 1$ eine weitaus schlechtere Auflösung als die anderen Algorithmen liefert.

Die Massenauflösung läßt sich noch erheblich verbessern, wenn versucht wird, bei Ereignissen mit mehr als zwei Jets das W–Boson aus den richtigen Jets zu konstruieren. Dies

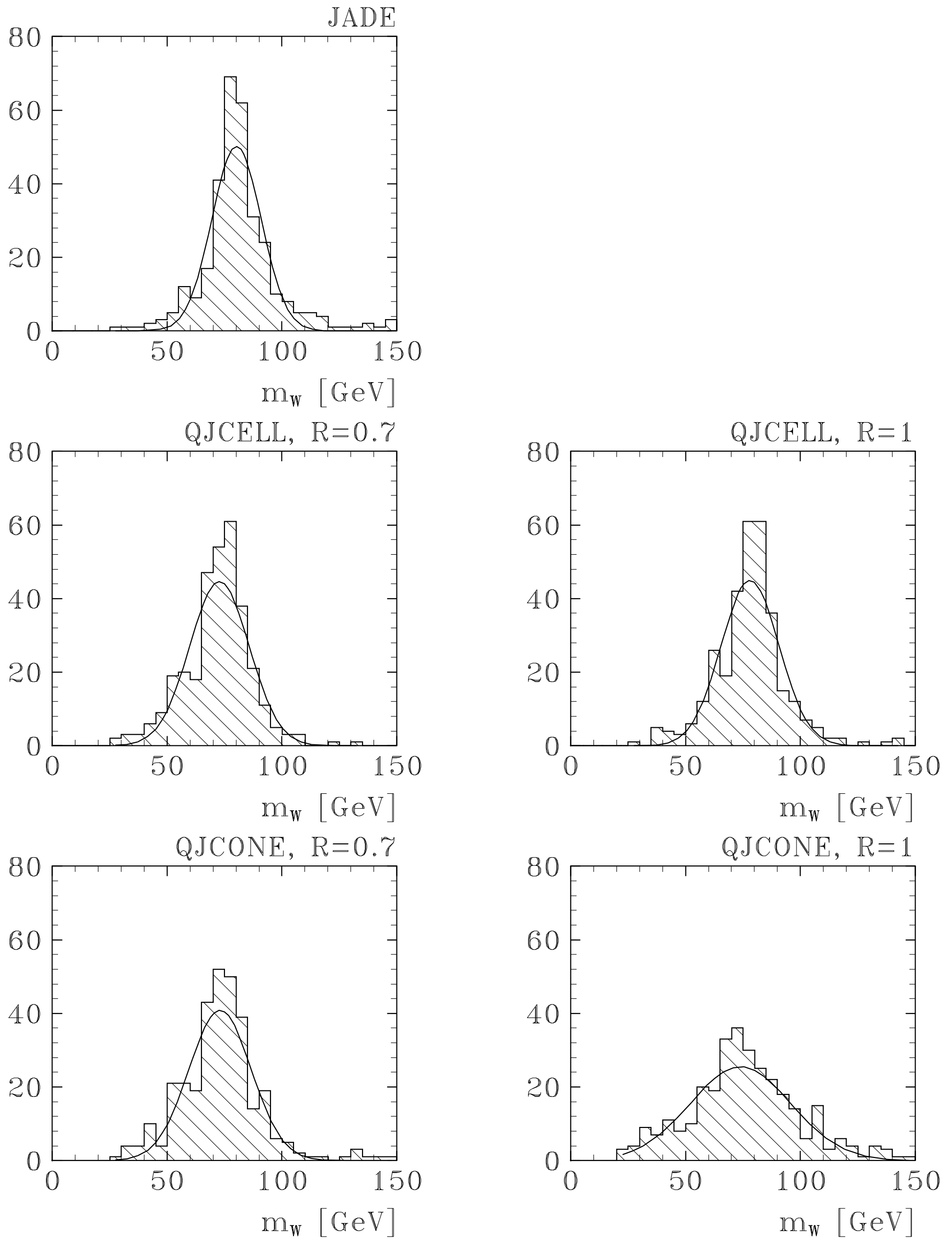

Abbildung 3.6: *Rekonstruktion der W–Masse als Jet–Jet–Masse in der Simulation der Produktion eines schweren Neutrinos mit anschließendem Zerfall über $\nu \rightarrow e + W \rightarrow e + q + \bar{q}$. Um die statistische Signifikanz zu erhöhen, wurden die sehr ähnlichen Histogramme der zur Verfügung stehenden Neutrinomassen (100, 150, 200, 250 GeV) zu jeweils einem zusammengefaßt. m_W ist bei Ereignissen mit mehr als zwei Jets diejenige Jet–Jet–Masse, die am nächsten bei 80.8 GeV liegt. Die Gauss–Kurven ergeben den Mittelwert und die Breite bei der Massenbestimmung. Diese Werte sind in Tabelle 3.2 auf Seite 29 zu finden.*

geschieht hier in der Weise, daß für die Massenrekonstruktion die beiden Jets benutzt werden, deren invariante Jet–Jet–Masse am nächsten bei der W–Masse (80.8 GeV) liegt. In Abbildung 3.6 und Tabelle 3.2 ist zu sehen, daß auf diese Weise die Auflösung um fast einen Faktor zwei verbessert wird. Andererseits ist sofort klar, daß die Masse besser reproduziert wird, wenn die Jets eben genau nach diesem Gesichtspunkt ausgewählt werden.

Masse [GeV]	$m_{J1,J2}$		m_W	
	Mittelwert	Auflösung	Mittelwert	Auflösung
JADE	80.6 ± 1.2	20.2 ± 1.1	80.2 ± 0.6	10.7 ± 0.6
QJCELL, R=0.7	71.1 ± 1.1	18.2 ± 0.9	72.7 ± 0.8	13.0 ± 0.7
QJCELL, R=1	80.0 ± 1.1	18.0 ± 0.9	78.1 ± 0.7	12.6 ± 0.6
QJCONE, R=0.7	72.5 ± 1.2	19.9 ± 1.1	73.0 ± 0.8	13.6 ± 0.7
QJCONE, R=1	77.9 ± 1.9	29.4 ± 1.9	74.0 ± 1.4	22.0 ± 1.2

Tabelle 3.2: *Auflösung und Mittelwert für die Rekonstruktion der W–Masse aus entweder den beiden Jets mit höchstem E_t ($m_{J1,J2}$) oder den beiden Jets mit der „besten“ W–Masse (m_W), berechnet aus Simulationen der Produktion schwerer Neutrinos bei Massen von 100, 150, 200, 250 GeV (vergleiche Abbildung 3.5 und 3.6).*

Wie in Abbildung 3.7 ersichtlich, wird jedoch nicht nur die W–Masse besser beschrieben, sondern auch die Richtung und Energie der Partonen aus dem W–Zerfall. Es scheint, als würden weniger häufig Verwechslungen auftreten. Dieses Verhalten ähnelt sich bei den verschiedenen Jet–Algorithmen, daher sind die entsprechenden Jet–Parton–Korrelationen nur für einen Jet–Algorithmus aufgeführt.

Der Vergleich der Ergebnisse bei den verschiedenen Jet–Algorithmen zeigt, daß der Radius $R = 0.7$ für QJCELL zu klein ist; es wird in vielen Fällen zuwenig Energie aufgesammelt, so daß die invariante Jet–Jet–Masse zu klein wird. Der QJCONE–Algorithmus mit $R = 1$ liefert eine auffallend schlechte Auflösung bei der W–Massenbestimmung. Die Begründung dafür ist, daß dieser Radius so groß ist, daß der Kegel mit höchster Transversalenergie in vielen Fällen nicht der Richtung einer Partons entspricht sondern sich zum Beispiel zwischen zwei Partonen befindet. Dadurch werden Jets gebildet, die die Partonen im Ereignis nicht gut beschreiben können.

Für den Jet–Algorithmus QJCELL wird daher der Radius $R = 1$ gewählt und für den Algorithmus QJCONE der Radius $R = 0.7$.

3.4 Rekonstruktion der Neutrinomasse

Masse [GeV]	$m_{e,J1,J2}$		$m_{e,W}$	
	Mittelwert	Auflösung	Mittelwert	Auflösung
JADE	156.6 ± 2.8	22.8 ± 2.2	147.2 ± 2.3	18.4 ± 1.9
QJCELL, R=1	149.5 ± 2.7	23.0 ± 2.3	143.7 ± 2.2	18.9 ± 1.9
QJCONE, R=0.7	148.6 ± 2.7	22.0 ± 2.3	143.0 ± 2.4	20.5 ± 2.1

Tabelle 3.3: *Rekonstruktion der Masse des schweren Neutrinos für eine generierte Neutrinomasse von 150 GeV mit den beiden vorgestellten W–Rekonstruktionsmethoden und je drei Jet–Algorithmen, berechnet aus den in Abbildung 3.8 gezeigten Verteilungen.*

Die Masse des schweren Neutrinos errechnet sich als invariante Masse der Summe des Vierervektors des Elektrons mit den Vierevektoren der beiden Jets, aus denen die W–Masse berechnet wurde. Entsprechend ergeben sich — analog zu den zwei Methoden der

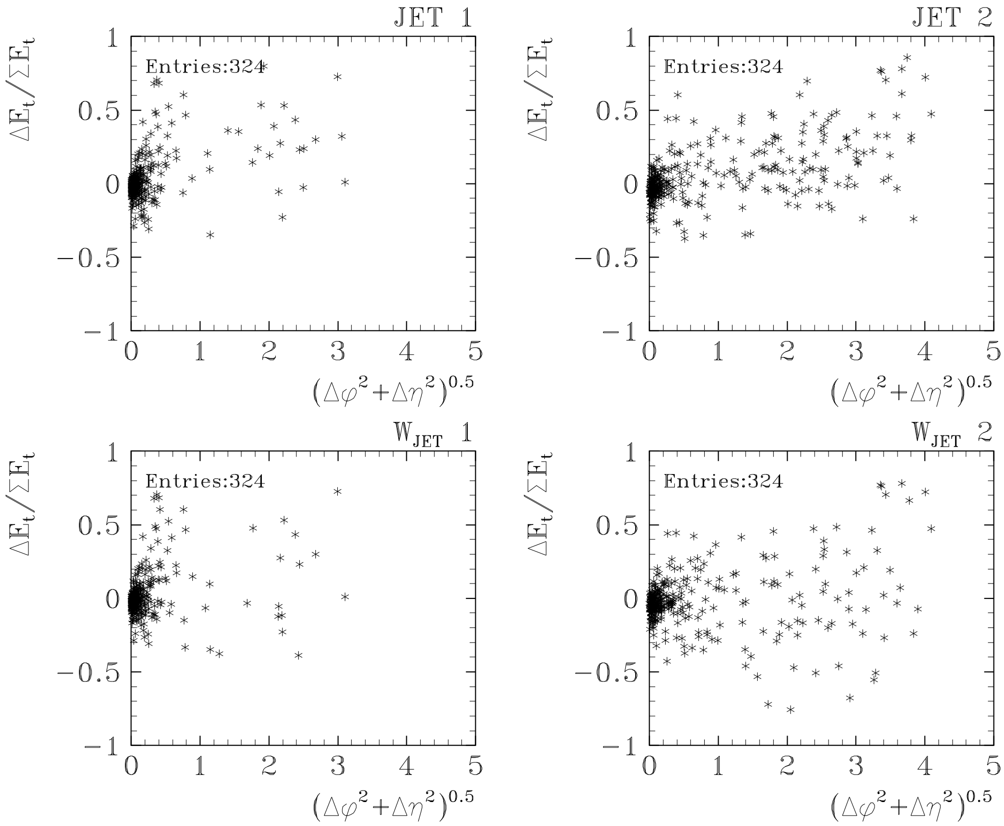

Abbildung 3.7: *Vergleich der Partonen aus dem W–Zerfall mit den gefundenen Jets bei Simulationen der Produktion eines schweren Neutrinos mit anschließendem Zerfall $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$. Um die statistische Signifikanz zu erhöhen, wurden die sehr ähnlichen Korrelationen bei den zur Verfügung stehenden Neutrinomassen (100, 150, 200, 250 GeV) in jeweils einem Diagramm zusammengefaßt. Die Größe $((\phi_{\text{jet}}-\phi_{\text{parton}})^2+(\eta_{jet}-\eta_{\text{parton}})^2)^{0.5}$ dient als Maß für die Winkelmessung und $(E_{t,\text{jet}} - E_{t,\text{parton}})/(E_{t,\text{jet}} + E_{t,\text{parton}})$ als Maß für die Energiemessung.*

Obere Reihe: JADE–Jets mit höchstem E_t.
Untere Reihe: JADE–Jets mit bester W–Massenbeschreibung.

W–Massenberechnung — für jeden Jet–Algorithmus zwei Möglichkeiten, die Neutrinomasse zu bestimmen. Abbildung 3.8 und Tabelle 3.3 zeigen die Ergebnisse der Neutrinomassenbestimmung für eine generierte Neutrinomasse von 150 GeV. Die Auflösung liegt für die Rekonstruktion aus den beiden Jets mit höchstem E_t etwa bei 22 GeV, für die Rekonstruktion aus den Jets, die am besten zur W–Masse passen, bei etwa 19 GeV. Die Abhängigkeit von dem jeweils angewandten Jet–Algorithmus ist nur sehr gering.

Weil die verschiedenen Jet–Algorithmen sich so ähnlich verhalten, werden die Daten nur mit zwei der Jet–Algorithmen analysiert: mit dem JADE–Algorithmus und mit dem QJCELL–Algorithmus, Konusgröße $R = 1$.

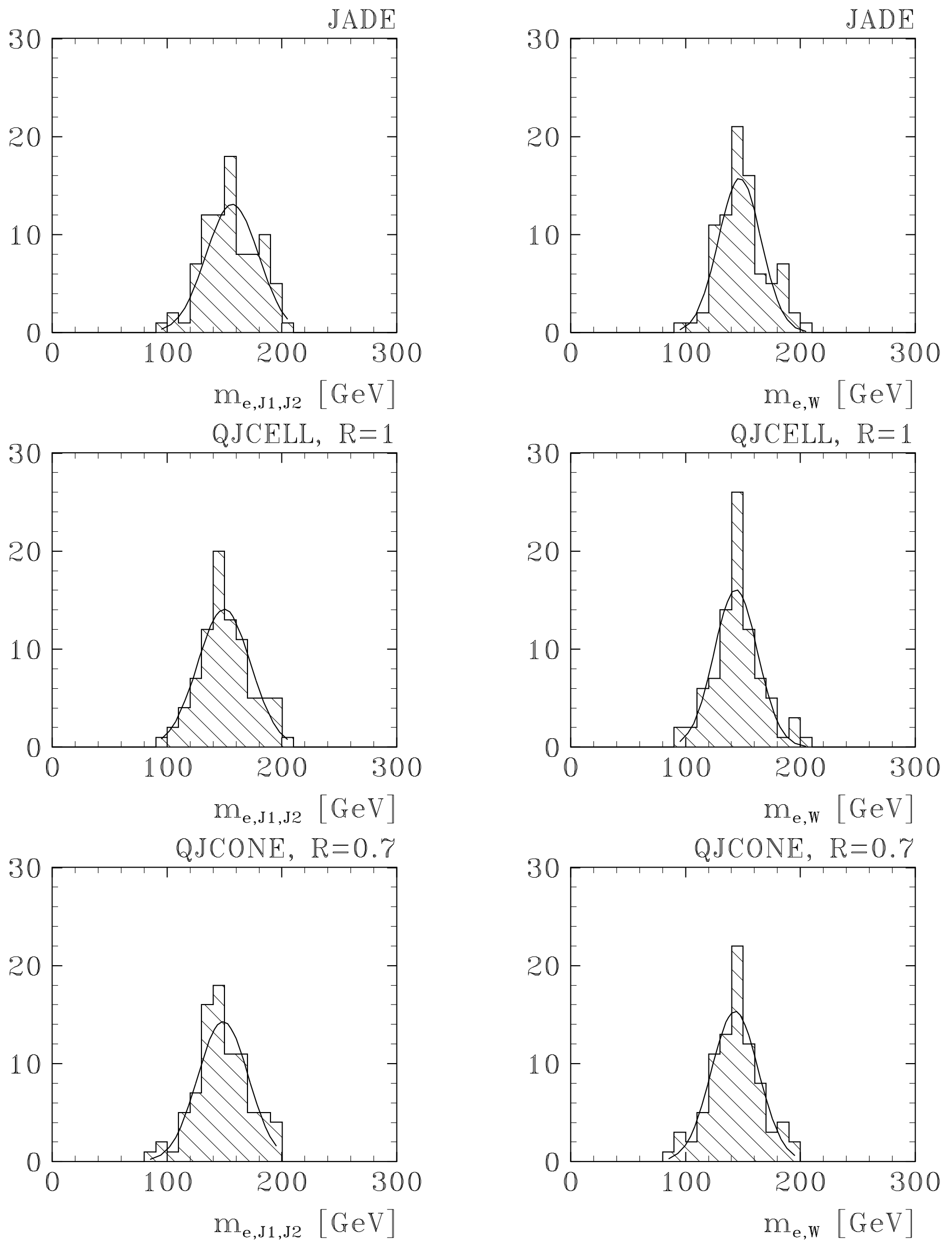

Abbildung 3.8: *Rekonstruktion der Masse des schweren Neutrinos bei der Simulation eines schweren Neutrinos mit einer Masse von 150 GeV und anschließendem Zerfall $\nu \rightarrow e{+}W \rightarrow e + q + \bar{q}$ für drei verschiedene Jet–Algorithmen. Die Kurven dienen dazu, den Mittelwert und die Auflösung zu berechnen (siehe Tabelle 3.3 auf Seite 29).*

Links: Berechnung der Masse aus den beiden Jets mit höchster Transversalenergie.
Rechts: Berechnung der Masse aus den Jets mit bester W–Massenrekonstruktion

3.5 Bestimmung der Effizienzen

Mit den in den vorangegangenen Abschnitten erworbenen Kenntnissen können nun die Effizienzen der Neutrinosuche bestimmt werden. Diese sind in Abhängigkeit von der Neutrinomasse in Abbildung 3.9 zu sehen. Dabei wurden im Vorgriff auf das nächste Kapitel bereits die durch die Datenselektion zusätzlich verursachten Ineffizienzen berücksichtigt. Es handelt sich dabei aber um sehr kleine Effekte (wenige Prozent). Es ist leicht zu erkennen, daß der maßgebliche und zugleich am stärksten von der Neutrinomasse abhängige Anteil an der Effizienz die Elektron–Identifikation ist.

Mit der Anwendung aller hier in der Arbeit betrachteten Schnitte ergibt sich also ein Verlauf der Effizienz von etwa 0.4 bei einer Neutrinomasse von 100 GeV über ein Maximum von etwa 0.7 bei 200 GeV zu einem Wert von 0.55 bei 250 GeV, nahezu unabhängig von der Wahl des Jet–Algorithmus.

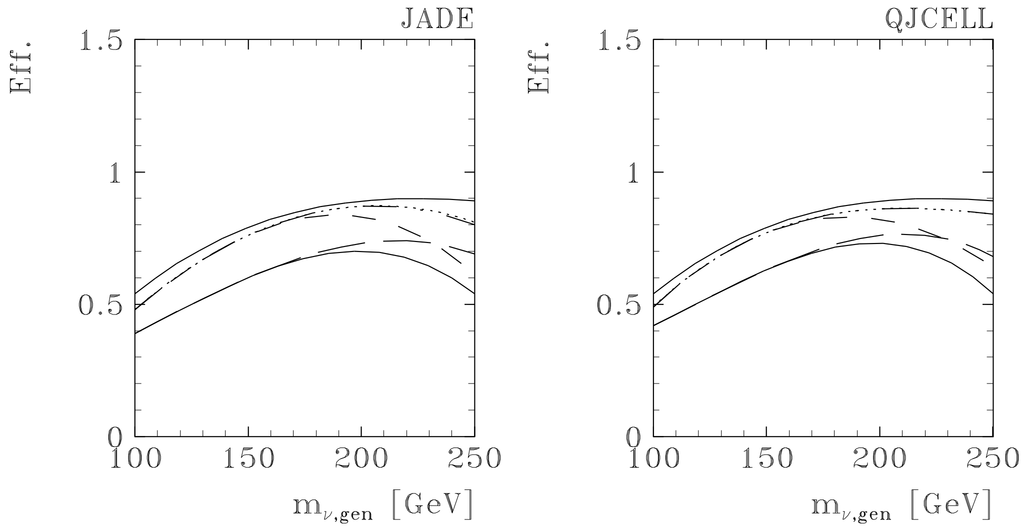

Abbildung 3.9: *Effizienzen der Analyse für bestimmte Schnitte, links für den JADE–, rechts für den QJCELL–Algorithmus, in Abhängigkeit von der generierten Neutrinomasse.*

Durchgezogene Linie, oben: Datenselektion und Elektronsuche
Punkte: Ereignisse mit mindestens zwei Jets und Elektron
Strichpunkte: Ereignisse mit mindestens zwei Jets, Elektron und $\sum E_t > 70$ GeV
Striche: Ereignisse mit mindestens zwei Jets, Elektron, $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$
Lange Striche: Ereignisse mit mindestens zwei Jets, Elektron, $\sum E_t > 70$ GeV *und* 60 GeV $< m_W <$ 100 GeV
Durchgezogene Linie, unten: Ereignisse mit mindestens zwei Jets, Elektron, $\sum E_t >$ 70 GeV, $y_e > 0.3$ *und* 60 GeV $< m_W <$ 100 GeV

Kapitel 4

Datenselektion

4.1 Selektion der Ereignisse

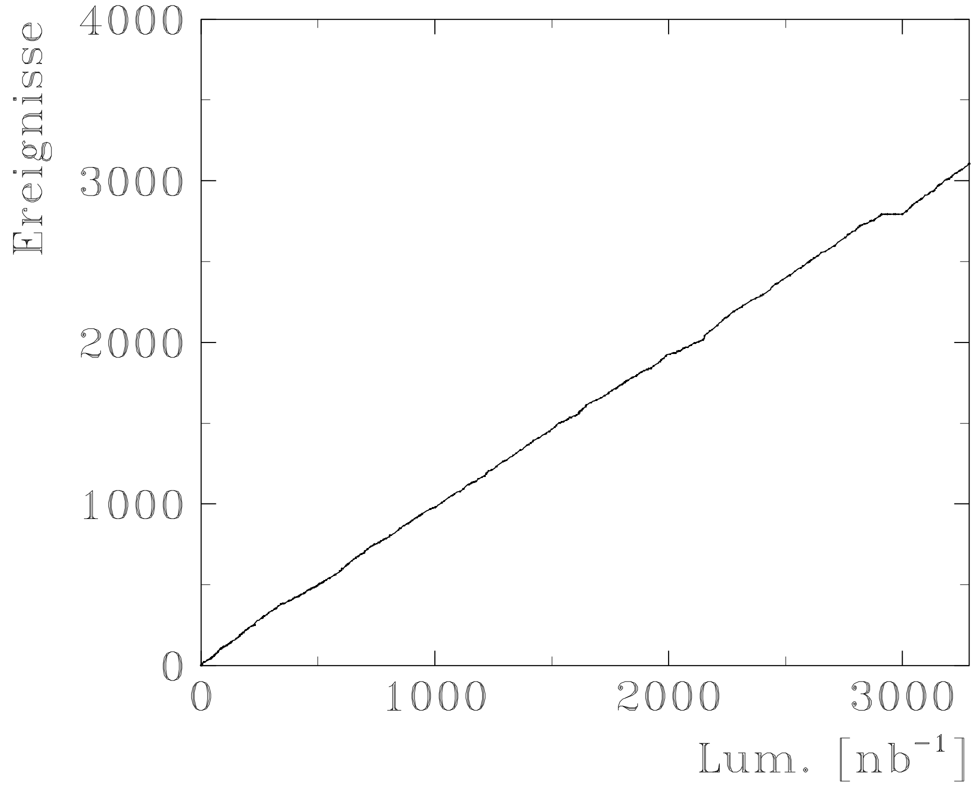

Abbildung 4.1: *Anzahl der Ereignisse in der zugrundeliegenden Datenselektion von e^+p–Kollisionen aus dem Jahr 1994 als Funktion der bei H1 gemessenen integrierten Luminosität.*

Die Daten, welche hier analysiert werden sollen, stammen aus der Zeit vom 31.7.1994 bis zum 1.11.1994. Der HERA–Speicherring wurde in dieser Zeit mit Protonen und Positronen betrieben. Dabei wurde am H1–Detektor eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L}\, dt = 3.23\ \mathrm{pb}^{-1}$ aufgezeichnet.

Die Daten wurden zunächst im Rahmen dieser Arbeit in verschiedenen Schritten vorselektiert, um potentielle Kandidaten herauszufiltern. Die ersten fünf Selektionskriterien entsprechen denen der Ereignisselektion bei hohen Transversalenergien, die in [18] die Grundlage der Analyse bildet. Im einzelnen wurden die Daten in der folgenden Weise ausgewählt:

- Das Ereignis muß unter mindestens einer der H1–Ereignisklassen 8, 9, 14 oder 20 eingeordnet sein. Die Klasse 9 enthält alle Ereignisse, bei denen ein Elektronkandidat im LAr–Kalorimeter gefunden wurde. Dementsprechend sollten alle hier untersuchten Ereignisse in dieser Klasse sein.
- Das Ereignis soll einen rekonstruierten Vertex enthalten (dazu muß mindestens eine Spur gefunden werden).
- Das Ereignis wird auf Untergrundprozesse untersucht, die nicht von ep–Kollisionen stammen. Dies sind Ereignisse mit „coherent noise", Ereignisse, die durch Myonen aus der kosmischen Strahlung erzeugt wurden oder Kollisionen eines Protons mit einem Molekül des Restgases in der Strahlröhre.
- Der z–Vertex des Ereignisses darf höchstens 50 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt sein.
- Das Ereignis soll die Bedingung $\sum E_t + p_{t,\mathrm{miss}} > 40$ GeV erfüllen. Die Größe $p_{t,\mathrm{miss}}$ bezeichnet den Transversalanteil des nicht detektierten Viererimpulses. Der Grund, warum nicht nur $\sum E_t > 40$ GeV verlangt wurde, ist, daß lokale Fluktuationen in der Energiemessung, die die Größe $\sum E_t$ verkleinern, zugleich meistens die Größe $p_{t,\mathrm{miss}}$ vergrößern und sich daher in der vorliegenden Selektion weniger stark auswirken sollten.
- Das Ereignis soll genau ein, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, rekonstruiertes Elektron enthalten mit $Q_e^2 > 120\ \mathrm{GeV}^2$.
- Die Energie–Impulsbilanz des Ereignisses soll möglichst ausgeglichen sein: $p_{t,\mathrm{miss}} < 15$ GeV und $(E - p_z)_{\mathrm{miss}} < 20$ GeV. Die Größe $(E - p_z)_{\mathrm{miss}}$ wird berechnet aus dem nicht detektierten Viererimpuls.
- Das Ereignis soll maximal 7 GeV im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter enthalten.

Als Kontrolle über die so selektierten Ereignisse ist in Abbildung 4.1 die Anzahl der selektierten Ereignisse als Funktion der integrierten Luminosität gezeigt. Im Idealfall sollte sich eine Gerade ergeben. Tatsächlich kann man aber ein Stück erkennen, bei dem sich die Luminosität erhöht, ohne daß Ereignisse hinzukommen. Dieser Bereich entspricht genau einer Periode, deren Daten bei der Erstellung dieser Datenselektion nicht zur Verfügung standen. Bei anderen Lücken, die zunächst auch noch aufgetreten waren, konnten die zugehörigen Daten doch noch beschafft werden. Die Gesamtluminosität von $\int \mathcal{L}\,dt = 3.23\ \mathrm{pb}^{-1}$ ist bezüglich der jetzt noch verbliebenen Lücke korrigiert.

4.1.1 Beschreibung des Standardmodell–Untergrundes

Für die Beschreibung des Standardmodell–Untergrundes standen für diese Arbeit zwei Simulationen zur Verfügung, die hier mit „MEAR 1994" und „MEPS 1993" bezeichnet werden.

Die Simulation „MEAR 1994" beschreibt Kollisionen von Positronen mit Protonen bei dem Detektorzustand des Jahres 1994. Dabei dient das Modell ARIADNE zur Beschreibung der Fragmentation [21]. Die Zahl der simulierten Ereignisse entspricht einer Luminosität von 3.73 pb^{-1}.

Dagegen werden mit „MEPS 1993“ Elektron–Proton–Stöße bei einer Elektronenenergie von 26.7 GeV und dem Detektorzustand von 1993 simuliert. Das hier benutzte Modell der Fragmentation „MEPS“ berücksichtigt QCD–Korrekturen höherer Ordnung im Rahmen des „parton shower approach“ [22]. Die Ereigniszahl entspricht einer integrierten Luminosität von 9.08 pb^{-1}.

Die Ereignisse bei „MEAR 1994“ sind generiert mit einem Impulsübertrag von $Q^2_{\mathrm{gen}} >$ 100 GeV. Der Datensatz „MEPS 1993“ enthält Ereignisse mit einem generierten Impulsübertrag von $Q^2_{\mathrm{gen}} > 80$ GeV. Damit beide Simulationen mit den gemessenen Daten verglichen werden können, wurden beide Datensätze ebenfalls der Datenselektion unterworfen. Das Selektionskriterium $Q^2_e > 120$ GeV bewirkt, daß die rekonstruierten Elektronen der Datenselektion aus kinematischen Bereichen stammen, die von beiden Simulationen abgedeckt werden.

Zunächst wird für Vergleiche mit den Daten der Simulation „MEAR 1994“ der Vorzug gegeben, weil dort der Betrieb des Speicherrings und der Zustand des Detektors zum Zeitpunkt der Datennahme richtig beschrieben werden.

4.2 Untersuchung der Ereignisse mit rekonstruiertem Elektron

Abbildung 4.2 zeigt wichtige Kontrollgrößen der Datenselektion. Dargestellt sind zunächst die Verteilungen der Summe der Transversalenergien, des fehlenden Transversalimpulses, der Größe $E - p_z$ (jeweils berechnet aus den Kalorimeterclustern) und des z–Vertex im Vergleich mit der Standardmodell–Erwartung für tiefinelastische Positron–Proton–Streuung. Deutlich zu sehen sind die Auswirkungen der Selektionskriterien auf diese Variablen.

Die untere Reihe zeigt die Energie im Elektronentagger des H1–Luminositätssystems und die Summe der Energien im Elektronentagger und im Photonentagger. Die Ereignisse, bei denen diese Summe nahe bei der Energie der einfallenden Positronen von 27.6 GeV liegt, sind mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Koinzidenz einer tiefinelastischen ep–Kollision im Detektor mit einem Bremsstrahlungsereignis. Dagegen könnten die anderen Ereignisse mit Elektron im e–Tagger (etwa 19) von Photoproduktionsereignissen stammen. Im Vergleich zu der Gesamtzahl von 3105 bedeutet dies eine so kleine Rate, daß der Untergrund durch Photoproduktion als vernachlässigbar klein angesehen werden kann.

Die nächsten untersuchten Variablen sind die kinematischen Kenngrößen des identifizierten Elektrons (siehe Abbildung 4.3). Auffällig in diesen Verteilungen sind die Abweichungen von der Standardmodell–Erwartung in verschiedenen Verteilungen. Dies ist zum einen der Überschuß von Ereignissen bei hohen Transversalenergien des Elektrons oder noch deutlicher bei hohen Impulsüberträgen Q^2_e. Diese Ereignisse könnten ein Hinweis auf die Produktion von Leptoquarks sein [18], für die Suche nach schweren Neutrinos sind sie aber weniger interessant, weil es sich nicht um Ereignisse mit mehreren Jets handelt. Der zweite Unterschied betrifft die Verteilung von η_e und ϕ_e. Zu bestimmten Zeiten gab es bei der Datennahme Probleme mit der Auslese–Elektronik des Kalorimeters in gewissen Zonen des Detektors: diese Bereiche lieferten ein viel zu hohes Signal und mußten deshalb teilweise abgeschaltet werden, wodurch die Effizienz der Elektron–Identifikation in diesem Bereich kleiner wurde. Dementsprechend sieht man Einbrüche bei $\phi_e \approx 3.2$ und $\phi_e \approx 5$ sowie bei $\eta_e \approx -1$. Wahrscheinlich lassen sich auch die Unterschiede in der y_e–Verteilung auf diese

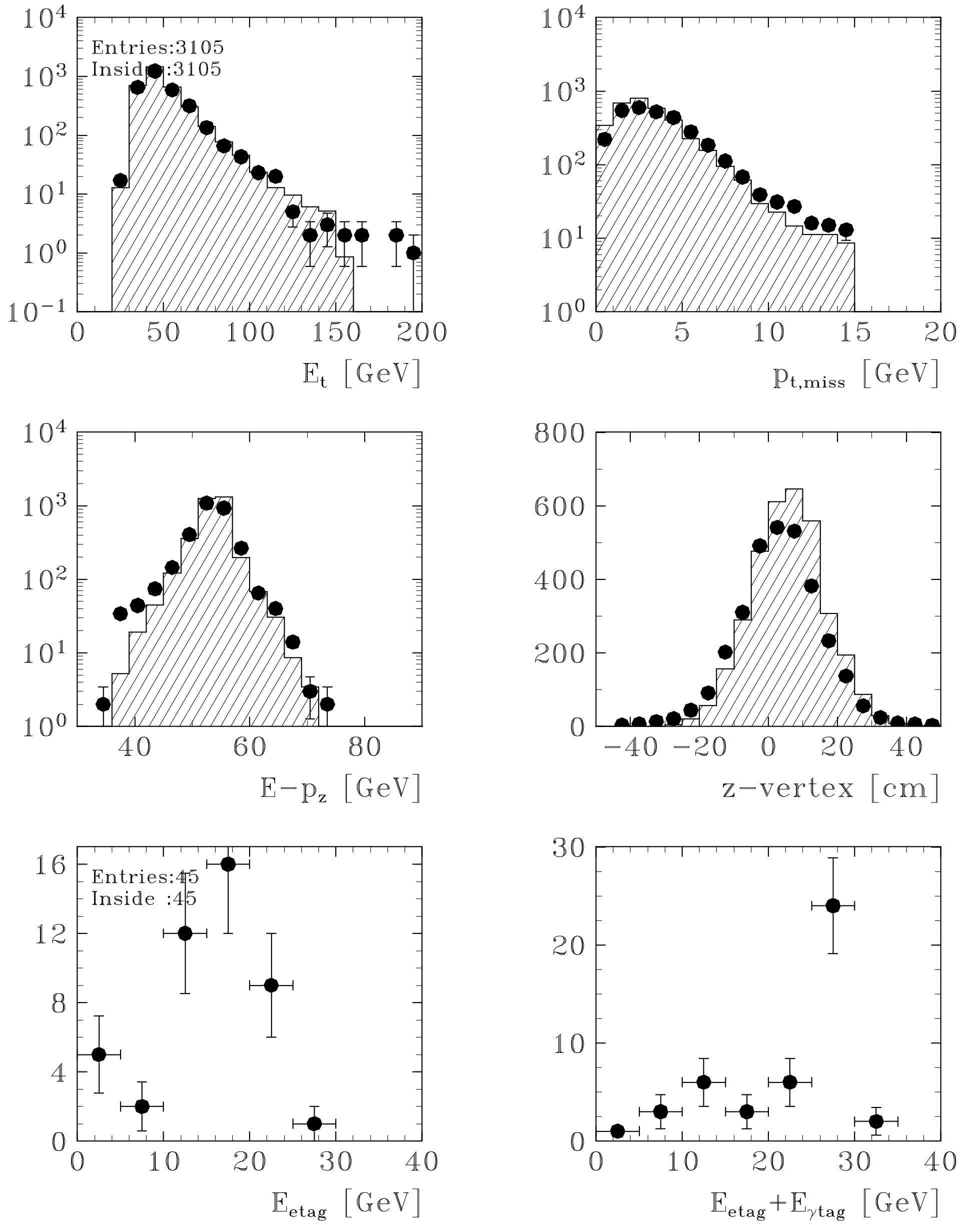

Abbildung 4.2: *Kinematische Variablen der Datenselektion im Vergleich zur Standardmodell–Erwartung: Summe der Transversalenergien, fehlender Transversalimpuls, $E - p_z$, z–Vertex, Energie im Elektron–Tagger und die Gesamtenergie im Luminositätssystem.*

Punkte mit Fehlerbalken: Daten aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEAR 1994“

Probleme zurückführen.

4.2.1 Ladung der auf das rekonstruierte Elektron zeigenden Spur

Um die Ladung eines kalorimetrisch bestimmten Elektrons zu messen, muß dem elektromagnetischen Cluster eine Spur zugeordnet werden. Für diese Zuordnung werden hier

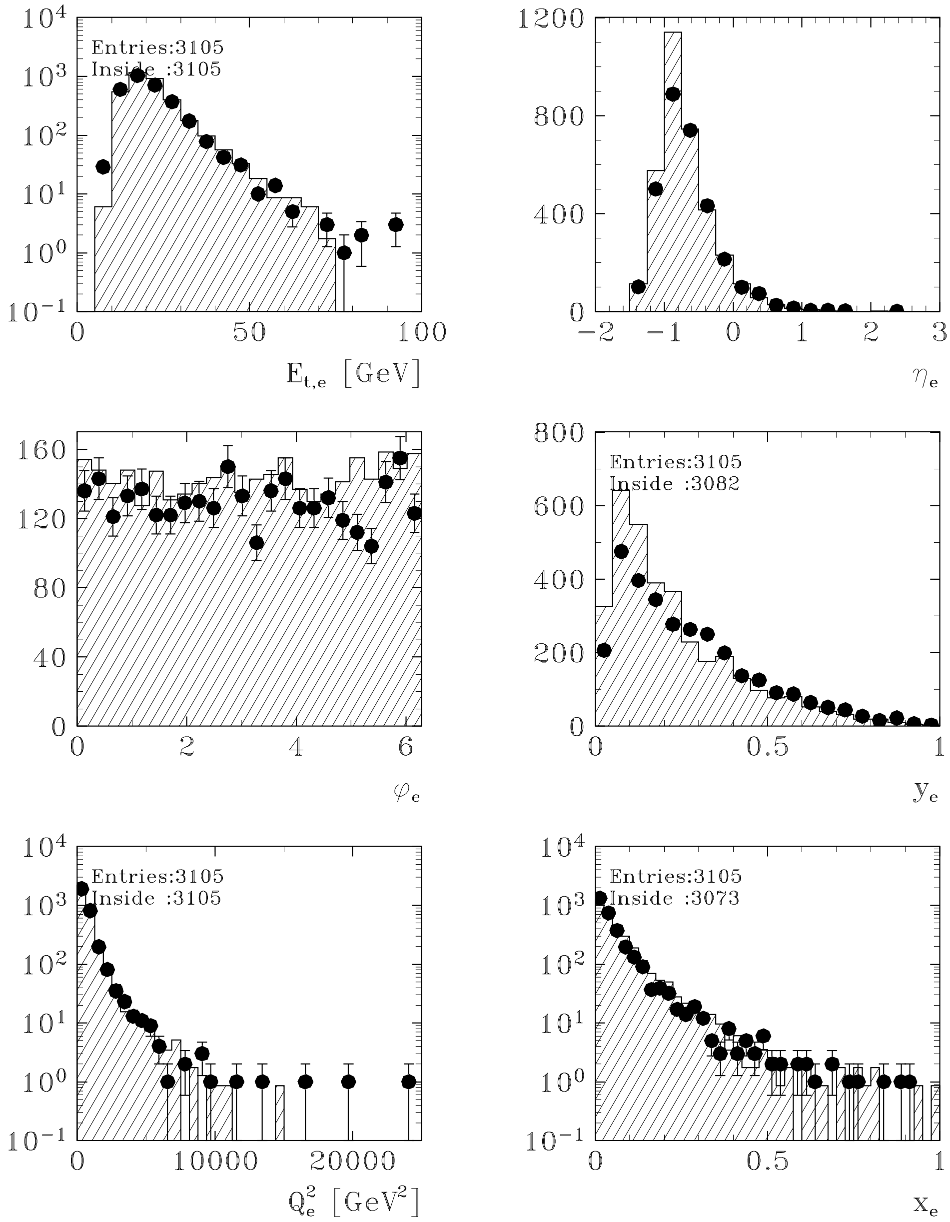

Abbildung 4.3: *Transversalenergie, Pseudorapidität, Azimuth, x_e, y_e und Q_e^2 des rekonstruierten Elektrons in der Datenselektion im Vergleich mit der Standardmodell–Erwartung.*

Punkte mit Fehlerbalken: Daten aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEAR 1994"

ausschließlich Spuren aus der zentralen Spurkammer betrachtet, die zum Vertex des Ereignisses gefittet werden[1]. Für die Zuordnung der Spuren zu dem elektromagnetischen Cluster erwiesen sich im Rahmen dieser Arbeit die folgenden Vorschriften als sinnvoll:

- Die Krümmung der Spur soll nicht verschwinden.

[1]Spuren aus der CJKT–Bank.

- Der aus der Spurkrümmung berechnete Transversalimpuls soll mindestens 5 GeV betragen.

- Der Abstand R in der η–ϕ–Ebene zwischen der Winkelmessung im Kalorimeter und in der Spurkammer soll höchstens 0.3 sein.

- Falls auf diese Weise mehrere Spuren gefunden werden, wird die Spur mit dem kleinsten R gewählt.

Insgesamt werden mit dieser Methode bei den 3105 Ereignissen mit elektromagnetischem Cluster 2832 Spuren gefunden. Dies entspricht einer Effizienz von 91.2%, sofern man annimmt, daß alle elektromagnetischen Cluster auch tatsächlich von einem Positron oder Elektron stammen.

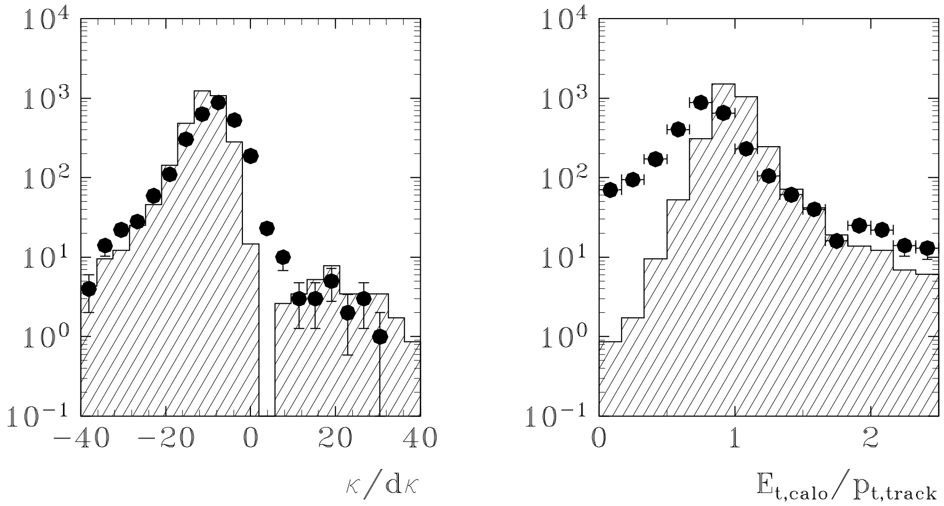

Abbildung 4.4: *Vergleich der den Elektronen zugeordneten Spuren in der Datenselektion mit entsprechenden Spuren der Simulation tiefinelastischer e^+p–Kollisionen.*

Punkte mit Fehlerbalken: Daten aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEAR 1994"
Links: Krümmung der Spur dividiert durch den von der Spurrekonstruktion berechneten Fehler
Rechts: Verhältnis von Transversalenergie (kalorimetrisch gemessen) und Transversalimpuls (gemessen über die Spurkrümmung)

Die Ladung der Spur ist durch das Vorzeichen der Krümmung κ gegeben: ist diese negativ, so ist die Ladung des zugehörigen Teilchens positiv und umgekehrt. Ein Maß für die Qualität der Ladungsbestimmung ist die Größe $\frac{d\kappa}{\kappa}$, wobei $d\kappa$ der Fehler der Krümmung aus der Spurrekonstruktion ist. Eine weitere Größe, die eine Aussage über die Spurqualität erlaubt, ist das Verhältnis des über die Spurkrümmung berechneten Transversalimpulses zur mit dem Kalorimeter gemessenen Transversalenergie.

Abbildung 4.4 zeigt diese beiden Größen für die gefundenen Spuren. Es ist deutlich zu sehen, daß die Simulation die Spuren der rekonstruierten Elektronen bei kleinen Werten von $|\frac{\kappa}{d\kappa}|$ nicht adäquat beschreiben kann. In der Simulation ist in der Größe $\frac{d\kappa}{\kappa}$ eine Lücke zwischen den negativen und den positiven Spuren vorhanden. Dies heißt, daß in der Simulation eine Trennung nach Ladung gut möglich ist. Dagegen weist die Verteilung dieser Größe in den Daten keine so deutliche Lücke auf, die Größe $\frac{d\kappa}{\kappa}$ wird also weitaus schlechter gemessen als in der Simulation.

Große Unterschiede ergeben sich auch im Vergleich mit der Kalorimeterinformation. Die Simulation mißt als Maximum ein Verhältnis $\frac{E_t}{p_t}$ von eins, welches zu null hin rasch abfällt. Dagegen nimmt dieses Verhältnis real seinen größten Wert bei etwa 0.8 an und fällt dann gegen null hin nicht so stark ab wie in der Simulation.

Offensichtlich ist die Simulation also nicht dazu geeignet, die Güte der Ladungs– und Impulsmessung bei den hier betrachteten hochenergetischen Spuren in den Daten zu beschreiben.

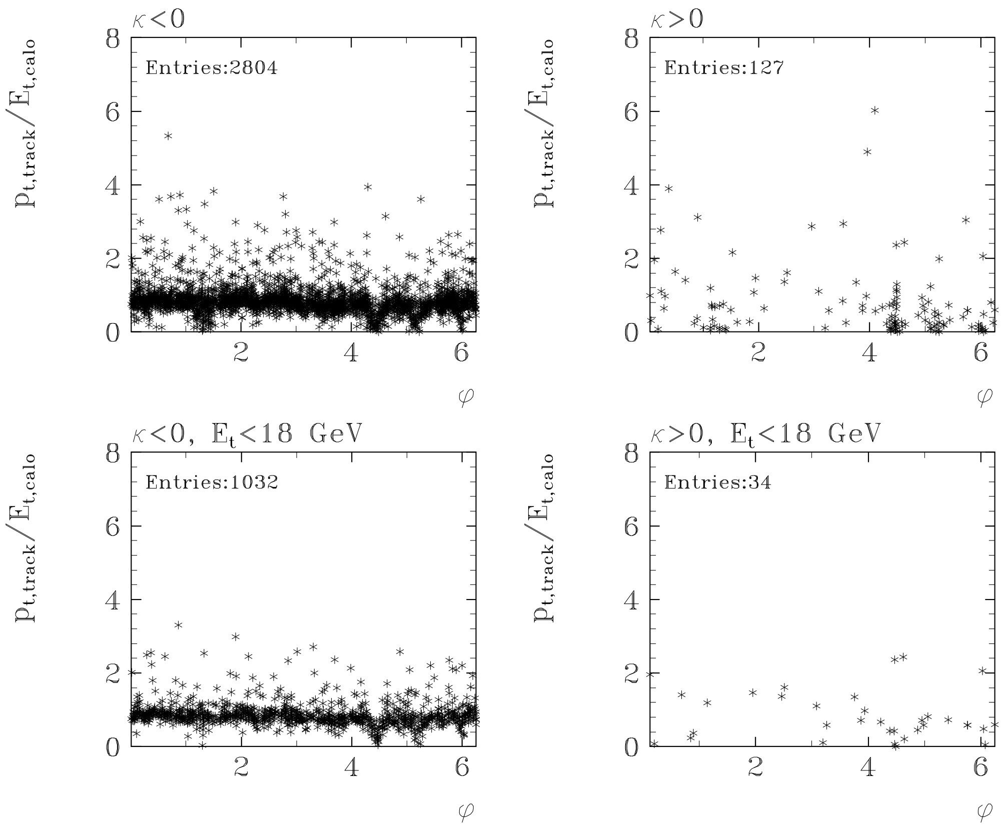

Abbildung 4.5: *Das Verhältnis von Transversalenergie (kalorimetrisch gemessen) und Transversalimpuls (gemessen über die Spurkrümmung) als Funktion des Azimuth für auf elektromagnetische Cluster zeigende Spuren in der Datenselektion.*

Links: positiv geladene Spuren ($\kappa < 0$)
Rechts negativ geladene Spuren ($\kappa > 0$)
Oben: alle Spuren
Unten: Spuren zu Clustern mit einer Transversalenergie von höchstens 18 GeV

Eine genauere Untersuchung der Spuren zeigt die Abbildung 4.5. Hier ist das Verhältnis von Energie und Impuls als Funktion des Azimuths aufgetragen, einmal für alle Spuren und einmal nur für Spuren zu elektromagnetischen Clustern mit $E_t < 18$ GeV, jeweils getrennt nach dem Vorzeichen der gemessenen Ladung. Deutlich zu erkennen sind drei oder vier Bereiche in ϕ der Kammer, in denen systematisch ein zu kleines Verhältnis von $\frac{E_t}{p_t}$ oder eine positive Krümmung gemessen wird. Zusammengefaßt entspricht dies einer insgesamt zu großen Krümmung. Dies hängt möglicherweise mit zeitweise aufgetretenen Auslesefehlern in der Spurkammer zusammen, bei denen systematisch ganze Gruppen von gemessenen Punkten einer Spur verschoben sind.

Wenn die Energie des elektromagnetischen Clusters nach oben begrenzt wird, wie zum Beispiel in Abbildung 4.5 unten mit $E_t < 18$ GeV, ist die Krümmung der Spur vom Betrag her entsprechend größer. Es zeigt sich, daß — wie erwartet — die Spuren dann auch besser gemessen werden.

4.3 Ereignisse mit Elektron und mehreren Jets

Um die Neutrinomasse zu berechnen, werden in dieser Analyse Jets rekonstruiert. In Tabelle 4.1 sind die Jet–Raten der Datenselektion denen der zwei schon erwähnten Simulationen von tiefinelastischen ep–Kollisionen gegenübergestellt. Da für die Rekonstruktion

Anzahl Jets	0	1	2	3	≥ 4
DATA, JADE	0.0000	0.6763	0.3111	0.0122	0.0003
„MEAR 1994“, JADE	0.0058	0.7440	0.2462	0.0040	0.0000
„MEPS 1993“, JADE	0.0000	0.6691	0.3137	0.0172	0.0000
DATA, QJCELL	0.0219	0.6834	0.2451	0.0415	0.0081
„MEAR 1994“, QJCELL	0.0309	0.7611	0.1786	0.0271	0.0023
„MEPS 1993“, QJCELL	0.0196	0.6530	0.2623	0.0579	0.0072

Tabelle 4.1: *Vergleich der Jet–Multiplizitäten in der Datenselektion mit zwei Simulationen tiefinelastischer Streuung: „MEAR 1994“ simuliert den Detektor für das Jahr 1994 und beinhaltet das Schauermodell ARIADNE, MEPS 1993 simuliert den Detektorzustand im Jahr 1993 mit dem Modell der Fragmentation MEPS (Matrix Element and Parton Shower approach).*

des schweren Neutrinos mindestens zwei Jets verlangt werden, sollten in der Simulation des Standardmodell–Untergrunds außer dem Elektron auch die Jets und die Jet–Raten gut beschrieben werden. Wie von der jeweils implementierten Beschreibung der QCD in den beiden Modellen erwartet, werden die Jet–Raten mit der Simulation „MEPS 1993“ besser beschrieben als bei „MEAR 1994“ (siehe auch Abschnitt 4.1.1). Aus diesem Grund wird für die Beschreibung der Ereignisse mit mehreren Jets der Simulation „MEPS 1993“ der Vorzug gegeben. Ein weiterer Vorteil ist, daß die statistische Signifikanz wegen der höheren simulierten Ereigniszahl deutlich verbessert wird.

Die durch den Unterschied im Betrieb von HERA systematisch bedingten Unterschiede zwischen der Datenselektion und der Simulation „MEPS 1993“ werden im Abschnitt 4.3.2 noch genauer untersucht.

4.3.1 Energien und Rauschen im Eisenkalorimeter

Um die Energie von Jets möglichst gut zu messen, wird neben dem LAr–Kalorimeter auch das Eisenkalorimeter berücksichtigt. In Abbildung 4.6 sind für die beiden Jets, aus

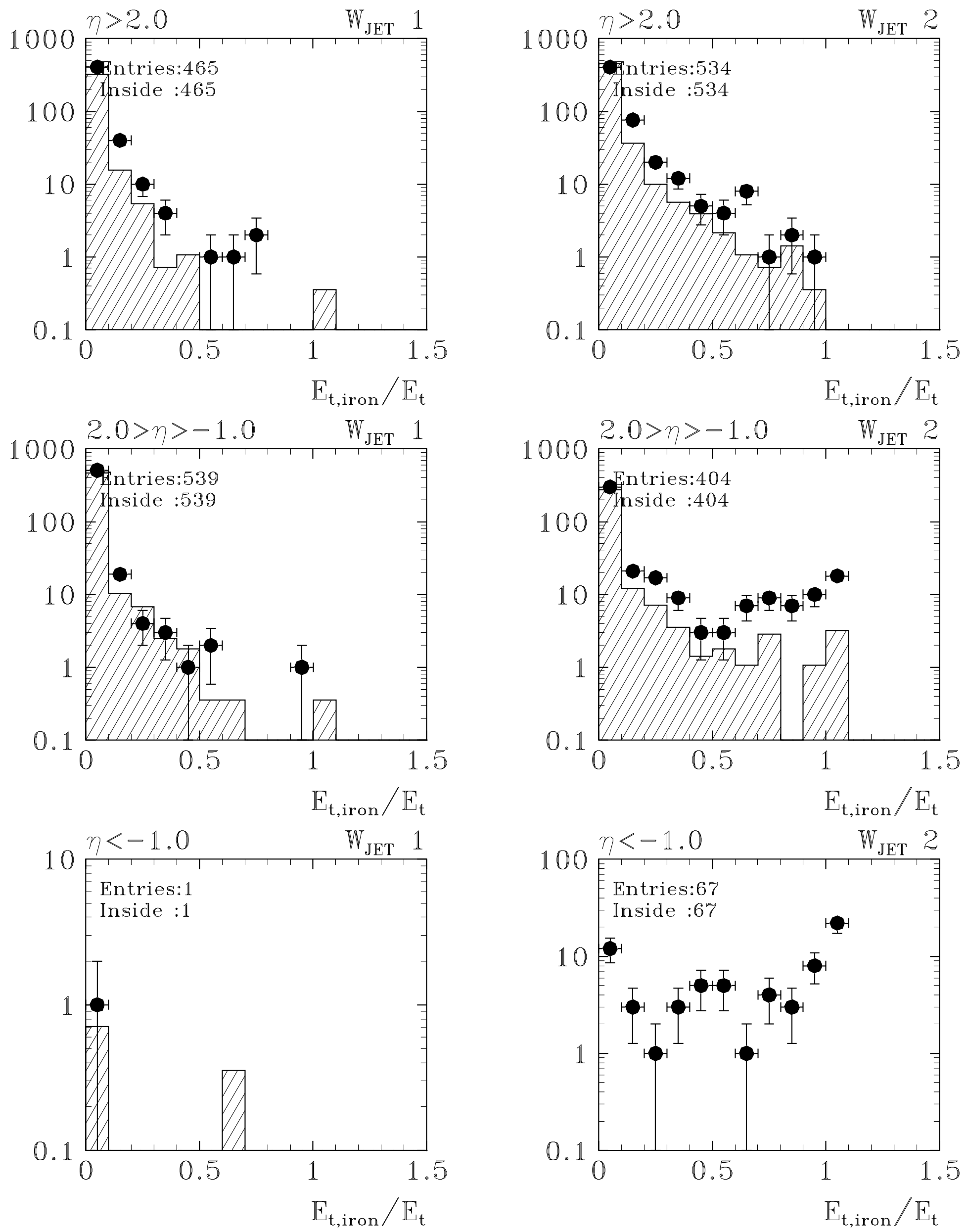

Abbildung 4.6: *Verhältnis der Energiedeposition im Eisenkalorimeter und LAr–Kalorimeter für die beiden Jets, aus denen das W–Boson rekonstruiert werden soll (JADE–Algorithmus) in der Datenselektion im Vergleich mit der Standardmodell–Erwartung.*

Punkte mit Fehlerbalken: Daten aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEPS 1993"
Links/Rechts: Jet mit größerer/kleinerer Transversalenergie
Oben/Mitte/Unten: drei verschiedene Bereiche der Jet–Pseudorapidität

denen später das W–Boson rekonstruiert werden soll, die Anteile der im Eisenkalorimeter deponierten Energie an der Gesamtenergie der Jets für verschiedene Detektorbereiche gezeigt. Man erwartet zunächst, daß in fast allen Fällen die Energie vollständig im LAr–Kalorimeter deponiert wird und der Energieanteil im Eisenkalorimeter klein ist. Dagegen beobachet man vor allem im mittleren Bereich des Detektors eine erhöhte Anzahl Jets, deren Energie fast ausschließlich im Eisenkalorimeter nachgewiesen wird. Hierbei handelt es sich meistens um Rauschen in diesem Kalorimeter oder um sich parallel zur Strahlachse bewegende, durch Wechselwirkungen des Protonstrahls erzeugte Myonen, die dort aufschauern.

Im hinteren Bereich des Detektors werden ebenfalls manchmal Jets gefunden, die hohe Energiebeträge aus dem Eisenkalorimeter beziehen. Dies dürften vor allem Photoproduktionsereignisse sein, bei denen ein Jet in Rückwärtsrichtung erzeugt wurde, aber im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter nicht aufschauerte und somit erst im Eisen nachgewiesen wurde.

In Vorwärtsrichtung finden sich Jets mit einem großen Energiebruchteil aus dem Eisenkalorimeter vor allem unter kleinen Winkeln zur Strahlachse, da dort das LAr–Kalorimeter endet. In fast allen Fällen sind diese Jets Teile des Protonrestes.

Somit stammen also in allen drei Fällen Jets mit hohen Energieanteilen im Eisenkalorimeter aus Prozessen, die hier nicht untersucht werden oder die in der Simulation nicht ausreichend beschrieben werden. Aus diesem Grunde wird als zusätzliches Selektionskriterium noch die Bedingung

$$\frac{E_{t,\mathrm{iron}}}{E_t}(\mathrm{JET}) < 0.6 \tag{4.1}$$

für die Jets verlangt, mittels derer dann dem Ereignis eine $W-$ und eine $\nu-$Masse zugeordnet wird.

4.3.2 Vergleich der Multi–Jetereignisse mit der Simulation

Wegen der großen Ähnlichkeit werden die nun folgenden Vergleiche nur für den JADE–Algorithmus und nicht für QJCELL gezeigt und erläutert.

In Abbildung 4.7 sind die Verteilungen der Summe der Transversalenergien, des fehlenden Transversalimpulses, der Größe $E - p_z$ (jeweils berechnet aus allen Kalorimeterclustern), des z–Vertex und der Energien im Elektron–Tagger bzw. im gesamten Luminositätssystem zu sehen. Auffällig sind zunächst die Unterschiede in der z–Vertexverteilung und in dem Maximum der Größe $E - p_z$. Diese Effekte resultieren aus den Unterschieden im Betrieb des HERA–Speicherrings 1993 und 1994. Die Größen $\sum E_t$ und $p_{t,\mathrm{miss}}$ stimmen sehr gut mit der Simulation überein. Das Energiespektrum im Luminositätssystem ist damit kompatibel, daß es sich bei den e–tag–Ereignissen um Überlagerungsereignisse handelt und nicht um Photoproduktion. Demnach scheint der γp–Untergrund bei den selektierten Ereignissen mit mehreren Jets fast verschwindend klein zu sein.

Das Spektrum der Variablen $\sum E_t$ zeigt, daß der auf Seite 21 aufgeführte Schnitt von $\sum E_t > 70$ GeV in der Tat geeignet ist, den Untergrund von der tiefinelastischen Streuung zu verringern.

Die Variablen des Elektrons sollen für die Multi–Jet–Ereignisse ebenfalls untersucht werden. Abbildung 4.8 zeigt, daß die meisten der Verteilungen sehr gut durch die Simulation beschrieben werden, obwohl doch die Simulation e^-p–Kollisionen entspricht, die Daten aber von e^+p–Stößen stammen. Die Erklärung für dieses Verhalten ist, daß Unterschiede nur bei hohen Impulsüberträgen erwartet werden, wenn der Z^0–Austausch eine größere Rolle spielt. Die kleinen Differenzen im Winkelspektrum und in der Variablen y_e könnten wieder mit den schon in Abschnitt 4.2 erwähnten Störungen im Detektor zusammenhängen.

Aus dem Spektrum der Variablen y_e wird deutlich, daß der auf Seite 23 vorgeschlagene Schnitt von $y_e > 0.3$ die Rate der Ereignisse aus Standardmodell–Prozessen etwa halbieren kann.

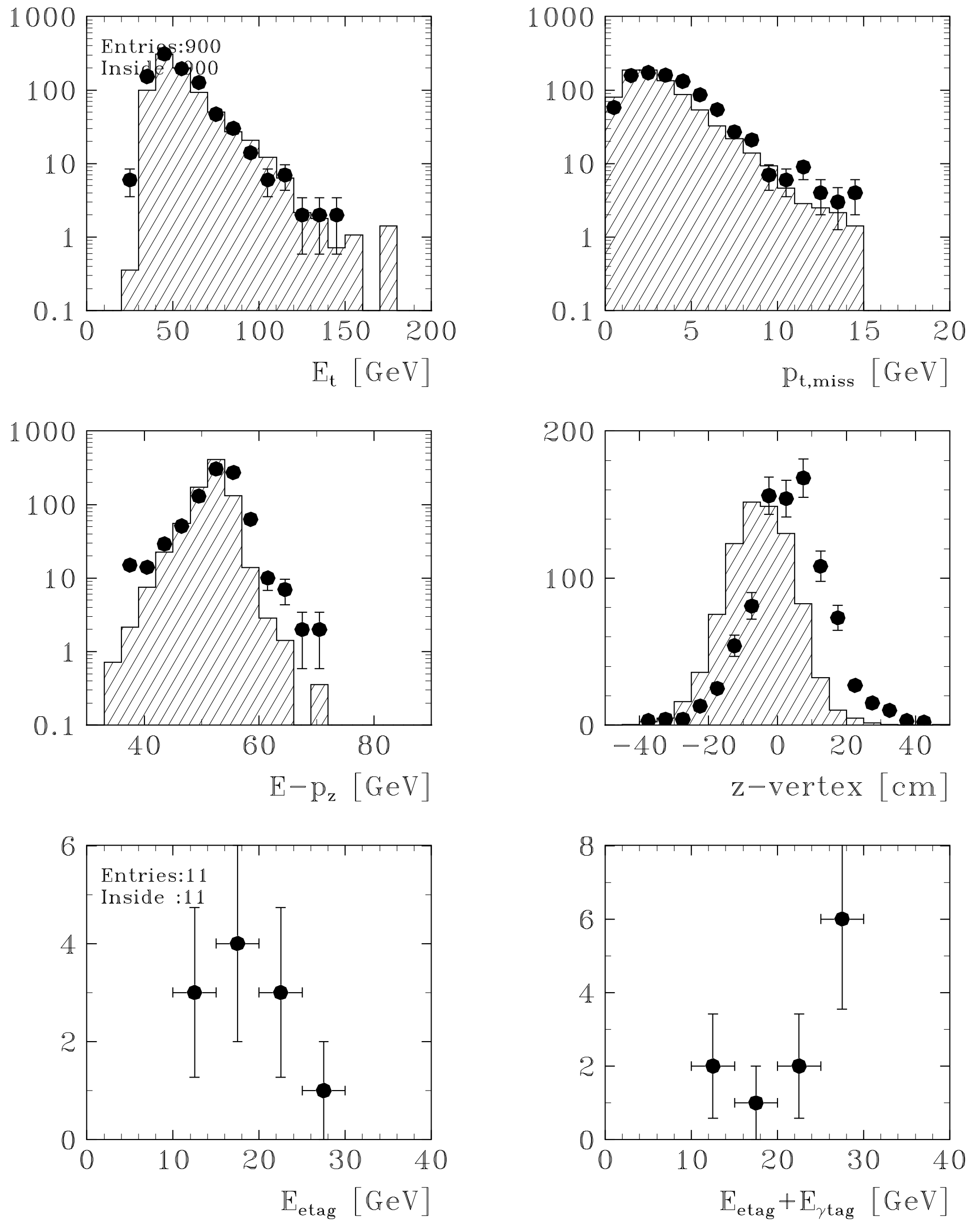

Abbildung 4.7: *Summe der Transversalenergien, fehlender Transversalimpuls, $E - p_z$, z-Vertex, Energie im e–Tagger und Gesamtenergie im Luminositätssystem von H1 für für Ereignisse mit zwei oder mehr Jets und einem rekonstruierten Elektron in der Datenselektion im Vergleich zur Standardmodell–Erwartung.*

Punkte mit Fehlerbalken: Datenselektion
Histogramm: Standardmodell–Erwartung mit „MEPS 1993".

Eine nähere Betrachtung der Jetvariablen zeigt Abbildung 4.9. Als Kenngrößen werden die Transversalenergie und die Pseudorapidität der beiden „heißesten" Jets aufgeführt. Die Diagramme zeigen eine gute Übereinstimmung der Daten und der Simulation.

Abschließend in diesem Kapitel sollen noch einmal die Auswirkungen der Schnitte zur

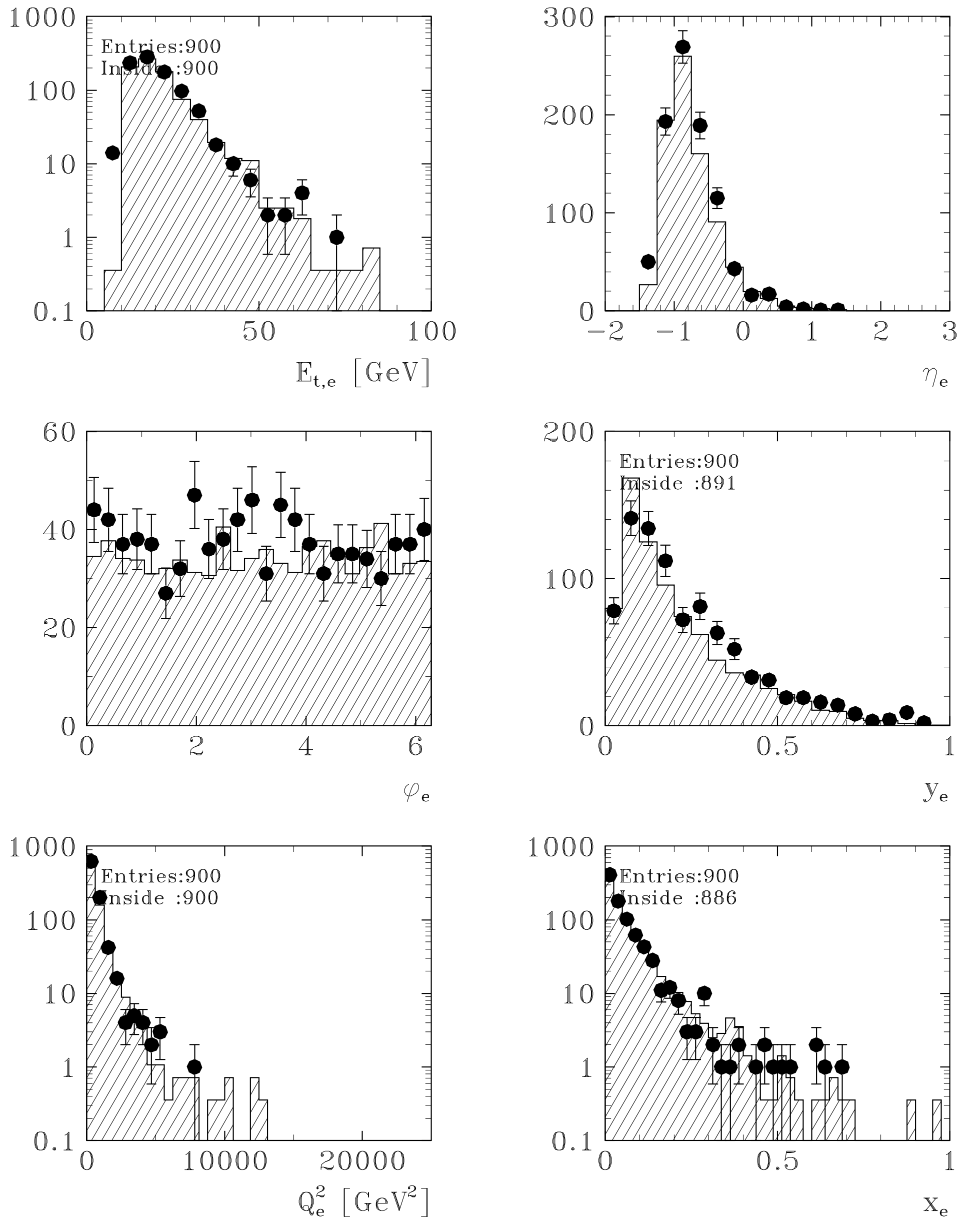

Abbildung 4.8: *Transversalenergie, Pseudorapidität, Azimuth, y_e, Q_e^2, x_e des rekonstruierten Elektrons für Ereignisse mit zwei oder mehr Jets (JADE–Algorithmus) der Datenselektion im Vergleich mit der Standardmodell–Erwartung.*

Punkte mit Fehlerbalken: Daten aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEPS 1993"

Anreicherung des Signals gegenüber dem Untergrund, also $\sum E_t > 70$ GeV und $y_e > 0.3$ genauer betrachtet werden. Aus Abbildung 4.10 kann entnommen werden, aus welchem Bereich der $x_e y_e$–Ebene die Ereignisse der Multi–Jet–Selektion mit oder ohne Anreicherungsschnitte stammen.

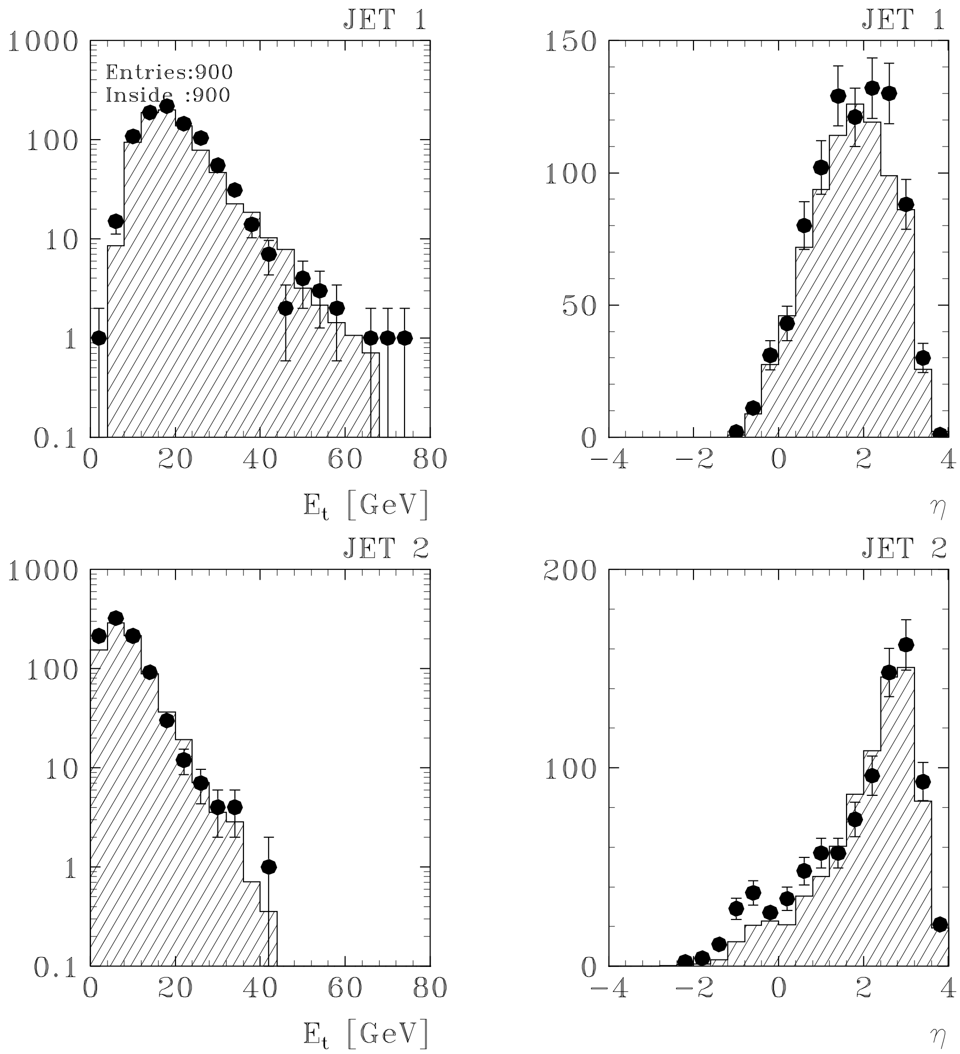

Abbildung 4.9: *Transversalenergie und Pseudorapidität der in den Daten gefundenen Jets (JADE–Algorithmus) im Vergleich mit der Standardmodell–Erwartung. Falls mehr als zwei Jets gefunden wurden, sind die Variablen der Jets mit höchster Transversalenergie gezeigt.*

Punkte mit Fehlerbalken: Daten aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEPS 1993“

4.4 Untersuchungen zum Untergrund

Eine Untersuchung zu noch vorhandenem Untergrund aus Prozessen, die nicht der tiefinelastischen ep–Streuung entsprechen, ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Hier sind die Variablen $p_{t,\mathrm{miss}}$ und $(E - p_z)_{\mathrm{miss}}$ gegeneinander aufgetragen, wieder mit oder ohne den Schnitten zur Anreicherung des Signals. Für Photoproduktionsereignisse erwartet man Werte von $(E - p_z)_{\mathrm{miss}}$, die größer als null sind, für kosmische Untergrundprozesse von null verschiedene Werte in beiden Variablen. Offensichtlich reichern die untersuchten Schnitte die Untergrundprozesse nicht weiter an, sondern dienen eher dazu, diesen Untergrund noch zu verringern.

Um den Untergrund noch besser zu untersuchen, wurden alle Ereignisse mit einer Jet–

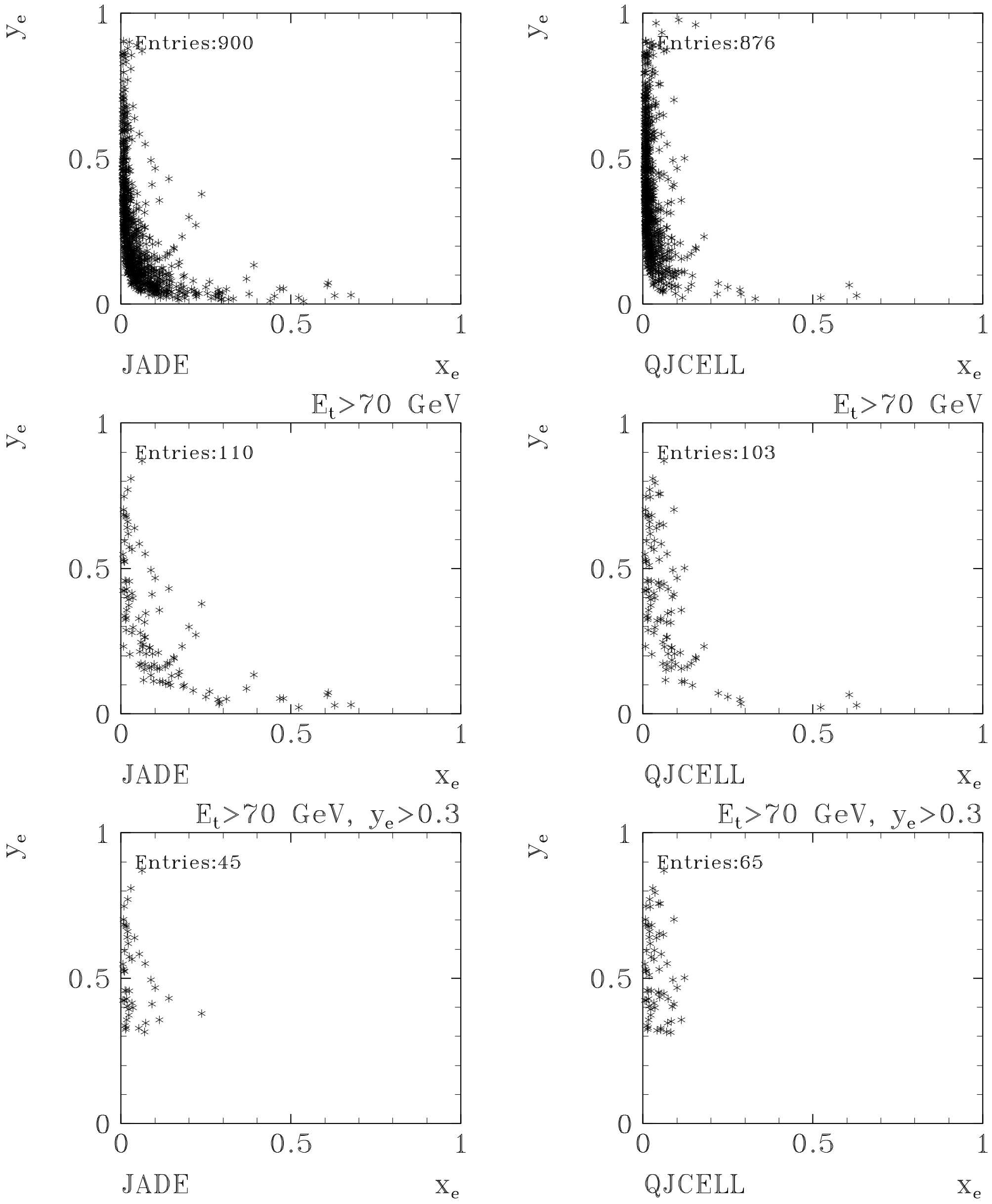

Abbildung 4.10: *Kinematische Variablen x_e, y_e des Elektrons für Ereignisse mit zwei oder mehr Jets in der Datenselektion.*
Links: JADE–Algorithmus
Rechts: QJCELL–Algorithmus
Oben: ohne weitere Schnitte
Mitte: mit $\sum E_t > 70$ GeV
Unten: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$

Jet–Masse von mehr als 50 GeV einzeln betrachtet, wobei hier auch Ereignisse zugelassen wurden, deren Energie im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter über 7 GeV lag (siehe Selektionskriterium auf Seite 34) oder Ereignisse mit Jets mit hohem Energieanteil

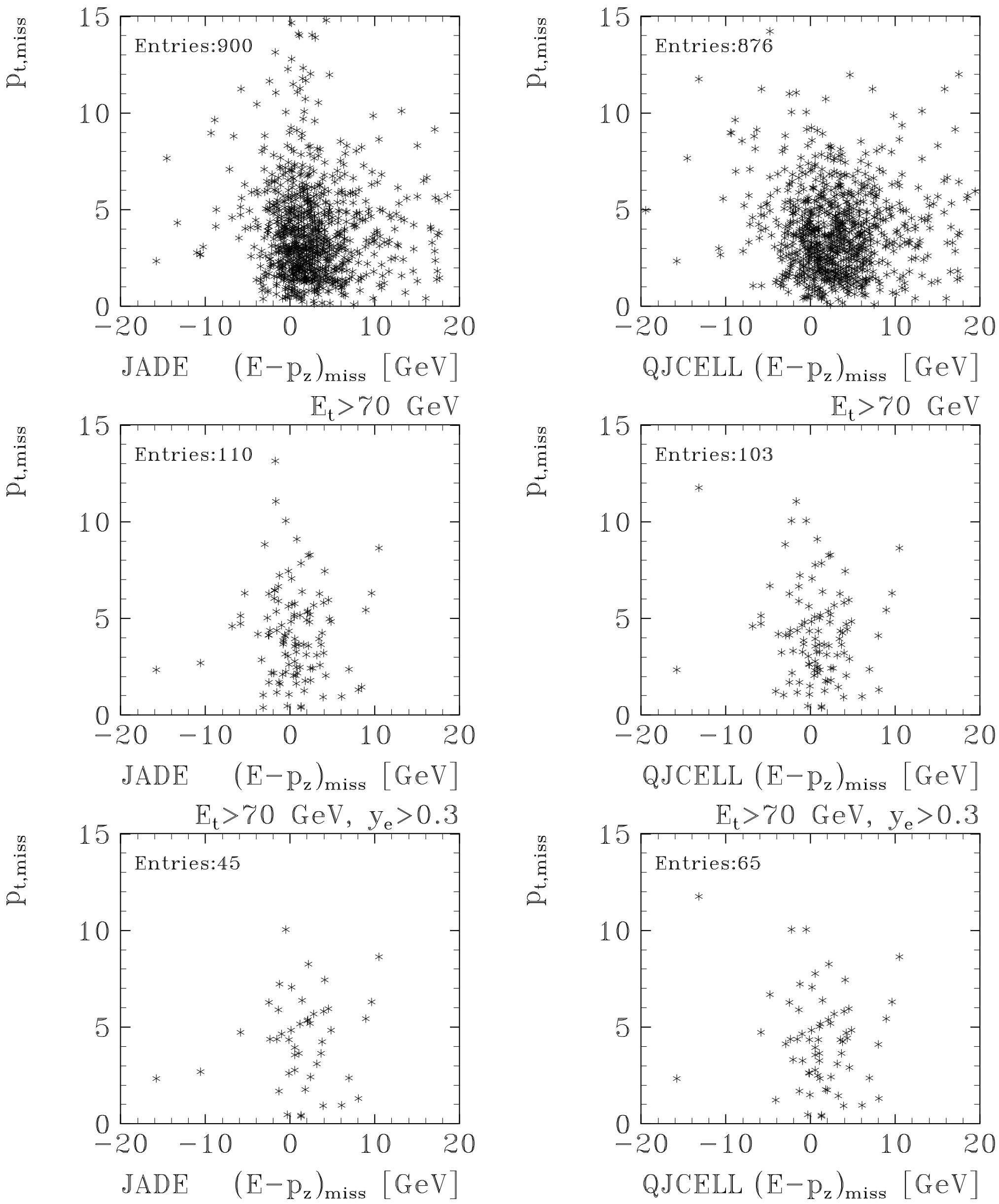

Abbildung 4.11: *Fehlender Transversalimpuls gegen* $(E - p_z)_{\rm miss}$ *für Ereignisse mit zwei oder mehr Jets in der Datenselektion.*
Links: JADE–Algorithmus
Rechts: QJCELL–Algorithmus
Oben: ohne weitere Schnitte
Mitte: mit $\sum E_t > 70$ GeV
Unten: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$

im Eisenkalorimeter (siehe Abschnitt 4.3.1). Dabei wurde nur ein einziges Ereignis aus 148 Ereignissen gefunden, das nicht durch eine *ep*–Kollision sondern durch ein Myon aus der Höhenstrahlung erzeugt wurde. Dieses Ereignis wird durch den Schnitt auf den Energieanteil im Eisen ausgesondert. Offensichtlich erzeugen die Selektionskriterien also einen Datensatz, der praktisch ausschließlich Ereignisse aus ep–Kollisionen enthält.

Da einige Ereignisse gefunden wurden, die ein Elektron im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter hatten und folglich von tiefinelastischer Streuung bei kleinen Impulsüberträgen stammen, wurde die Energie im diesem Kalorimeter auf maximal 7 GeV begrenzt. Auch waren manchmal Energiedepositionen im Eisenkalorimeter zu erkennen, die die unter 4.3.1 vorgenommene Untersuchung motivierten.

Insgesamt ergab sich nach Anwendung sämtlicher Selektionskriterien eine sehr reiner Satz von Ereignissen mit Elektron und mehreren Jets. Ein manchmal (etwa 5% der Ereignisse) noch beobachteter Prozeß war die Abstrahlung eines Photons, welches gerade unterhalb der 10 GeV–Schwelle bei der Identifikation elektromagnetischer Cluster (siehe Abschnitt 3.1) lag. Derartige Ereignisse enthielten also ein Elektron, einen Jet und ein Photon, welches dann auch als Jet gefunden wurde. Da es sich hier auch um tiefinelastische Streuungen handelt, wurden diese Ereignisse in der entgültigen Selektion belassen.

Kapitel 5

Kandidaten für schwere Neutrinos

5.1 Massenspektren

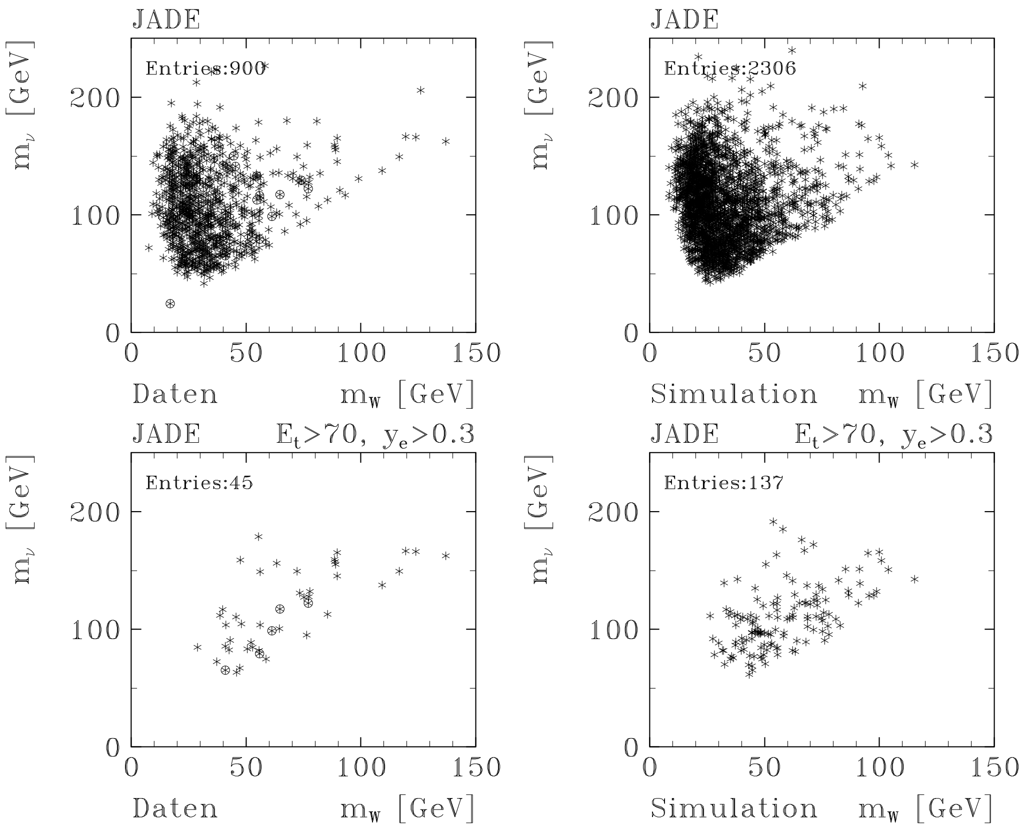

Abbildung 5.1: *Masse des rekonstruierten Neutrinos gegen die Masse des rekonstruierten W–Bosons berechnet mit dem JADE–Algorithmus.*

Links: Datenselektion aus dem Jahr 1994
Rechts: Standardmodell–Erwartung (2.8–fache Statistik), berechnet mit „MEPS 1993“.

Bei den Daten sind diejenigen Ereignisse eingekreist, bei denen eine negative Elektronladung gemessen wurde.

Im Prinzip kann jedes Ereignis mit zwei oder mehr Jets als Kandidat für ein schweres Neutrino angesehen werden, indem die Neutrinomasse als invariante Masse des Elektrons und zweier Jets berechnet wird. In Abbildung 5.1 und 5.2 ist die so rekonstruierte „Neutrinomasse“ gegen die rekonstruierte „W–Masse“ aufgetragen, für zwei verschiedene Jet–Algorithmen. Dabei wurde bei Ereignissen mit mehr als zwei Jets die „beste“ Kombination von Jets gewählt, das heißt die Kombination, deren invariante Jet–Jet–Masse am ehesten der W–Masse entspricht. Dies entspricht den in Kapitel 3 entwickelten Methoden

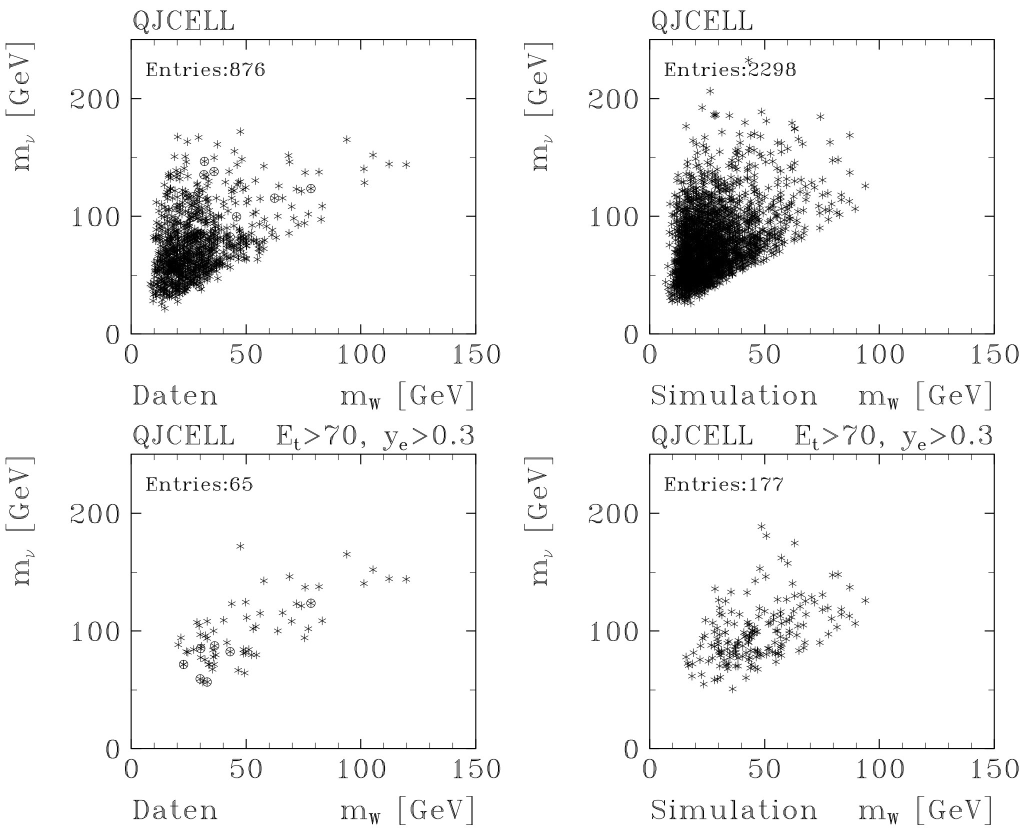

Abbildung 5.2: *Masse des rekonstruierten Neutrinos gegen die Masse des rekonstruierten W–Bosons berechnet mit dem QJCELL–Algorithmus.*

Links: Datenselektion aus dem Jahr 1994
Rechts: Standardmodell–Erwartung (2.8–fache Statistik), berechnet mit „MEPS 1993“.

Bei den Daten sind diejenigen Ereignisse eingekreist, bei denen eine negative Elektronladung gemessen wurde.

der Massenrekonstruktion mit der besten Massenbestimmung.

Die Verteilungen der Daten und der Simulation sind sich bei nicht zu hohen „W–Massen“ sehr ähnlich (wenn man der unterschiedlich hohen Statistik Rechnung trägt), ohne daß sich das nach Anwendung der Schnitte zur Anreicherung eines Signals ändert. Auf die Abweichungen oberhalb von $m_W \approx 100$ GeV wird in Kapitel 6 eingegangen.

Für die genauere Analyse des bisher untersuchten Kanals muß jetzt noch die Auflösung in der Rekonstruktion der Massen berücksichtigt werden. Dazu dient zunächst ein weiterer Schnitt, der diejenigen Ereignisse anreichern soll, die Kandidaten für den Zerfall eines W–

Bosons sind, nämlich

$$60 \text{ GeV} \quad < m_W < \quad 100 \text{ GeV}. \tag{5.1}$$

Die resultierenden Spektren der „Neutrinomasse“ können in Abbildung 5.3 betrachtet werden. Es ist keine Erhöhung in den Daten gegenüber der Erwartung des Standardmodells zu

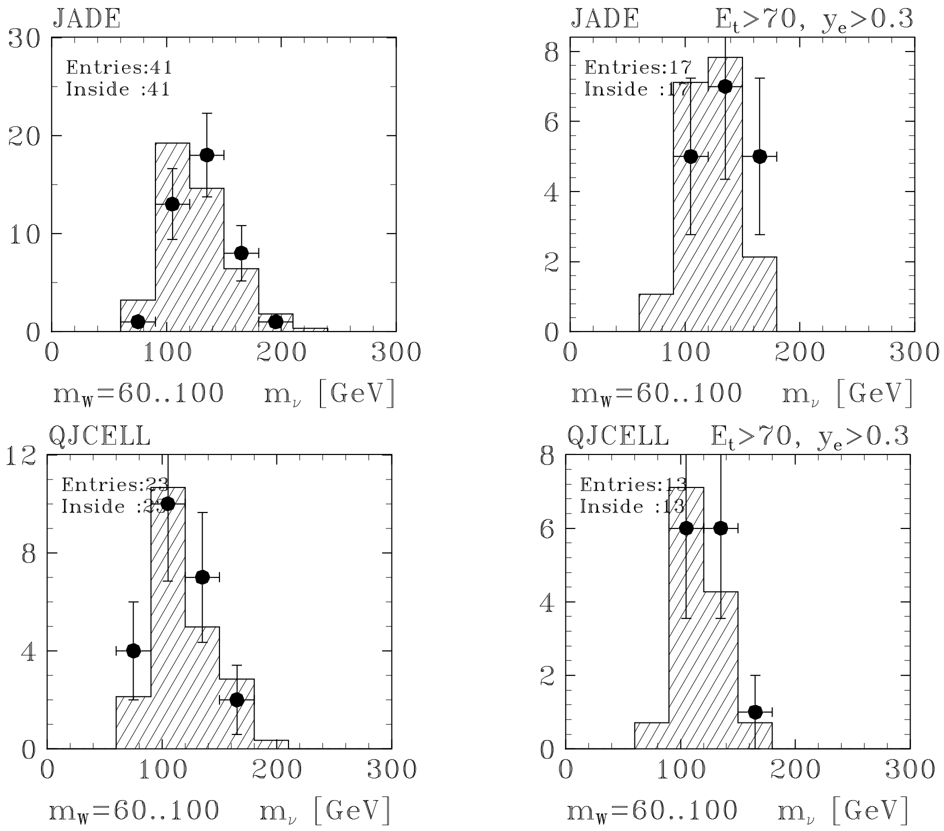

Abbildung 5.3: *Rekonstruierte Neutrinomasse für die Ereignisse mit* $60 \text{ GeV} < m_W < 100 \text{ GeV}$ *in der Datenselektion im Vergleich zur Standardmodell–Erwartung.*

Punkte mit Fehlerbalken: Datenselektion aus dem Jahr 1994
Histogramm: Standardmodell–Erwartung, berechnet mit „MEPS 1993“.
Oben: Berechnung mit JADE
Unten: Berechnung mit QJCELL
Links: ohne Schnitte
Rechts: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$.

erkennen, auch nach dem Versuch, ein Signal gegenüber dem Untergrund durch die schon vorher untersuchten Schnitte anzureichern.

Zusammenfassend ergibt sich also, daß keine Anzeichen für die Produktion und den Zerfall von schweren Neutrinos im Kanal $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$ gefunden werden.

5.2 Grenzen

Um Grenzen für die anfangs besprochenen Modelle der Produktion schwerer Neutrinos zu berechnen, muß außer der Massenauflösung bei der W–Rekonstruktion auch die Auflösung bei der Rekonstruktion der Neutrinomasse berücksichtigt werden. Dies wurde hier so gelöst,

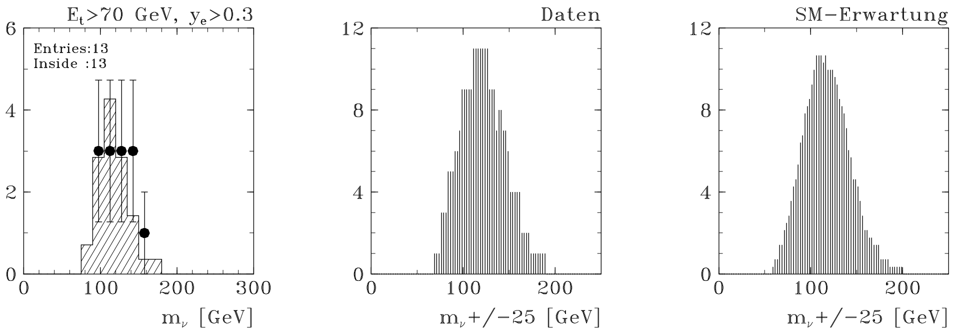

Abbildung 5.4: *Anzahl der Ereignisse, die unter Berücksichtigung eines Massenfensters von 25 GeV mit einer bestimmten Neutrinomasse kompatibel sind, für den Jet–Algorithmus QJCELL mit den Schnitten* $\sum E_t > 70$ GeV, $y_e > 0.3$ *und* 60 GeV $< m_W < 100$ GeV.

Rechts: Eingabedaten aus Abbildung 5.3

Mitte: Anzahl der Ereignisse in den Daten, die für die jeweilige Masse in das Fenster von 25 GeV *fallen*

Links: Anzahl der Ereignisse in der Simulation, die für die jeweilige Masse in das Fenster von 25 GeV *fallen*

daß für eine bestimmte Massenhypothese alle Ereignisse in den Daten wie auch in der Simulation betrachtet werden, die innerhalb eines Intervalls von 25 GeV Breite um diese Massenhypothese liegen (siehe Abbildung 5.4). Anders gesagt wird aus den Abbildungen 5.1 und 5.2 jeweils ein Rechteck mit einer Breite von 20 GeV und einer Höhe von 25 GeV ausgeschnitten.

Die Anzahl der Ereignisse aus der Simulation (normiert auf die Luminosität) in diesem Fenster entsprechen dem erwarteten Untergrund. Nun muß nur noch gemäß der Poisson–Statistik eine Grenze der Ereigniszahl des Signals berechnet werden, oberhalb derer die Messung der Ereigniszahl in den Daten bei der vorher bestimmten Effizienz eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 5% hat (bei einem Konfidenzlevel von 0.95). Für diese Berechnung stand das Programm LIMITSP zur Verfügung, welches zusätzlich noch Fehler in der Bestimmung des Untergrunds und der Effizienz sowie einen globalen relativen Fehler berücksichtigen kann [23]. Mit der Luminosität der Datenselektion von $\int \mathcal{L}\, dt = 3.23\ \mathrm{pb}^{-1}$ kann die Grenze auf die Ereigniszahl direkt in einen totalen Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden (siehe Abbildung 5.5). Es ist zu erkennen, daß diese Grenze durch die Schnitte zur Anreicherung eines Signals abgesenkt wird. Dies bestätigt das schon gewonnene Resultat, daß sich kein Signal erkennen läßt. Desweiteren ergeben sich mit QJCELL niedrigere Grenzen als mit JADE, was auf die kleineren absoluten Ereigniszahlen bei dem Konus–Algorithmus zurückzuführen ist.

Die obere Grenze auf den Mischungswinkel für die Neutrinoproduktion und die untere Grenze auf die Compositeness–Skala lassen sich dann sehr leicht berechnen, da es sich nur

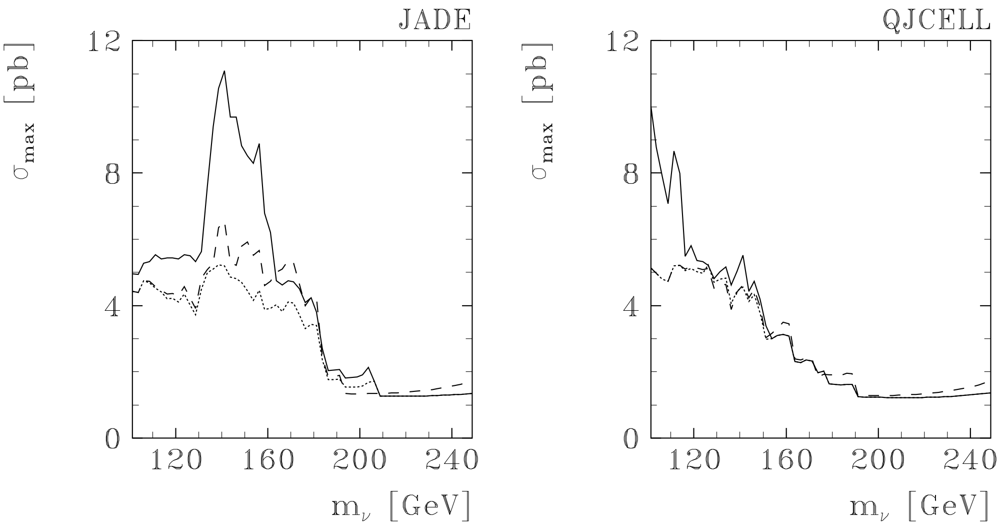

Abbildung 5.5: *obere Grenzen für den totalen Wirkungsquerschnitt eines Signals im Kanal Elektron plus zwei Jets, die aus einem W–Zerfall stammen, unter Berücksichtigung der in Abbildung 3.9 gezeigten Effizienzen.*

Links: Berechnung mit JADE
Rechts: Berechnung mit QJCELL
Durchgezogene Linie: Grenze ohne zusätzliche Schnitte
Gepunktete Linie: Grenze mit $\sum E_t > 70$ GeV
Gestrichelte Linie: Grenze mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$.

um Vorfaktoren vor den entsprechenden totalen Wirkungsquerschnitten handelt. Allerdings muß natürlich auch die Zerfallswahrscheinlichkeit in den Zerfallskanal $\nu \to e + W \to e + q + \bar{q}$ mit berücksichtigt werden. Auf diese Weise berechnete Grenzen sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Die Grenze für die Compositeness–Skala Λ ist stark abhängig davon, ob man eine $\sigma_{\mu\nu}$–Kopplung (Wirkungsquerschnitt 1.1) oder eine Kontaktwechselwirkung (siehe Gleichung 1.2) betrachtet, deshalb wurden beide Fälle aufgeführt.

Da die Matrix $V\xi$ bei Modellen mit Majorana–Neutrinos in guter Näherung die Einheitsmatrix sein sollte, muß eigentlich der Mischungswinkel $(|V\xi|)_{eN}$ klein gegen eins sein. Von diesem Standpunkt aus gesehen stellt die in Abbildung 5.6 rechts dargestellte Grenze keine echte Grenze für dieses Modell dar. Diese Abbildung erlaubt aber eine Aussage darüber, wie groß die Kopplung der W–Bosons an ein schweres Neutrino im Verhältnis zur Kopplung an die Neutrinos des Standardmodells noch maximal sein kann.

Die Skala der Compositeness–Wechselwirkung sollte groß gegen die der schon bekannten Wechselwirkungen sein und deshalb oberhalb von $\Lambda = \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ liegen. Während die Grenzen für eine reine $\sigma_{\mu\nu}$–Kopplung noch weit von diesem Wert entfernt sind, liegen diejenigen für eine Kontaktwechselwirkung durchaus schon in der Nähe dieses Wertes.

5.3 Kandidaten für Leptonzahlverletzung

In diesem Abschnitt sollen die Ereignisse genauer betrachtet werden, die innerhalb des Massenfensters von 20 GeV um die W–Masse liegen und bei denen eine negative Ladung

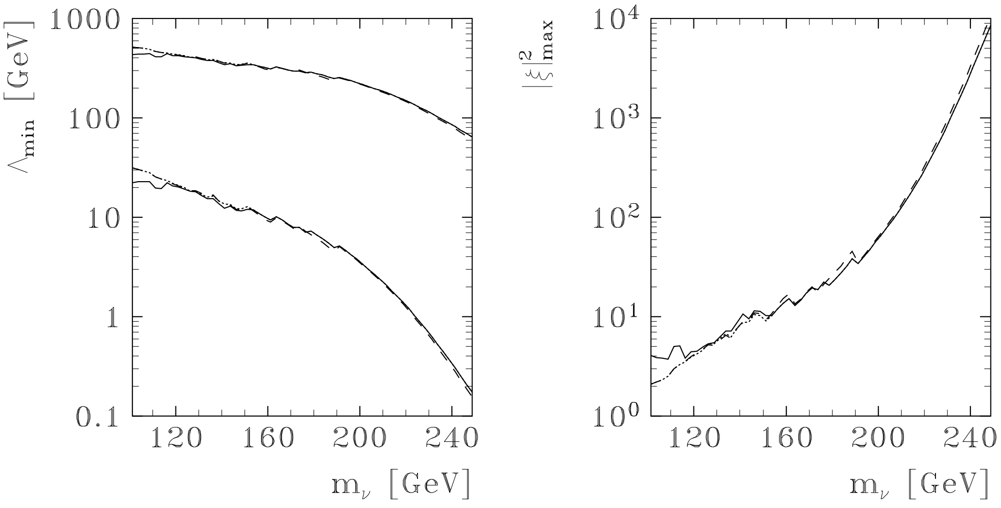

Abbildung 5.6: *Grenzen auf die Parameter verschiedener Modelle zur Produktion schwerer Neutrinos, berechnet mit dem Jet–Algorithmus QJCELL.*

Links: Untere Grenze für den Parameter Λ *des Compositeness–Modells. Dabei gehören die unteren Kurven zu einem Modell mit* $\sigma_{\mu\nu}$*–Kopplung, die oberen zu einer Kontaktwechselwirkung.*

Rechts: Obere Grenze auf den Mischungswinkel für Majorana–Neutrinos.

Durchgezogene Linie: Grenzen ohne zusätzliche Schnitte

Gepunktete Linie: mit $\sum E_t > 70$ GeV

Gestrichelte Linie: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$.

des elektromagnetischen Clusters gemessen wurde. Dabei handelt es sich um insgesamt vier Ereignisse, deren hier relevante Variablen in Tabelle 5.1 zusammengefaßt sind. Nur zwei dieser Ereignisse haben auch bei der Berechnung mit dem QJCELL–Algorithmus eine genügend große Jet–Jet–Masse und eines der Ereignisse hat ein $\sum E_t$ von „nur“ 63.8 GeV.

Allen vier Ereignissen ist gemeinsam, daß die Anzahl der Hits aus der Spurkammer, die für die Rekonstruktion der Spur benutzt wurden, klein ist. Eine möglich Ursache dafür wäre, daß das Elektron unter einem Winkel gestreut wurde, der es geometrisch unmöglich macht, daß alle Drähte der Spurkammer ansprechen. Dies trifft in den hier beobachteten Fällen nicht zu. Vielmehr ergab eine genauere Betrachtung der Ereignisse, daß das Teilchen stets die innere wie auch die äußere Spurkammer vollständig durchquert und auch in beiden Kammern Hits erzeugt hatte. Die ersten beiden Ereignisse liegen jeweils in einem der in Abbildung 4.5 sichtbaren ϕ–Bereiche, in denen systematisch die Krümmung der Spur falsch rekonstruiert wird. Es zeigte sich, daß dort ein großer Bereich der äußeren Spurkammer nicht angesprochen hatte und daher die weiter außen liegenden Hits, die entscheidend für die Berechnung von κ sind, nicht mit in den Spurfit einbezogen wurden.

Alle vier Ereignisse waren von dem in Abschnitt 4.2.1 schon erwähnten Auslesefehler betroffen. Bei den beiden letzten Ereignissen sind die Hits so stark verschoben, daß die Spur nur mittels weniger Hits aus der inneren Spurkammer berechnet werden konnte.

Zusammenfassend ergibt sich, daß bei diesen vier Ereignissen die Spurkrümmung mit sehr geringer Qualität gemessen wurde. Daher kann leider nicht definitiv über eine Verlet-

RUN EVENT	85651 131493	86146 117383	87785 102021	90380 40436
$\sum E_t$ [GeV]	114	74.4	77.6	63.9
$E_{t,e}$ [GeV]	34.1	28.7	26.5	12.4
ϕ_e	4.48	4.44	0.26	6.03
η_e	0.398	0.364	-0.196	-0.974
${Q_e}^2$ [GeV^2]	2801	2275	1202	258
y_e	0.58	0.64	0.41	0.40
ϕ_{track}	4.49	4.44	0.26	6.01
η_{track}	0.463	0.400	-0.246	-0.973
$p_{t,\text{track}}$ [GeV]	26	158	24	60
κ [cm$^-1$]	$1.32 \cdot 10^{-4}$	$2.20 \cdot 10^{-5}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$5.78 \cdot 10{-}4$
$\frac{\kappa}{d\kappa}$	3.4	0.71	0.23	9.3
Anzahl Hits: n_{hits}/n_{max}	28/66	33/66	5/66	7/66
$m_{W,\text{JADE}}$ [GeV]	77	61	65	74
$m_{W,\text{QJCELL}}$ [GeV]	78	43	36	62
$m_{\nu,\text{JADE}}$ [GeV]	122	99	117	130
$m_{\nu,\text{QJCELL}}$ [GeV]	123	83	87	116

Tabelle 5.1: *Wichtige Variablen derjenigen Ereignisse, die von einem der Jet–Algorithmen JADE oder QJCELL als Kandidaten für ein schweres Neutrino gefunden wurden und bei denen eine negativ geladene Spur auf das Elektron rekonstruiert wurde.*

Erste Zeile: H1–interne Nummern des Ereignisses
Zweite Zeile: Summe der Transversalenergien aller Cluster
Dritte Zeile: kinematische Variablen des elektromagnetischen Clusters
Vierte Zeile: Spurparameter der auf den elektromagnetischen Cluster zeigenden Spur
Fünfte Zeile: rekonstruierte W–Boson– und Neutrinomassen für die beiden Jet–Algorithmen.

zung der Leptonzahl bei diesen Ereignissen entschieden werden.

Kapitel 6

Ereignisse bei hohen Jet–Jet–Massen

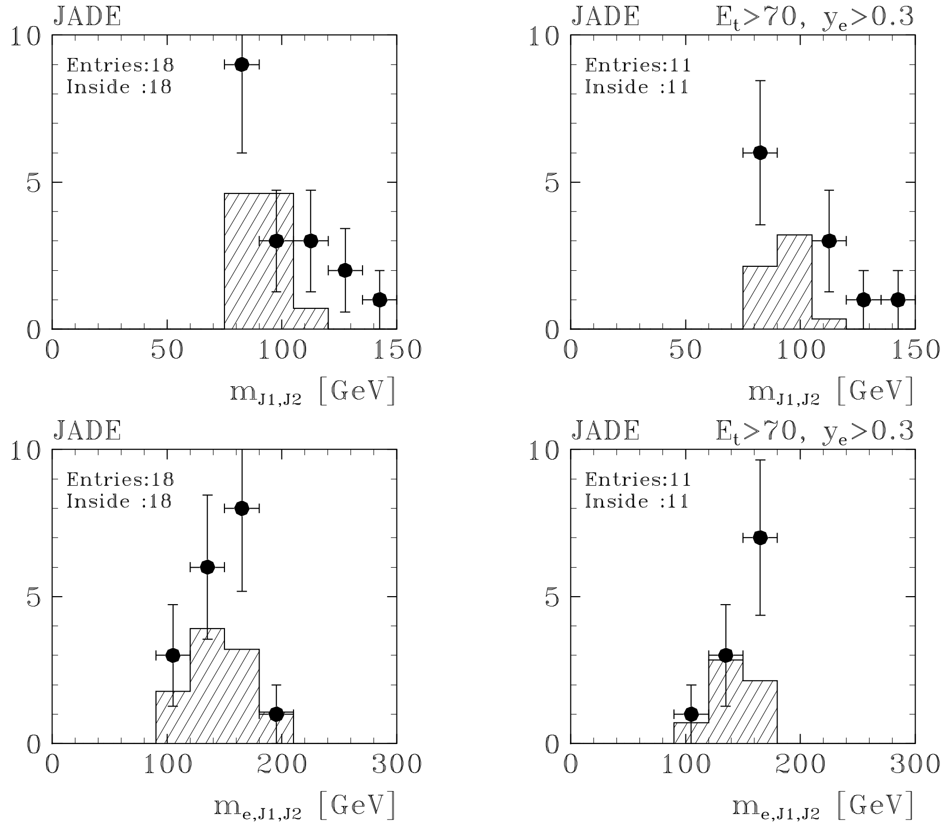

Abbildung 6.1: *Verteilung der Jet–Jet–Massen und der Elektron–Jet–Jet–Massen für Ereignisse mit Jet–Jet–Massen oberhalb von* 80 GeV, *berechnet mit dem JADE–Algorithmus.*
Links: ohne weitere Schnitte
Rechts: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$
Punkte mit Fehlerbalken: Datenselektion
Histogramm: Simulation mit „MEPS 1993"

Während bei Jet–Jet–Massen um 80 GeV kein Signal zu sehen war (vergleiche Abbildung

5.3), gibt es bei hohen invarianten Jet–Jet–Massen oberhalb von 80 GeV einen deutlichen Überschuß an Ereignissen gegenüber der Simulation.

Dabei wird hier, um nicht an eine Suche nach W–Bosonen gebunden zu sein, die Jet–Jet–Masse der Jets mit jeweils höchster Transversalenergie betrachtet. Die zweidimensionale Darstellung der Jet–Jet–Masse gegen die Elektron–Jet–Jet–Masse unterscheidet sich aber bei hohen Massen nicht wesentlich von den Darstellungen in Abbildung 5.1 und 5.2. Daher sind hier nur die eindimensionalen Verteilungen der Jet–Jet–Masse und der Elektron–

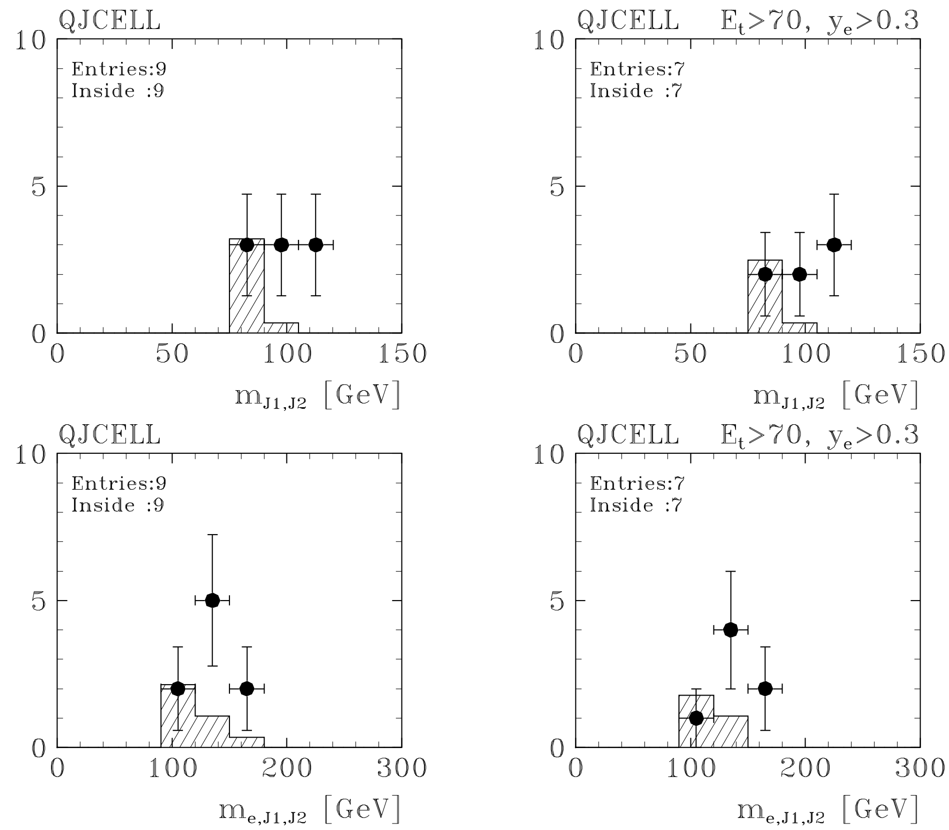

Abbildung 6.2: *Verteilung der Jet–Jet–Massen und der Elektron–Jet–Jet–Massen für Ereignisse mit Jet–Jet–Massen oberhalb von* 80 GeV*, berechnet mit dem QJCELL–Algorithmus.*

Links: ohne weitere Schnitte
Rechts: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$
Punkte mit Fehlerbalken: Datenselektion
Histogramm: Simulation mit „MEPS 1993“

Jet–Jet–Masse gezeigt, für den JADE–Algorithmus in Abbildung 6.1 und für QJCELL in Abbildung 6.2. Der Überschuß von Ereignissen wird besonders deutlich bei Jet–Jet–Massen oberhalb von 100 GeV und korrespondiert dabei mit einem Überschuß der Elektron–Jet–Jet–Massen bei etwa 160 GeV.

Um diesen Exzeß näher zu quantifizieren, kann die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, daß die von der Simulation her erwartete Ereigniszahl bis zu den gemessenen Werten fluktuiert. Dazu werden wieder alle Ereignisse, die mit einer bestimmten Elektron–Jet–Jet–Masse bei einem vorgegebenen Massenfenster (diesmal 30 GeV) verträglich sind, zusammengefaßt. Die entsprechende Ereigniszahl aus der Simulation wird mit dem Erwartungswert einer Poisson–Verteilung identifiziert, und dann die Wahrscheinlichkeit der gemessenen oder einer höheren Ereigniszahl berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.3 gezeigt. Es er-

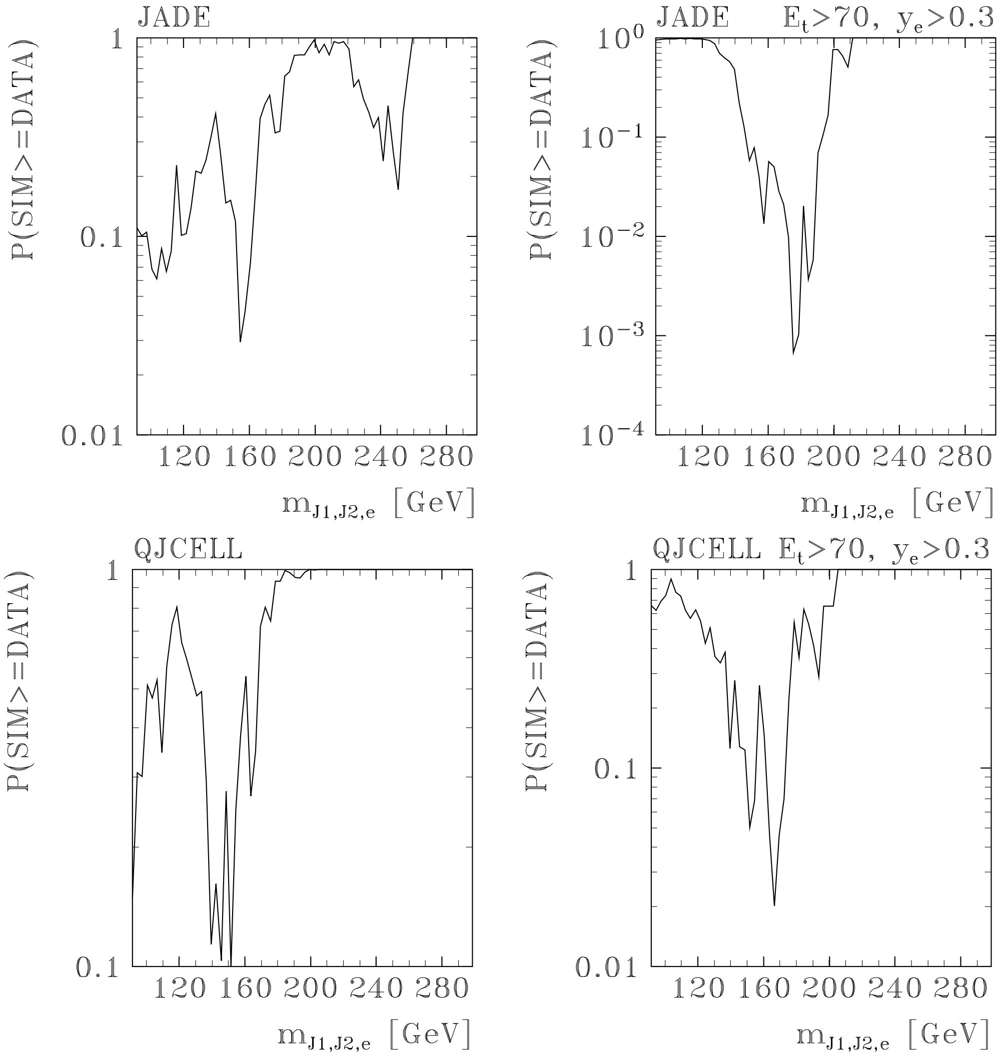

Abbildung 6.3: *Wahrscheinlichkeit, daß die von dem Standardmodell erwarteten Raten zu den gemessenen Werten fluktuieren, für Jet–Jet–Massen oberhalb von 80 GeV.*

Oben: berechnet mit dem JADE–Algorithmus
Unten: berechnet mit dem QJCELL–Algorithmus
Links: ohne weitere Schnitte,
Rechts: mit $\sum E_t > 70$ GeV *und* $y_e > 0.3$

gibt sich ein Einbruch in der Wahrscheinlichkeit der Fluktuation, am deutlichsten mit dem JADE–Algorithmus und den Schnitten $\sum E_t > 70$ GeV und $y_e > 0.3$ zu Wahrscheinlichkeiten von 10^{-3} bei einer Elektron–Jet–Jet–Masse von 170 GeV. Ohne diese Schnitte liegt die niedrigste Wahrscheinlichkeit bei 0.03 und einer Elektron–Jet–Jet–Masse von 160 GeV. Mit dem QJCELL–Algorithmus ergibt sich mit den Schnitten eine Wahrscheinlichkeit von 0.02 bei 170 GeV und ohne Schnitt von 0.1 bei 150 GeV. Die Einbrüche liegen also bei beiden Algorithmen bei etwa den gleichen Massen, jedoch liefert der QJCELL–Algorithmus weniger deutliche Hinweise auf eine Abweichung.

Allerdings müssen diese Wahrscheinlichkeiten kritisch beurteilt werden, weil hier dem durch die relativ geringe Statistik der Simulation verursachten Fehler nicht Rechnung getragen wurde. Eine genauere Analyse müßte berücksichtigen, daß die Anzahl der Ereignisse in der Simulation ebenfalls poissonverteilt ist und deshalb nach unten fluktuiert sein könnte; noch besser wäre natürlich eine höhere Statistik.

Der Hauptgrund, warum hier keine weitergehenden quantitativen Aussagen zu diesen Fluktuationen gemacht werden sollen, ist aber, daß die Beschreibung der Standardmodell–Physik gerade in extremen Bereichen durch die zur Verfügung stehenden Simulationen vermutlich nicht ausreichend ist. Gründe für die Abweichungen könnten zum Beispiel auch QCD–Effekte höherer Ordnung, als bisher in der Simulation berücksichtigt, sein.

Kapitel 7

Ausblick

Die in dieser Arbeit entwickelten Methoden zur Untersuchung der Ereignisse im Kanal „ein Elektron und mehrere Jets“ sind bisher nur auf die Daten von Positron–Protonkollisionen angewandt worden. Wie aus den totalen Wirkungsquerschnitten in Abbildung 1.2 ersichtlich ist, können mit Elektron–Protonstößen schon bei der gleichen Luminosität viel bessere Ergebnisse erzielt werden, weil die Produktionswirkungsquerschnitte um etwa einen Faktor fünf größer sind. Eine beim Betrieb des HERA–Speicherrings mit Elektronen gesammelte integrierte Luminosität von etwa 100 pb^{-1} würde es erlauben, Majorana–Neutrinos bei einem Mischungswinkel von $|\xi|^2 = \mathcal{O}(0.01)$ zu finden (im Massenbereich 100 bis 150 GeV).

Für die Suche nach leptonenzahlverletzenden Prozessen bei größeren Datenmengen müssen die hier entwickelten Methoden noch verfeinert werden. Dazu ist es zum Beispiel nötig, auch die ohne den Vertex gefitteten Spuren zu betrachten und ineffiziente Bereiche des Detektors besser zu berücksichtigen.

Eine weitere Aufgabe wäre es, Rekonstruktionsmethoden für andere Zerfallskanäle schwerer Neutrinos zu entwickeln. Dafür ist es erforderlich, das auslaufende leichte Neutrino zu rekonstruieren, wenn die Masse des schweren Neutrinos mit ähnlichen Methoden, wie in dieser Arbeit vorgestellt, berechnet werden soll.

Um Modelle mit rechtshändigen schweren Neutrinos und einem noch schwereren W_R–Boson zu untersuchen, muß allgemein der Kanal $e + q + \bar{q}$ untersucht werden, ohne daß die W_L–Masse rekonstruiert werden kann. Verbesserte Beschreibungen des Standardmodell–Untergrunds könnten dabei eine entscheidende Rolle spielen.

Anhang A

Kinematische Größen

A.1 Kinematik des Prozesses $e + p \to l + X$

e und p sollen die Vierervektoren des einlaufenden Leptons und des einlaufenden Protons bezeichnen, l den Vierervektor des auslaufenden Leptons und X denjenigen des auslaufenden hadronischen Systems. Zunächst gilt natürlich die Energie–Impulserhaltung

$$e + p = l + X.$$

Es ist üblich, die folgenden Bezeichnungen einzuführen: für das Quadrat der Schwerpunkts-energie

$$s = (e + p)^2,$$

für den Vierervektor des Impulsübertrags

$$q = e - l = X - p,$$

für das Quadrat des Impulsübertrags

$$Q^2 = -q \cdot q, \tag{A.1}$$

sowie die Variablen Bjørken–x und Bjørken–y mit

$$\begin{aligned} x &= \frac{Q^2}{2pq} \\ y &= \frac{pq}{pe}. \end{aligned} \tag{A.2}$$

Daraus folgt sofort die wichtige Beziehung

$$Q^2 = s\,x\,y, \tag{A.3}$$

unter Vernachlässigung der Massen der einlaufenden Teilchen. Die Variablen x und y sind kinematisch beschränkt durch

$$0 < x < 1$$

$$0 < y < 1.$$

Dies folgt daraus, daß die Vierervektoren e, p, l und X reelle Teilchen darstellen, also alle aus beliebigen Kombinationen dieser Vierervektoren berechneten Skalarprodukte positiv sind. Vernachlässigt man die Massen der einlaufenden Teilchen und setzt man m_l für die Masse des auslaufenden Leptons, so erhält man eine weitere Einschränkung, nämlich

$$\frac{m_l^2}{s} < x(1-y) < 1.$$

Von Interesse ist auch die Interpretation der Streuung im Partonmodell. Dabei geht man davon aus, daß das einlaufende Lepton elastisch an einem Parton aus dem Proton gestreut wird, welches einen Bruchteil des Proton–Viererimpulses trägt, also $P = \xi p$. Der Rest des Protons nimmt nicht an der Streuung teil und das hadronische System des Endzustands ist eine Summe aus dem gestreuten Parton P' und dem Protonrest $X = P' + (1-\xi)p$. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie in dem „harten" Streuprozeß ist

$$\hat{s} = eP = \xi s.$$

Für den Impulsübertrag und die Variablen y, x gilt

$$q = X - p = P' + (1-\xi)p - p = P' - P$$

$$y = \frac{pq}{pe} = \frac{Pq}{Pe}$$

$$x = \frac{Q^2}{2pq} = \xi\frac{Q^2}{2Pq} = \xi\left(1 + \frac{P^2 - P'^2}{2Pq}\right).$$

Falls die Massen der Partonen vernachlässigt werden können, gilt also

$$x = \xi,$$

die Variable x bezeichnet dann direkt den Impulsbruchteil des Partons am Proton.

Manchmal wird statt zwei der Variablen x, y oder Q^2 nur eine dieser Variablen und der Streuwinkel $\theta^\star$ relativ zum einlaufenden Parton im Schwerpunktsystem des Partons und des Elektrons angegeben. Für diesen gilt die Beziehung

$$1 - \cos(\theta^\star) = \frac{2\hat{s}y}{\hat{s} - m_l^2}. \tag{A.4}$$

Für genügend große Schwerpunktsenergien können die Massen der einlaufenden Teilchen vernachlässigt werden, also $e^2 = p^2 = 0$. Bezeichnet man die Energien der einlaufenden Teilchen mit E_e und E_p, so gilt im HERA–Laborsystem für die Impulse der einlaufenden Teilchen

$$\vec{p}_e = (0, 0, -E_e)$$

$$\vec{p}_p = (0, 0, E_p).$$

Die oben eingeführten Größen lassen sich dann mit den Energien der einlaufenden Teilchen und drei Größen des gestreuten Leptons l ausdrücken: der Masse m_l, der Energie E_l und dem Winkel θ_l zur z–Achse

$$s = 4E_eE_p$$

$$Q_l^2 = 2E_e(E_l + \sqrt{E_l^2 - m_l^2}\cos(\theta_l)) - m_l^2$$

$$y_l = 1 - \frac{E_l - \sqrt{E_l^2 - m_l^2}\cos(\theta_l)}{2E_e}$$

$$x_l = \frac{Q_l^2}{sy_l}.$$

Ein wichtiger Spezialfall ist der der tiefinelastischen Streuung, also $l = e'$. Dann kann die Masse des auslaufenden Leptons ebenfalls vernachlässigt werden und es gilt

$$\begin{aligned} Q^2_{e'} &= 2E_e E_{e'}(1+\cos(\theta_{e'})) \\ y_{e'} &= 1 - \frac{E_{e'}(1-\cos(\theta_{e'}))}{2E_e} \\ x_{e'} &= \frac{Q^2_{e'}}{s_{e'} y_{e'}}. \end{aligned} \tag{A.5}$$

A.2 Kinematische Variablen und deren Bezeichnungen

Die in den Wirkungsquerschnitten von Abschnitt 1.2 gebrauchten Variablen sind bereits dort erklärt und werden daher nicht nochmals aufgeführt.

Alle nicht lorentzinvarianten Größen beziehen sich stets auf das Laborsystem. Dort hat das Proton die Energie E_p und das einlaufende Lepton die Energie E_e, der Impuls hat nur eine Komponente in z–Richtung, die positiv für das Proton und negativ für das Lepton ist.

Die Komponenten eines Vierervektors und daraus abgeleitete Größen werden gemäß Tabelle A.1 bezeichnet.

Bezeichnung	Bedeutung
E	Energie
$\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$	Impulsvektor
$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$	Transversalimpuls
$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$	Impuls
$\theta = \arccos\left(\frac{p_z}{p}\right)$	Winkel zur z–Achse
ϕ mit $p_x = p_t \cos(\phi)$, $p_y = p_t \sin(\phi)$	Azimuth
$E_t = E\sin(\theta) \approx p_t$	Transversalenergie
$\eta = -\ln\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx \ln\sqrt{\frac{E+P_z}{E-p_z}}$	Pseudorapidität
$m = \sqrt{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2}$	invariante Masse

Tabelle A.1: *Komponenten von Vierevektoren und daraus abgeleitete Größen.*

Um die Gefahr einer Verwechslung zu verringern, tragen die Variablen oft einen Index, der andeutet, zu welchem Objekt die Variable gehört. Es bedeutet zum Beispiel $E_{t,e}$ die Transversalenergie eines Elektrons bzw. eines elektromagnetischen Clusters oder m_ν die Masse des schweren Neutrinos bzw. eine rekonstruierte Neutrinomasse.

Das Zeichen $\approx$ steht in Tabelle A.1 dort, wo die Gleichheit nur gilt, wenn die Masse des Vierervektors vernachlässigt werden kann.

In den Kapiteln 1 bis 7 stehen die Variablen x_e, y_e und Q^2_e für die gemäß A.5 aus dem Elektron bzw. elektromagnetischen Cluster berechneten Variablen der tiefinelastischen ep–Streuung, dagegen treten die Variablen x, y und Q^2 ohne Index dann auf, wenn die wie in Formel A.1 und A.2 definierten Variablen bei der Produktion eines schweren Neutrinos gemeint sind.

Anhang B

Zur Statistik

B.1 Grundlegende Verteilungen

Für die hier auftretenden Probleme sind zwei Wahrscheinlichkeitsverteilungen wichtig: die Poisson–Verteilung und die Binominalverteilung. Erstere beschreibt die Häufigkeit, mit der bei bekanntem Wirkungsquerschnitt und bekannter Luminosität eine bestimmte Anzahl Ereignisse gemessen wird und letztere gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Effizienz k Ereignisse von n simulierten Ereignissen selektiert werden.

Die Wahrscheinlichkeit, bei einer mit dem Parameter μ Poisson–verteilten Zufallsvariablen $X_\mu = k$ Ereignisse zu messen, ist

$$P(X_\mu = k) = \frac{e^{-\mu}\mu^k}{k!}.$$

Dabei sind der Erwartungswert und die Standardabweichung von X_μ gegeben als

$$E(X_\mu) = \mu$$

$$\sigma(X_\mu) = \sqrt{\mu}.$$

Für eine gegebene Reaktion mit Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und eine integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}dt$ ist der Parameter μ gegeben als

$$\mu = \sigma_{\mathrm{tot}} \cdot \int \mathcal{L}dt.$$

Die Binominalverteilung einer Zufallsvariablen $B_{n,p}$ gehorcht dem Gesetz

$$P(B_{n,p} = k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}.$$

Als Erwartungswert und Standardabweichung findet man

$$E(B_{n,p}) = np$$

$$\sigma(B_{n,p}) = \sqrt{np(1-p)}.$$

Die Effizienz einer Selektion ist gleich dem Parameter p der Binominalverteilung, die Anzahl der simulierten Ereignisse gleich n.

B.2 Berechnung von Grenzen

Bei der Berechnung von Grenzen liegt oft der folgende Fall vor: man erwartet eine bestimmte Anzahl von Untergrundereignissen und fragt dann, wie hoch die Anzahl der zusätzlichen Ereignisse bei einer gegebenen Messung von k Ereignissen maximal sein kann, ohne daß die Wahrscheinlichkeit für die Messung zu klein (zum Beispiel kleiner als 5%) wird. Dieser Wert ist dann eine obere Grenze für die Ereignisrate eines Signals. Die zugrundeliegende Verteilung ist die Summe zweier Poissonprozesse, für die Untergrundrate verteilt mit μ_U und für das Signal verteilt mit μ_S, dargestellt durch die Zufallsvariable X_{U+S}. Diese Summe zweier Poissonverteilungen ist wieder poissonverteilt, mit dem Parameter $\mu = \mu_U + \mu_S$, gehorcht also dem Gesetz

$$P(X_{U+S} = k) = \frac{e^{\mu_U+\mu_S}(\mu_U + \mu_S)^k}{k!}.$$

Für eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% muß dann der Parameter μ_S so bestimmt werden, daß die Bedingung

$$P(X_{U+S} \geq k) = \sum_{j=k}^{\infty} P(X_{U+S} = j) < 0.05 \tag{B.1}$$

erfüllt ist.

In den meisten Fällen ist die Sache aber noch komplizierter: zum einen ist der Parameter μ_U nicht exakt bekannt, sondern es werden von einer Simulation der Untergrundereignisse mit einer um den Faktor f höheren Luminosität als in den Daten nach der Selektion k_U Ereignisse beobachtet. Näherungsweise kann dann der Parameter $\mu_U = k_U/f$ gesetzt und μ_S mittels der Formel B.1 berechnet werden. Zum anderen werden die Ereignisse des Signals nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit p überhaupt selektiert. Dies kann berücksichtigt werden, indem man n Signalereignisse simuliert und dann feststellt, daß davon m Ereignisse selektiert werden. Der unbekannte Parameter p kann dann näherungsweise zu $p = m/n$ gesetzt werden. Die Obergrenze der Anzahl Signalereignisse $n_{\max}$ ist dann gegeben durch $n_{\max} = \mu_S/p$.

Eigentlich muß aber beachtet werden, daß die so bestimmten Größen μ_U und p als Meßergebnisse noch mit Fehlern behaftet sind. Das in Abschnitt 5.2 benutzte Programm LIMITSP berücksichtigt solche Fehler, die hier gemäß den Standardabweichungen der entsprechenden Verteilungen berechnet wurden, also

$$\mu_U = \frac{k_U}{f} \pm \frac{\sqrt{k_U}}{f}$$

$$p = \frac{m}{n} \pm \frac{\sqrt{n\frac{m}{n}(1-\frac{m}{n})}}{n}.$$

Das Programm nimmt dann an, daß die Fehler normalverteilt sind, was für große n und k_U gut erfüllt ist. Der Fehler von f (aus der Luminositätsmessung) ist klein gegen den statistischen Fehler und wurde daher vernachlässigt.

Eine ausführliche Beschreibung zur Anwendung statistischer Methoden in der Experimentalphysik findet man unter [24].

Literaturverzeichnis

[1] P. Langacker, „Massive Neutrinos in Gauge Theories“, in „Neutrinos“ Ed. H. V. Klapdor, Springer Verlag Berlin (1988), S. 71

[2] F. Boudjema et al., „New Leptons at HERA“, in proceedings Physics at HERA, Eds. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY Hamburg 1991, vol. 2, S. 1094

[3] W. Buchmüller et al., „Heavy Neutrinos and Right–handed Currents in Electron–Proton Scattering“, in proceedings Physics at HERA, Eds. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY Hamburg 1991, vol. 2, S. 1003

[4] Torsten Köhler, „Ereignisgeneratoren zur Elektron–Proton–Streuung bei HERA“, Diplomarbeit an der TH Aachen (Juni 1989)

[5] Konrad Rosenbauer, „Simulation von $e^{\star}$ und $\nu^{\star}$ Ereignissen in der Elektron–Proton–Streuung“, Diplomarbeit an der TH Aachen (Februar 1992)

[6] G. Ingelman und J. Rathsman, „Heavy Majorana Neutrinos at ep Colliders“, DESY 93–039 (März 1993)

[7] W. Buchmüller und C. Greub, „Right–handed Currents and heavy neutrinos in high energie ep and e^+e^- scattering“, DESY 92–023 (März 1992)

[8] H1 Collaboration, „The H1 detector at HERA“, DESY 93-103 (1993)

[9] ZEUS Collaboration, „The ZEUS Detektor“, Status Report (1993)

[10] H1 Collaboration, „First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA“, DESY 94–012

[11] H1 Collaboration, „Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA“, DESY-94-30 / P.L. B328(1994)176

[12] H1 Collaboration, „A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$“, DESY-95-006

[13] H1 Collaboration, „A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA“, DESY-94-154

[14] H1 Collaboration, „A Search for Heavy Leptons at HERA“, DESY 94–153 (Aug. 1994)

[15] H1 Calorimeter Group, „The H1 Liquid Argon Calorimeter System“, DES 93-078

[16] H. Albrecht et al., „A Guide to PHAN“, Handbuch zur H1–internen Verwendung

[17] Volker Blobel, „LOOK, a program system for data analysis“, H1–internes Handbuch

[18] O. Kaufmann, „Suche nach neuen Prozessen mit hohen transversalen Energien bei HERA“, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg (Januar 1995)

[19] T. Sjöstrand, „PYHTIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual“, CERN–TH. 6488/92 (Mai 1992)

[20] J. Kurzhöfer, „The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN“, H1–08/94–375 (August 1994)

[21] L. Lönnblad, „ARIADNE version 4“, in proceedings Physics at HERA, Eds. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY Hamburg 1991, vol. 3, S. 1440

[22] G. Ingelman,„LEPTO 6.1 — The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton–nucleon scattering“, in proceedings Physics at HERA, Eds. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY Hamburg 1991, vol. 3, S. 1366

[23] Y. Sirois et al., mündliche Mitteilung

[24] W. T. Eadie et al., „Statistical Methods in Experimental Physics“, North Holland Publishing Company 1982

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Zu besonderem Dank verpflichtet bin ich

Herrn Professor Dr. Franz Eisele für die interessante Aufgabenstellung und die gute Betreuung,

Herrn Dr. Peter Schleper für die umfassende Unterstützung bei allen in in dieser Arbeit aufgetauchten Problemen praktischer und physikalischer Natur und die ausgezeichnete Zusammenarbeit,

Herrn Dr. Martin Erdmann für die vielen kleinen Tips und vor allem für die wertvolle Unterstützung in der Endphase meiner Arbeit,

allen Mitgliedern der H1–Gruppe am physikalischen Institut Heidelberg für die gute Arbeitsatmosphäre und Zusammenarbeit und für lehrreiche Diskussionen,

Herrn Konrad Rosenbauer für die Hilfe bei dem Umgang mit dem Generator NUPEX,

Herrn Helmut Rath und Herrn Uwe Trittmann für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

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

Heidelberg, den 11. April 1995