Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Oliver Kaufmann
aus Monheim

Januar 1995

Suche nach neuen Prozessen mit hohen transversalen Energien bei HERA

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

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Beschleunigeranlage HERA an der Großforschungseinrichtung DESY in Hamburg ist die weltweit einzige Anlage, die beschleunigte Positronen und Protonen zur Kollision bringt. Durch die Beschleunigung der Positronen auf 27.5 GeV und der Protronen auf 820.0 GeV kann bei HERA eine maximale Schwerpunktsenergie s von 300 GeV erreicht werden. Dies entspricht einer um den Faktor 2500 höheren Schwerpunktsenergie gegenüber bisherigen ep-Kollisionen bei sogenannten “fixed-target” Experimenten.

Abbildung 1.1: *Speicherring HERA am DESY in Hamburg*

Ein Ziel der bei HERA installierten Experimente H1 und ZEUS ist die Suche nach physikalischen Prozessen außerhalb des Standard-Modells (SM). Die klarste Signatur neuer physikalischer Prozesse ist die Produktion neuer schwerer Teilchen.

Zur Suche nach neuen Teilchen wurden in dieser Arbeit alle Ereignisse mit hohen Transversalenergien im H1-Detektor ohne weitere Einschränkungen selektiert. Die Beschränkung auf hohe Transversalenergien ist dadurch motiviert, daß neue Teilchen bei hohen Massen ($M \geq 100$) erwartet werden, wodurch eine hohe Transversalenergie im Detektor deponiert werden sollte. Neue Teilchen mit niedrigen Massen werden durch andere Experimente nahezu ausgeschlossen.

Die Beobachtung möglicher neuer Teilchen im hohen E_T-Bereich fällt auch dadurch leichter, daß die Anzahl der erwarteten Ereignisse aus SM-Prozessen mit zunehmenden E_T stark abfällt.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Kinematische Signaturen für die Produktion schwerer Teilchen

Bei der Analyse von Ereignissen mit hoher Transversalenergie gibt das Impulsspektrum von 2-Körper-Zerfällen[1] eine wichtige Information zur Suche nach neuen Teilchen. Das Impulsspektrum von Teilchen aus 2-Körper-Zerfällen sieht folgendermaßen aus:

$$\frac{dn}{dp_{T,i}} \propto f(sin^{-1}(P_{T,i}/M) * \frac{1}{[1-(\frac{2P_{T,i}}{M})^2]^{1/2}} \tag{2.1}$$

$P_{T,i}$ ist der Transversalimpuls der aus dem Zerfall stammenden Teilchen und M ist die invariante Masse des zerfallenden Teilchens.

Aus dieser Formel folgt, daß die transversale Impulsverteilung der beiden Zerfallsprodukte bei $P_{T,i} = M/2$ ein Maximum besitzt, das zu niedrigerem $P_{T,i}$ stark abfällt. Dieses Maximum wird *Jacobi-Peak* genannt[2] [8].

Durch dieses charakteristische Verhalten der Transversalimpulse der Zerfallsprodukte nach einem 2-Körper-Zerfall ist die Annahme gerechtfertigt, daß neue schwere Teilchen meistens eine hohe Transversalenergie $E_T = \sum_i P_{T,i}$ im Detektor deponieren, da bei sehr vielen neuen Teilchen erwartet wird, daß sie in 2 Teilchen zerfallen.

Hiervon wird in der späteren Analyse Gebrauch gemacht.

Im Falle, daß das zerfallende Teilchen einen Transversalimpuls besitzt z.B. durch QCD-Abstrahlungen höherer Ordnung, verbreitert sich der Jacobi-Peak für die Zerfallsprodukte.

Eine alternative Observable, die insensitiv gegen einen Transversalimpuls des zerfallenden Teilchens ist, ist die transversale Masse M_T, die auch einen scharfen Jacobi-Peak zeigt.

Die Definition der transversalen Masse zweier Teilchen lautet:

[1] Ein 2-Körper-Zerfall beschreibt den Zerfall eines Teilchens in zwei neue Teilchen.

[2] Dieses Maximum kann allein aus reinen Phasenraumbetrachtungen verstanden werden.

Abbildung 2.1: *Impulsspektrum eines 2-Körperzerfalls am Beispiel des W-Boson-Zerfalls in ein eν-Paar dargestellt (UA1-Daten) [8].*

$$M_T^2(1,2) = (|P_{T,1}| + |P_{T,2}|)^2 - (P_{T,1} + P_{T,2})^2 = (P_{T,1} + P_{T,2})^2 \qquad (2.2)$$

Sie ist analog der gesamten invarianten Masse zweier Teilchen gebildet:

$$M^2(1,2) = (P_1 + P_2)^2 \qquad (2.3)$$

Die transversale Massenverteilung für einen 2-Körper-Zerfall sollte bei der Masse des zerfallenden Teilchens einen scharfen Jacobi-Peak bilden, unabhängig vom Transversalimpuls des zerfallenden Teilchens (s. Abb. 2.2) [8].

Diese P_T- und M_T-Spektren, die natürlich nicht unabhängig voneinander sind, werden in der späteren Analyse vor allem bei Ereignissen, die durch einen 2-Körper-Zerfall entstanden sein könnten, untersucht.

2.2 SM-Prozesse bei HERA

Im Standard-Modell werden im wesentlichen Ereignisse mit hohem E_T durch DIS und harte Streuprozesse in der γp-Streuung erzeugt.

Abbildung 2.2: *Transversales Massenspektrum des $e\nu$-Paares beim UA1-Experiment.*

2.2.1 Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung (DIS) koppelt das einlaufende Elektron an ein elektroschwaches Austauschboson, welches die Struktur des Protons analysiert. Die Streuung über Photon/Z_0-Austausch (NC-Streuung) oder $W^{\pm}$-Austausch (CC-Streuung) kann über das im Endzustand nachgewiesene Elektron oder Neutrino unterschieden werden.

Im Quark Parton Modell (QPM) werden diese Prozesse als direkte, elastische Streuung des Elektrons an Quarks im Proton beschrieben. In der störungstheoretischen Entwicklung der QCD entspricht dies dem Prozess niedrigster Ordnung. In Abbildung 2.3 wird dieser Prozess gezeigt.

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung wird durch 2 unabhängige Variabeln vollständig festgelegt. Als Variabeln können die Bjorkenschen Skalenvariabeln

$$x = \frac{Q^2}{2p_p q} = \frac{E_e E_l(1+cos(\theta_l))}{E_p(2E_e - E_l(1-cos\theta_l)} \tag{2.4}$$

$$Q^2 = 2E_e E_l(1+cos\theta_l) = \frac{P_{T,l}^2}{1-y_l} \tag{2.5}$$

$$y = \frac{q * p_p}{p_p * p_e} = 1 - \frac{E_l(1-cos\theta_l)}{2E_e} = \frac{Q^2}{xs} \tag{2.6}$$

Abbildung 2.3: *Diagramme für NC- und CC-Streuung*

gewählt werden. Für die DIS-Streuung über neutrale Ströme können sie allein durch die Energie E_l und den Winkel θ_l des gestreuten Elektrons berechnet werden.

x kann im QPM als Impulsanteil des getroffenen Quarks am Protonimpuls p_p interpretiert werden.

DIS-Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte über neutrale Ströme (NC) und geladene Ströme (CC) hängen eng mit den Strukturfunktionen F_i des Protons zusammen.

1. NC-Streuung $e^{\pm}p \rightarrow$ eX :

$$\frac{d^2\sigma(\gamma + Z_0)}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2}{sx^2y^2}[(1-y+y^2/2)F_2(x,Q^2) - (y^2/2)F_L(x,Q^2) \pm (y-y^2/2)xF_3(x,Q^2)] \tag{2.7}$$

   Die longitudinale Strukturfunktion F_L ist folgendermaßen mit F_1 und F_2 verbunden:

$$F_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2) \tag{2.8}$$

   Für $Q^2 > 1\ GeV^2$ und nicht zu kleinen x ist der Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion F_L klein. Die F_3-Strukturfunktion mißt die paritätsverletzenden Anteile aus dem Z_0-Austausch. Er wird erst bei sehr hohen Q^2-Überträgen ($Q^2 \geq M_Z^2$) signifikant, da der Z_0-Austausch durch die hohe Z_0-Masse im Nenner des Z_0-Propagator-Termes bei kleinen Q^2 sehr stark unterdrückt wird.

2. CC-Streuung $e^{\pm}p \rightarrow \nu$ X:

$$\frac{d^2\sigma(W)}{dxdy} = \frac{G_F^2 * s}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/M_W^2)^2}[(1-y)F_2(x,Q^2) + y^2xF_1(x,Q^2) \pm (y-y^2/2)xF_3(x,Q^2)] \tag{2.9}$$

wobei G_F die Fermi-Kopplungskonstante ist.

Die Wirkungsquerschnitte für NC- und CC-Streuung haben eine sehr ähnliche Struktur. Der NC-Wirkungsquerschnitt durch Photon-Austausch unterscheidet sich vom CC-Wirkungsquerschnitt durch W-Austausch haupsächlich im Propagatortermen.

$$\frac{d^2\sigma(W)}{d^2\sigma(\gamma)} \sim \frac{Q^2}{(Q^2 + M_W^2)2} \tag{2.10}$$

Die schwere W-Masse ist verantwortlich für den "schwachen" CC-Wirkungsquerschnitt bei kleinen Q^2.

2.2.2 Photoproduktion

Bei kleinen Q^2 ist das ausgetauschte Photon fast reell, und die Wechselwirkung kann als Photon-Proton-Streuung verstanden werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^{\pm}$p-Streuung bei kleinen Q^2 ergibt sich dann als Produkt des Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma p}$ für Photon-Proton-Streuung und dem Photonenfluß f_γ des Elektron. Unter Vernachlässigung longitudinal polarisierter Photonen und mit der Weizsäcker-Williams-Näherung erhält man folgenden Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma^{e^{\pm}p}}{dydQ^2} = f_\gamma^T \sigma^{\gamma p} \tag{2.11}$$

mit

$$f_\gamma^T = \frac{\alpha(1+(1-y)^2)}{2\pi y Q^2} \tag{2.12}$$

Photoproduktionsereignisse machen den größten Anteil der ep-Streuung bei HERA aus. Von diesen Ereignissen können nur die sogenannten "harten" Prozesse zu hohen Transversalenergien im Endzustand führen. Als hart werden Prozesse bezeichnet, die einer Parton-Parton-Sreuung entsprechen und sich damit im Rahmen der QCD mit störungstheoretischen Methoden berechnen lassen. So ein Streuprozess erfordert große Impulsüberträge und trägt nur einen kleinen Anteil am gesamten γp-Streuquerschnitt.

Bei den harten Photoproduktionsprozessen wird die Reaktion als Streuung der Partonen im Photon mit den Partonen im Proton verstanden. Diese Prozesse nennt man 'resolved photon' Prozesse.

Die harten Photoproduktionsprozesse enthalten aber auch einen kleinen Anteil an sogenannten 'direct photon' Prozessen, bei denen das Photon punktförmig mit den Partonen des Protons wechselwirkt.

Diese beiden harten γp-Streureaktionen lassen sich durch den hadronischen Photonrest in Rückwärtsrichtung unterscheiden, der nur bei den 'resolved photon' Prozessen auftritt. Ansonsten sind diese beiden Photoproduktionsprozesse durch 2 gestreute Partonen, die sich zu Jets ausbilden, im Detektor gekennzeichnet. Das Elektron wird meistens zu wenig von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt, um detektiert zu werden. In Abbildung 2.4 sind die Feynman-Graphen einiger harter Photoproduktionsprozesse dargestellt.

Abbildung 2.4: *Harte Photoproduktionsprozesse*

2.2.3 Massenbestimmung und die globale Ereignisvariable (E-Pz)

Die invariante Masse von zwei Teilchen mit Viererimpuls P_i ist folgendermaßen definiert:

$$M_{1,2} = (P_1 + P_2)^2 = 2E_1E_2(1 - cos\alpha) = 2P_{T,1}P_{T,2}(cosh(\delta\eta) - cos(\delta\phi)) \tag{2.13}$$

α bezeichnet den Raumwinkel zwischen beiden Teilchen. Die als Pseudorapidität bezeichnete Variable $\eta = -lntan(\theta/2)$ entspricht näherungsweise der Rapidität $y = \frac{1}{2}ln(E + p_z/E - p_z)$. Rapiditätsdifferenzen sind lorentzinvariant.

Die gesamte invariante Masse von aus einem Subprozess auslaufenden Teilchen entspricht genau der im Subprozess zur Verfügung gestandenen Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$.

Für die Schwerpunktsenegie bei DIS-Prozessen gilt:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_{Bj} * s} \tag{2.14}$$

Für Photoproduktionsprozesse gilt:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_e * x_{Bj} * s} \tag{2.15}$$

x_e bezeichnet den Impulsbruchteil des am Subprozess teilnehmenden Partons aus dem Photon am Elektronimpuls.

Eine zur Unterscheidung von γp- und DIS-Prozessen wichtige kinematische Variable erhält man durch Aufsummation von (E-Pz) aller Teilchen im Detektor.

Falls alle Teilchen im Detektor nachgewiesen werden, ergibt der Energieerhaltungssatz $\sum_i(E - Pz) = 55$ GeV, da

$$\sum_{einl. Teilchen} (E - Pz) = (E_e - (-E_e)) + (E_P - E_P) = 2E_e = 55GeV \qquad (2.16)$$

Für DIS-Prozesse ist dies annähernd gültig, da der Energieverlust in Vorwärtsrichtung durch den Protonrest für diese Formel vernachlässigbar ist.

Für γp-Prozesse liegt der (E-Pz)-Wert meistens zwischen 10 und 40 GeV. Die "fehlende" Energie wird durch das in Rückwärtsrichtung in der Strahlröhre verschwindende Elektron weggetragen.

Durch diese unterschiedliche (E-Pz)-Verteilung der γp- und DIS-Prozesse ergibt sich ein rein kinematische Möglichkeit zur Trennung dieser Streuprozesse.

2.2.4 Weitere SM-Prozesse mit hohen Transversalimpulsen

Außer den bei HERA dominierenden DIS- und γp-Prozessen gibt es noch einige weitere sehr interessante Prozesse, die zu hohen Transversalenergien im Detektor führen können.

1. Direkte W/Z-Produktion :

   In Abbildung 2.5 werden die drei dominierenden Prozesse für direkte W-Produktion gezeigt. Aus dem Prozess mit direkter γ/W-Kopplung kann die Kopplungsstärke von Photonen an W-Bosonen bestimmt werden. Dies war bisher nicht möglich.

   Das erzeugte W-Boson kann in verschieden Kanäle zerfallen. Es kann rein leptonisch in Elektron/Neutrino- und Myon/Neutrino-Paare zerfallen oder in Quark/Antiquark-Paare.

   W-Bosonen werden überwiegend mit kleinen Transversalimpulsen und kleinem Viereimpulsübertrag Q^2 erzeugt.

2. 2-Photon-Prozesse:

   Bei diesen Prozesse streuen quasireelle Photonen, die vom Proton und Elektron abgestrahlt werden, aneinander und können elastisch oder inelastisch 2 Leptonen zusätzlich im Endzustand erzeugen. Das Elektron wird in den meisten Fällen zu wenig gestreut, um detektiert zu werden [2].

2.3 Exotische Prozesse

Die Suche nach neuer Physik bei HERA kann in 4 Bereiche eingeteilt werden.

1. Direkte Produktion neuer Teilchen

Abbildung 2.5: *Direkte W-Produktion. Der totale Wirkungsquerschnitt für direkte W-Produktion ist sehr klein ($\sigma_{tot} \leq 1$ pb) [4].*

Abbildung 2.6: *2-Photon-Prozesse: a) $\gamma\gamma$ elastisch, b) $\gamma\gamma$ inelastisch*

Eine einzigartige Möglichkeit bei HERA neue Teilchen zu entdecken, sind Resonanzerhöhungen im s-Kanal des Elektron-Quark-Systems. s ist dabei eine der Mandelstammvariabeln und beschreibt die quadrierte Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ der beiden am Prozess teilnehmenden Partonen.

Kandidaten für solche Resonanzerhöhungen im s-Kanal sind Leptoquarks, die z.B. in Supersymmetrischen Modellen vorhergesagt werden.

Leptoquarks sind farbgeladene Bosonen (Farbtripletts mit Spin=0,1,..) die sowohl Lepton- als auch Baryon-Quantenzahlen tragen. Leptoquarks, die in eq-Paare zerfallen, haben die gleiche Ereignistopologie wie tiefinelastische Streuung über neutrale Ströme. Daneben gibt es auch Zerfälle in νq-Paare.

Abbildung 2.7: *Leptoquark-Erzeugung*

Ein Leptoquark-Signal kann in der x-Verteilung von DIS-Ereignissen als eine Resonanz bei $x = M_{LQ}^2/s$ erkannt werden. Es gilt für die Schwerpunktsenergie im s-Kanal, mit P_e und P_q als Viererimpulse des Elektrons und Quarks:

$$\hat{s} = (P_e + P_q)^2 = (P_e + xP_p)^2 = M_{LQ}^2 \sim s * x \tag{2.17}$$

Für die Masse des Leptoquarks ergibt sich somit

$$M_{LQ} = \sqrt{x * s} \tag{2.18}$$

Die Masse des Leptoquarks kann aus der Elektronenergie und Winkel bestimmt werden.

Abhängig von ihrem Spin unterscheiden sich Leptoquarks durch ihre y-Verteilung vom DIS-Untergrund. Für DIS-Ereignisse fällt bei festem x der Wirkungsquerschnitt mit $1/y^2$ ab. Für skalare Leptoquarks ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von y und für vektorielle Leptoquarks erwartet man eine $(1-y)^2$ Abhängigkeit.

Um Leptoquarks zu erkennen sucht man zunächst nach DIS-ähnlichen Ereignissen bei hoher Masse (hohem x) und hohem y und trennt sie dann statistisch vom SM-DIS-Untergrund.

2. Erzeugung einzelner neuer Fermionen

   Bei HERA können neue schwere Fermionen oder auch angeregte Leptonen einzeln im t-Kanal[3] mittels Austauschbosonen produziert werden. Speziell von Supersymmetrischen Modellen werden schwere Majorana-Neutrinos vorhergesagt, die rechtshändig koppeln können. Weitere Beispiele sind schwere angeregte Neutrinos oder Elektronen, die in Compositness Modellen auftauchen. Als Beispiel wird in Abbildung 2.8 die Produktion und der Zerfall eines schweren Majorana-Neutrinos gezeigt.

   Abbildung 2.8: *Erzeugung und Zerfall eines schweren Majorana-Neutrinos N.*

   Ein schweres Neutrino zerfällt hauptsächlich in ein W-Boson und Elektron. Der mögliche Zerfall in ein Z_0-Boson und (fast) masseloses Neutrino wird allein schon durch die höhere Masse des Z_0 unterdrückt. Im Zerfallskanal $W \rightarrow qq^-$ können schwere Neutrinos durch eine Anhäufung von Ereignissen bei der invarianten 2-Jet-Masse $M_{2Jet} = (P_{jet1} + P_{jet2})^2$ und bei fester invarianter (Elektron+2Jet)-Masse $M_{e+2jet} = (P_e + P_{jet1} + P_{jet2})^2$, die der schweren Neutrino-Masse entspricht, erkannt werden.

   Da Majorana-Neutrinos die Leptonzahlerhaltung des SM verletzen können, ist es auch möglich sie über die Teilchenart des auslaufenden Leptons zu identifizieren (z.B. e^- anstatt e^+). Dies wäre zusammen mit der Massenrekonstruktion eine deutliche Signatur für Majorana-Neutrinos.

3. Virtueller Beitrag neuer Teilchen zur Streuung

   Die Entdeckung neuer Teilchen durch Massenpeaks (z.B. Leptoquarks) oder der Produktion neuer Fermionen mit anschließendem charakteristischem Zerfall bietet die beste Möglichkeit unzweifelhafter Signale neuer Physik. Diese direkte Suche nach neuen

[3] t ist eine weitere Mandelstammvariabel, die dem übertragenen Viererimpuls vom einlaufenden Teilchen auf das auslaufende Teilchen entspricht. $t = (P_e - P_{ausl.Teil.})$

Teilchen ist aber durch die maximal zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie bei HERA beschränkt.

Ein sehr viel größerer Massenbereich kann durch die Analyse von virtuellen Beiträgen neuer Teilchen zur ep-Streuung erreicht werden. Dies geschieht durch die Hinzunahme neuer Kontaktwechselwirkungsterme zur SM-Lagrangedichte.

Für das Matrixelement der ep-Streuung bedeutet dies folgendes: Zu den Termen der Streuung über Photon/W/Z-Austausch des SM wird ein neuer Term für den Austausch eines neuen Teilchens hinzugefügt.

Im Wirkungsquerschnitt macht sich der neue Beitrag hauptsächlich durch den Interferenzterm bemerkbar, da der quadratische Beitrag des neuen Teilchens durch die hohe Masse im Propagatorterm stark unterdrückt wird.

$$\sigma_{tot} \propto |M^2| \propto \sigma^2_{\gamma,W,Z} + 2\sigma_{\gamma,W,Z}\sigma_X + \sigma^2_X \tag{2.19}$$

Daher können sich neue Teilchen auch über allgemeine Abweichungen im Q^2-Spektrum der gemessenen Ereignisse bemekbar machen.

4. Paar-Produktion neuer Teilchen

   Teilchen die eine neue erhaltene Quantenzahl tragen, können nur in Paaren erzeugt werden. Kandidaten dafür wären Supersymmetrische Teilchen. Da in der folgenden Analyse diese Teilchen keine Rolle mehr spielen, wird hier nicht näher darauf eingegangen.

Kapitel 3

Der H1-Detektor

3.1 Aufbau des H1-Detektors

Eine umfassende Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [1]. Hier soll kurz auf die für die vorliegende Arbeit wesentlichen Detektorkomponenten eingegangen werden.

Den H1-Detektor in einer Übersicht zeigt Abb. 3.1. Durch die Mitte des Detektors verläuft von rechts oben nach links unten das Strahlrohr $\boxed{1}$. Die Protonen kommen von rechts oben, die Elektronen entgegengesetzt von links unten in den Detektor.

Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien der Elektronen und Protonen in HERA ist das e^-p-Schwerpunktssystem in Richtung der Protonen Lorentz-geboostet. Deshalb wurde der H1-Detektor asymmetrisch mit aufwendigerer Instrumentierung und feinerer Auflösung in Protonenrichtung ausgelegt.

Das Koordinatensystem in H1 wird von der Richtung des Protonenstrahls bestimmt: Die z-Achse verläuft in der Mitte des Strahlrohrs in Protonrichtung, d.h. Protonen laufen in „Vorwärtsrichtung“ (positive z-Richtung) und Elektronen dementsprechend in „Rückwärtsrichtung“ (negative z-Richtung).

Der H1-Detektor ist in verschiedene Komponenten untergliedert, die sich in Schichten um den Wechselwirkungspunkt gruppieren. Innen befindet sich ein Kammersystem zur Spurerkennung, darauf folgt das Kalorimeter zur Energiemessung und anschließend die supraleitende Magnetspule und ganz außen das Myonsystem. Im folgenden werden die wesentlichen Komponenten beschrieben.

Das Spurkammersystem dient im Zusammenwirken mit dem Magnetfeld der Messung der Impulse geladener Teilchen im Detektor. Es besteht aus zwei großen *zentralen Driftkammern* $\boxed{2}$ mit den Radien 20 bis 45 cm und 53 bis 85 cm, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Sie decken den Polarwinkel $25° < \Theta < 45°$ ab. Zwischen den beiden zentralen Driftkammern und zwischen Vertex und innerer Driftkammer befinden sich je zwei Proportionalkammern mit Drähten in longitudinaler und azimutaler Ausrichtung. Sie dienen der genaueren Vertexrekonstruktion.

Das *Vorwärtsspurkammersystem* $\boxed{3}$ besteht aus drei hintereinander in z angeordneten

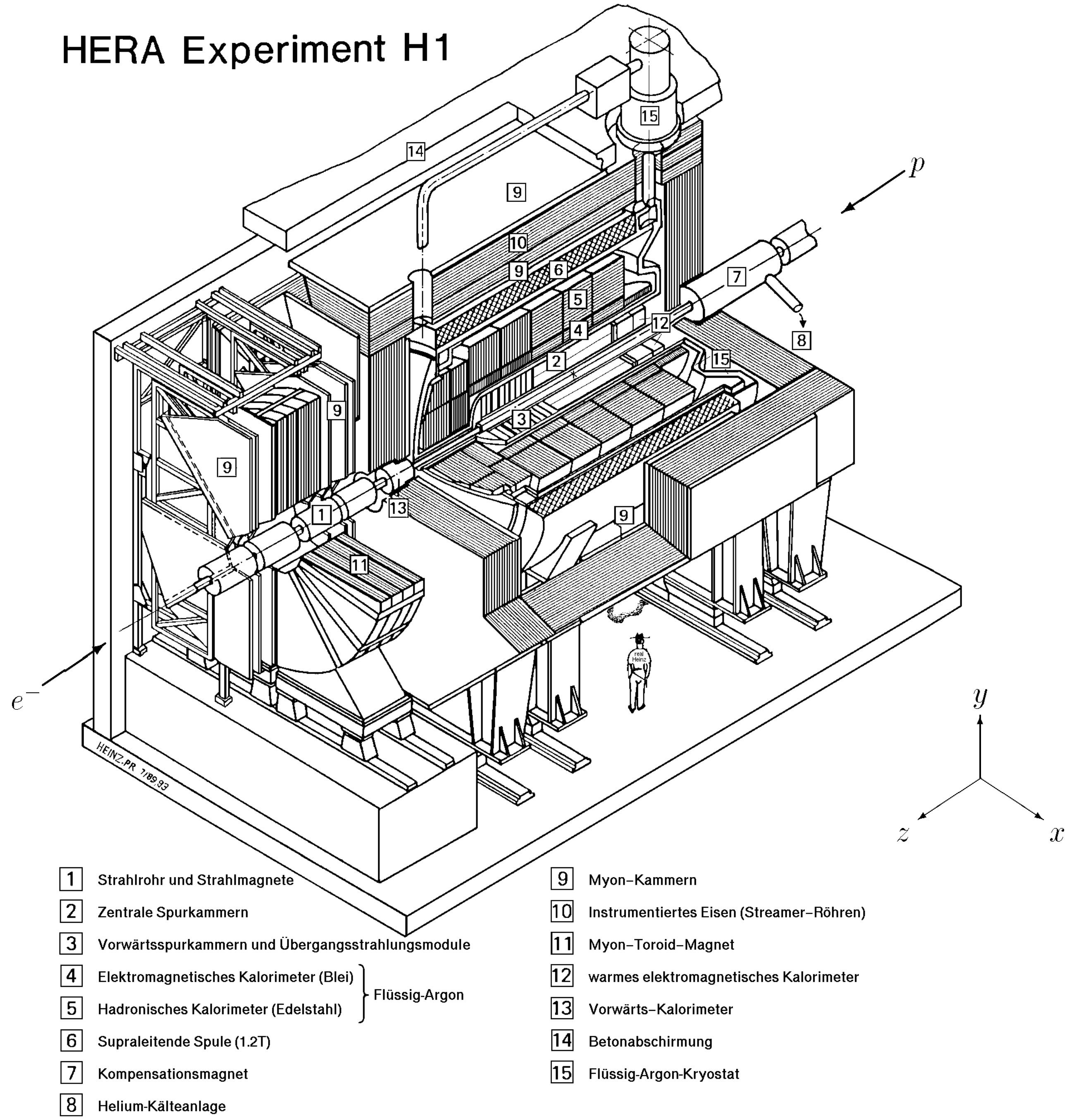


Abbildung 3.1: Die Komponenten des H1-Detektors

Modulen zu je drei Proportionalkammern und einem Übergangsstrahlungsdetektor und überdeckt den Polarwinkelbereich $7° < \Theta < 25°$. Die Drahtlagen der drei Proportionalkammern eines Moduls sind verschieden ausgerichtet, um eine bessere Ortsauflösung zu gewinnen.
Im Rückwärtsbereich wird das System durch eine einfache Proportionalkammer (Backward Proportional Chamber *BPC*) im Winkelbereich $155° < \Theta < 175°$ ergänzt.

Die supraleitende Spule $\boxed{6}$ mit einem Durchmesser von 6 m erzeugt ein homogenes Magnetfeld von ca. 1.2 Tesla in z-Richtung, um in den Spurkammern die Impulsmessung geladener Teilchen in der r-φ-Ebene zu ermöglichen.

Das Kalorimetersystem umgibt die Spurkammern und dient zur Messung der Energie ionisierender Teilchen. Es untergliedert sich in das *Flüssigargonkalorimeter* im Zentral- und Vorwärtsbereich ($4° < \Theta < 153°$) und das „warme" *elektromagnetische Rückwärtskalorimeter* $\boxed{12}$ im Rückwärtsbereich ($154° < \Theta < 177°$).
Das Flüssigargon-Sampling-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußerem hadronischen Teil. Das innere *elektromagnetische Kalorimeter* $\boxed{4}$ mißt primär die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wie Photonen, Elektronen und Positronen. In den Kalorimeterzellen mit einer ortsabhängigen Granularität von 10 bis 100 cm^2 werden Bleiplatten in einer Tiefe von 20 bis 30 elektromagnetischen Strahlungslängen als Absorbermaterial genutzt. Die typische Energieauflösung liegt bei $\sim 12\%/\sqrt{E_e}$ mit der Elektronenenergie E_e in GeV. Das äußere *hadronische Kalorimeter* $\boxed{5}$ dient der Messung der Energien von Hadronen. Es ist in Zellen einer Granularität von 50 bis 100 cm^2 aufgeteilt und nutzt Stahlplatten als Absorber. Bei einer Tiefe von 4 bis (maximal) 8.5 hadronischen Wechselwirkungslängen erreicht es eine Energieauflösung von $\sim 50\%/\sqrt{E_h}$ mit der Energie E_h in GeV.
Aufgrund der Nutzung der stabilen Flüssigargontechnik für das Hauptkalorimeter ist die Anordnung des Kalorimeters in einem *Kryostaten* $\boxed{15}$ erforderlich. Details des lAr-Kalorimeters können [9] entnommen werden.
Nicht im Kryostaten enthalten ist das *elektromagnetische Rückwärtskalorimeter* (BEMC)$\boxed{12}$. Es besteht aus Blei-Szintillator-Zellen von 16x16 cm^2 und hat eine Dicke von 22.5 elektromagnetischen Strahlungslängen ($\sim$ 1 hadronischen Wechselwirkungslänge). Dadurch eignet es sich nicht zur genauen Messung hadronischer Energien.

Das gesamte Kalorimetersystem und die supraleitende Spule wird von dem *instrumentierten Eisenjoch* $\boxed{10}$ umschlossen. Das Eisenjoch dient zur Rückführung des Magnetfeldes und ist mit Streamer-Röhren ausgestattet, um aus dem lAr-Kalorimeter entweichende hadronische Energie zu messen oder Myonen zu erkennen. Desweiteren gibt es im Vorwärtsbereich noch ein *Myonspektrometer* $\boxed{11}$ und ein kleines *Vorwärtskalorimeter* $\boxed{13}$ um die Strahlröhre.

3.1.1 Das Luminositätssystem

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Meßsystems von H1 ist das Luminositätssystem, welches in H1-Rückwärtsrichtung außerhalb des Detektors im HERA-Tunnel angeordnet ist. Es detektiert unter kleinen Winkeln abgestrahlte Bremsstrahlungsphotonen und gestreute Elektronen mit 10^{-8} GeV^2 $< Q^2 <$ 10^{-2} GeV^2. Sein Hauptzweck besteht in der Bestimmung der Luminosität durch den Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow ep\gamma$, dessen Wechselwirkungsquerschnitt nach Bethe-Heitler genau berechenbar ist.

Das Luminositätssystem ist aus zwei Kristallkalorimetern, dem Photonendetektor und dem Kleinwinkel-Elektronen-Detektor (e-Tagger) aufgebaut. Beide Detektoren haben eine Dicke von $\sim$ 21 elektromagnetischen Strahlungslängen und eine Energieauflösung von $10\%/\sqrt{E_e}$ (mit E_e in GeV).

Während Photondetektor und Elektron-Tagger zur Luminositätsmessung in Koinzidenz betrieben werden, können durch die Messung eines Elektrons im Elektronen-Tagger in Antikoinzidenz zum Photondetektor quasireelle Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 0.01$ GeV^2 selektiert werden. Dabei liegt das Energieakzeptanzfenster des Elektronentaggers bei ca. 7 GeV $< E_e <$ 20 GeV, was die verfügbare Photonenergie auf den Bereich von ca. $0.2 < y < 0.8$ beschränkt.

3.1.2 Trigger

Die Strahlbedingungen an HERA mit einem Bunchabfolgeintervall von 96 ns stellen hohe Anforderungen an den Detektor. Innerhalb kürzestmöglicher Zeit muß die Entscheidung getroffen werden, ob ein Ereignis potentiell physikalisch interessant ist oder ob es verworfen werden kann. Zusätzlich wird ausgenutzt, daß es nur selten (im Mittel alle 10^3 Bunchkollisionen) zu Streuungen kommt. Der dominante Anteil ist außerdem Untergrund, der zum Teil mittels sehr einfacher geometrischer Bedingungen zurückgewiesen werden kann. Die Auswahl potentiell interessanter Ereignisse wird mit Hilfe sogenannter „*Trigger*“ bewerkstelligt. Ein Trigger wird gesetzt, wenn ein bestimmter Katalog von festgelegten Bedingungen erfüllt ist. Trigger können – je nach Abfrage – als Signal oder Veto benutzt werden.

H1 nutzt ein vierstufiges Triggerkonzept, welches eine mit jeder Stufe steigende Komplexität erlaubt. Mit steigender Komplexität der Triggerbedingungen wird aber auch die Verarbeitungszeit pro Ereignis länger und somit der Rate der verarbeitbaren Ereignisse pro Zeit mit jeder Stufe geringer. 1994 konnten nur die erste und die vierte Triggerstufe genutzt werden. Die Stufen 2 und 3 werden notwendiger, je mehr sich HERA an seine geplante Luminosität von $1.5 \cdot 10^{-31}$ cm^{-2} s^{-1} annähert und sich somit die Ereignisrate erhöht.

Die Triggerstufe 1 (L1) besteht aus den verschiedenen Triggerelementen der einzelnen Subdetektoren, die mit einfachen logischen Verknüpfungen zu sogenannten Subtriggern kombiniert werden können. Bis die Triggerentscheidung nach 2.4 μs, was einer Zeit von weiteren 10 Bunchbegegnungen entspricht, vorliegt, puffern alle Subdetektoren die Ereignisinformation in Pipelines. Die Pipelines werden bei positiver Triggerentscheidung gestoppt und ausgelesen. Begrenzt ist die Rate der ersten Stufe durch die Eingangsrate der vierten Stufe, die bei

50 Hz liegt. Zusätzlich kann in der ersten Triggerstufe die Rate häufig auftretender Triggerkombinationen heruntergesetzt werden (engl: *Prescaling*), um die Gesamtrate in akzeptablen Rahmen zu halten.

Die vierte Triggerstufe (L4) besteht aus einer sogenannten Filterfarm aus leistungsfähigen Prozessoren, die in Echtzeit eine weitgehende Rekonstruktion der Ereignisse durchführen. Dadurch wird die Anwendung komplexer Kriterien (auch physikalischer Art) zur Ereignisfilterung und Untergrundreduktion ermöglicht.

Folgende Elemente der ersten Triggerstufe werden kurz beschrieben.

lAr-Trigger: Wird Energie oberhalb eines gewissen Schwellenwertes im Flüssigargonkalorimeter deponiert, so spricht der lAr-Trigger an. Das Flüssigargonkalorimeter wird zur Ermittelung des gewichteten Energiewertes in 23x32 auf den Vertex zeigende Triggertürme aufgeteilt. In diesen Triggertürmen werden die Energien separat summiert und anschliessend positionsabhängig gewichtet für alle Triggertürme oberhalb einer gewissen Energieschwelle zur Gesamtenergie aufaddiert. Die Schwellen der einzelnen Triggertürme dienen zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen und sind einzeln an die jeweiligen Triggertürme angepaßt. Typischerweise werden Triggerelemente mit niedrigen Schwellen zur Rauschunterdrückung in Koinzidenz mit einer Spurbedingung als Subtrigger genutzt. Es gibt verschiedene resultierende Triggerelemente des Flüssigargon-Triggers mit jeweils unterschiedlichen Schwellen und Gewichten.

z**-Vertex-Trigger:** Dieser Trigger dient zur Unterdrückung von Ereignissen mit Wechselwirkungspunkt weit außerhalb der nominellen Wechselwirkungszone. Aus den Signalen von vier Lagen der zentralen bzw. ersten vorderen Proportionalkammer werden alle möglichen Spurkombinationen gebildet und die z-Position der möglichen Vertizes (Schnittpunkte mit der z-Achse) in ein Histogramm gefüllt. Zeigt dieses Histogramm eine Anhäufung von möglichen Vertexpositionen an einer Stelle, löst dies das Triggerelement aus. Es stehen zwei unterschiedliche Signifikanzschwellen zur Verfügung.

Spur-t_0-Trigger: Durch einen einzelnen Eintrag im z-Vertex-Histogramm wird der Spur-t_0-Trigger ausgelöst. Aufgrund dieser schwachen Triggerbedingung wird er hauptsächlich zusammen mit anderen Triggerelementen genutzt. Die Bezeichnung t_0 trägt dieser Trigger, da er zur Bestimmung des möglichen Wechselwirkungszeitpunkts t_0 genutzt werden kann.

3.1.3 L5-Ereignisklassifikation

Von der vierten Triggerstufe akzeptierte Daten werden auf Magnetbändern zwischengespeichert und anschließend in Quasi-Echtzeit vollständig rekonstruiert und nach möglichen physikalischen Prozessen klassifiziert. Archiviert werden alle klassifizierten Ereignisse auf sogenannten POT-Bändern (Production Output Tapes), die restlichen werden verworfen. Eine Auswahl mit strengeren Selektionskriterien für die Ereignisklassen wird als DST (Data Summary Tape) für die Physik-Analysen zur Verfügung gestellt.

Kapitel 4

Datenselektion

4.1 Einleitung

Das Ziel der Datenselektion ist ein allgemeines untergrundfreies "High E_T"-Datensample aller e^+p-Ereignisse die 1994 von H1 registriert wurden. Um Ereignisse zu selektieren, die auf Partonebene eine hohe transversale Energie erzeugt haben, wurde nach der Reinigung der Daten ein in E_T und $P_{T,miss}$ symmetrischer Schnitt eingeführt.

Im folgenden ist die transversale Gesamtenergie E_T durch das skalare Aufsummieren aller Kalorimeter-Cluster (RCLU-Bank) definiert.

$$E_T = \sum_i |P_{T,i}| \tag{4.1}$$

$P_{T,miss}$ ist durch die vektorielle Summation aller Kalorimeter-Cluster (RCLU-Bank) definiert.

$$P_{T,miss} = \sqrt{\sum P_{x,i}^2 + \sum P_{y,i}^2} \tag{4.2}$$

Diese Variable gibt den zum Ausgleich der transversalen Impulsbilanz fehlenden Transversalimpuls an.

4.2 Basisdatensatz

Für diese Analyse wurden die Positron-Daten von 1994 benutzt. Die Luminosität entspricht $2.8pb^{-1}$. Es wurden nur Positron-runs selektiert,bei denen die Luminositätsberechnung nicht durch technische Probleme beeinträchtigt war.

Die Selektion der Daten für diese Analyse beruht auf folgenden Ereignisklassen des L5-Klassifizierungsschema:

1. High E_T-Klasse : (Klasse 20)

   In diese Klasse fallen Ereignisse, die mindestens 20 Gev summierte transversale Energie im gesamten Kalorimeter-System besitzen. Für Ereignisse mit über 4 Gev Energie im Elektron-Tagger, wird eine Transversalenergie von 10 Gev im Kalorimeter verlangt.

Die selektierten Ereignisse dieser Klasse werden über 95 % aller später selektierten Ereignisse ausmachen.

2. High Q^2-Klasse (NC-Streuung): (Klasse 9)

   (a) $P_{T,miss} < 40$ Gev

   (b) Elektromagnetischer Cluster mit $P_T > 5$ Gev (Elektromagnetischer Anteil des Clusters größer gleich 0.5)

   (c) Eine gute Spur, die in der CJKR oder FTKR eine Mindestlänge von 10 cm und ein DCA (Distance of Closest Approach) zum nominellen run-Vertex von kleiner als 5 cm erfüllen muß.

3. Electroweak-Klasse : (Klasse 8)

   (a) $P_{T,miss} > 10$ Gev im Ereignis, oder ein Cluster, der dem Ereignis ein $P_{T,miss} > 10$ Gev verleiht, wenn er der Berechnung von $P_{T,miss}$ nicht eingerechnet wird (CC- und NC-Kandidaten).

   (b) 1 gute Spur (s.o.)

4.3 Untergrund-Reduzierung

Die für diese High E_T-Selektion wichtigsten Untergrund-Quellen sind :

1. Kosmische Myonen :

   Kosmische Myonen aus der Höhenstrahlung können durch Aufschauern viel Energie im Kalorimeter des Detektors deponieren und entweder selbst oder durch Sekundärteilchen aus dem Schauer einen Vertex in der Strahlröhre vortäuschen.

   Durch die langen Integrationszeiten des LAr-Kalorimeters bei der Ladungssammlung können kosmische Myonen nicht durch Vergleich der Zeitmessung des Kalorimeters mit dem nominellen Bunch-crossing Zeitpunkt getrennt werden. Dies ist ein spezifisches Problem des H1-Detektors.

   Kosmische Myon-Ereignisse sind durch ein hohes $P_{T,miss}$ gekennzeichnet,da der erste gebildete Schauer des Myons äußerst selten durch einen zweiten Schauer in P_T balanciert wird.

   Weiterhin gibt es sogenannte "Overlay"-Ereignisse, bei denen ein echtes ep-Kollisionsereignis von einem kosmischen Myon-Ereignis überlagert wird. Diese Ereignisse sind sehr schwer herauszufiltern.

   Die Reduzierung von kosmischen Myonen aus dem Datensample geschieht durch ein Spurkriterium und durch Vergleich der Energietopologien von kosmischen Myonen und Ereignissen aus ep-Kollisionen.

- Spurkriterium :

  Kosmische Myonen werden durch 2 gegenüberliegende Spuren mit entgegengesetzter Ladung in der CJC erkannt.

- Topologisches Energiekriterium :

  Da das Spurenkriterium nur kosmische Myonen innerhalb der Winkelakzeptanz der CJC finden kann, wurde noch ein topologisches Energiekriterium zur Identifizierung kosmischer Myonen benutzt [3].

  Dieses Kriterium identifiziert kosmische Myonen, die durch Aufschauern viel Energie im Lar-Kalorimeter oder im Tail-Catcher deponiert haben, allein durch signifikante topologische Energieverteilungen. Sie benutzt keinerlei Spurinformationen. Die Routine wurde ursprünglich zur Erkennung kosmischer Myonen in DIS-Ereignissen konzipiert. Die Reinheit, die angibt wieviele der eingestuften kosmischen Myonen wirklichen kosmischen Myon-Ereignissen entsprechen,liegt bei DIS-Kandidaten-Samples zwischen 99 und 100%. Für Photoproduktionsereignisse wurde die Reinheit, mit Hilfe eines e^--Datensamples aus der 1. Hälfte dieses Jahres, zu 85% bestimmt.

2. Halo-Myonen :

   Halo-Myonen entstehen bei der Wechselwirkung der Strahlprotonen mit Gas- oder Strahlrohratomen außerhalb des Detektors. Die Wechselwirkung von Strahlelektronen mit Gas- oder Strahlrohratomen kann wegen der niedrigen Schwerpunktsenergie vernachlässigt werden. Die entstandenen Halomyonen fliegen aufgrund des Lorentzboostes parallel zur Protonstrahlrichtung. Sie können im Detektor große Energien deponieren,wenn sie längs durch das Lar-Kalorimeter fliegen, und durch sekundär erzeugte Teilchen einen Vertex im Strahlrohr vortäuschen. Die Halomyonen werden durch in der r-ϕ-Ebene lokalisierte Energiedepositionen entlang der z-Achse gefunden.

3. "Beam-Gas"- + "Beam-Wall"-Untergrund :

   Dieser Untergrund entsteht bei Zusammenstößen der Strahlprotonen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder an Atomen der Kollimatoren innerhalb des Detektors. Es werden viele aus der Protonstrahlrichtung kommende Spuren produziert. Dieser Untergrund kann nur im untersten E_T-Bereich dieser Analyse zur Selektion beitragen, da die maximal zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie für diese Streuung ca 40 Gev beträgt[1].

   Zur Reduzierung verbleibender Beam-Gas-Ereignisse werden die Spurenanzahl und deren Richtung in den Spurkammern analysiert.

4. Kohärentes Rauschen :

[1] Bei einem ruhenden Nukleon ergibt sich für die maximale Schwerpunktsenergie der betrachteten Streuung: $\sqrt{s} = \sqrt{2E_1 m_2} = \sqrt{2 * 820Gev * M_{Nukleon}} = 40$ Gev

Elektronisches kohärentes Rauschen im Kalorimeter, das zeitweise auf Grund von Elektronikproblemen auftritt, wird durch eine Mustererkennung von Kalorimeterzellen unterdrückt.

4.4 Trigger

Für die Datenselektion dieser Analyse wurde keine Auswahl an Subtriggern verlangt.

4.5 Physikalische Schnitte

Folgende Schnitte stellen physikalische Mindestanforderungen an die selektierten Ereignisse. Dadurch werden weitere Untergrundereignisse und einige Ereignisse, bei denen es keinen Vertex gibt oder Energie-Impuls-Erhaltung nicht mit ep-Reaktionen kompatibel ist, verworfen.

- Existenz eines rekonstruierten z-Vertex ("zvtx"), aufgrund mindestens einer rekonstruierten Spur.

- zvtx< $|50|$ cm

  Diese Beschränkung auf den nominellen Wechselwirkungsbereich der ep-Kollisionen, verwirft restliche Beam-Gas Ereignisse und kosmische- bzw. Halo-Myonen, die entlang der ganzen Strahlachse Vertices vortäuschen können.

- $(E - Pz) < 70$ Gev

  Damit werden wieder Untergrundereignisse verworfen und Ereignisse mit Fehlmessungen der Energien in den Kalorimetern.

4.6 High E_T-Selektion

Um ein allgemeines High E_T-Datensample zu erhalten, wurde folgender Schnitt eingeführt :

$$\mathbf{E_T + P_{T,miss} > 40 Gev} \tag{4.3}$$

Der Schnitt auf E_T ist durch das Ziel dieser Arbeit motiviert, einer allgemeinen Suche nach neuen Prozessen außerhalb des SM bei hohem E_T (s. Abb. 2.1).

Durch die Berücksichtigung des fehlenden Transversalimpulses ($P_{T,miss}$) im Ereignis werden auch Prozesse selektiert, bei denen durch entstandene Neutrinos und Myonen ursprünglich im Subprozess erzeugte Transversalenergie im Detektor nicht nachgewiesen werden konnte. Neutrinos wechselwirken nur äußerst selten mit Materie und geben deshalb keine Energie im Detektor ab. Bei Myonen wird nur ein Bruchteil der Energie im Detektor abgegeben. Beispiele für durch fehlenden Transversalimpuls im Ereignis gekennzeichnete Prozesse sind tiefinelastische Streuungen über geladene Ströme (CC-Streuung), bei denen ein Neutrino im Endzustand entsteht, und direkte W-Produktion mit anschließendem leptonischen

Zerfall.Nicht zuletzt gibt es genügend exotische Prozesse, bei denen Neutrinos oder Myonen entstehen sollten.

Durch diesen in E_T und $P_{T,misss}$ symmetrischen Schnitt sollen alle Ereignisse selektiert werden, deren im Subprozess erzeugtes E_T größer 40 Gev ist.

Ein Vorteil dieses Selektionsschnittes ist, daß die Datenselektion an der Selektionsschwelle unabhängig von Fluktuationen der Energiemessung einzelner Teilchen ist. Eine zu niedrige Messung der transversalen Energie eines Teilchens verursacht ein höheren fehlenden Transversalimpuls.

Nach allen Selektionsschnitten bleiben 49583 Ereignisse der Positron-Datennahmeperiode für 1994 übrig.

In Abbildung 4.1 werden diese Ereignisse in der $P_{T,miss}$-E_T-Ebene gezeigt. Da immer per Definition $E_T \geq P_{T,miss}$ gilt, liegen alle Ereignisse in der linken oberen Hälfte der Korrelationsverteilung. Der High E_T-Schnitt ist durch die Lücke bei kleinen E_T und $P_{T,miss}$ sichtbar. Man sieht,daß nur Ereignisse in dieser Selektion berücksichtigt werden, die mindestens ein E_T von 20 Gev im Kalorimeter besitzen.

2 Populationen sind in Abbildung 4.1 zu erkennen. Einmal gibt es ein Band von Ereignissen bei kleinen $P_{T,miss}$-Werten, das mit höheren E_T-Werten langsam ausstirbt. Bei $E_T = 190$ Gev und $P_{T,miss} \sim 0$ sind zwei Ereignisse zu erkennen, die sich als die zwei physikalischen Ereignisse mit höchstem E_T herausstellen werden. In der Region mit kleinen $P_{T,miss}$-Werten erwartet man die in P_T balancierten DIS- und Photoproduktions- Ereignisse. Das 2. Band ist bei steigenden $P_{T,miss}$ sichtbar und enthält hauptsächlich kosmische- und Halo-Myon-Ereignisse, die sich durch hohes $P_{T,miss}$ auszeichnen. Einige Ereignisse in diesem Band sollten DIS-Streuung über geladene Ströme entsprechen.

/usr/people/kaufmann/h1phan/plots/hd2alldataetmiss.eps

Abbildung 4.1: *Selektiertes High E_T-Datensample mit 50000 Ereignissen !*

Kapitel 5

Globale Verteilungen

Als erstes sollen in diesem Kapitel wichtige globale Verteilungen der selektierten Ereignisse gezeigt werden.

Abbildung 5.1 zeigt die Verteilungen der Größen zvtx, E-Pz, E_{Tagger}, $P_{T,miss}$ und E_T aller Ereignisse. Diese Verteilungen dienen der Kontrolle der Datenselektion und natürlich vor allem bei $P_{T,miss}$ und E_T einem ersten physikalischen Überblick. Der im Rahmen dieser Arbeit naheliegende Vergleich der E_T- und $P_{T,miss}$-Verteilung mit dem SM, konnte noch nicht geleistet werden, da es bei H1 noch keinen vollstaendigen Satz von Monte Carli gibt, die diesen hohen E_T Bereich ausreichend beschreiben könnten. Dieses Vorhaben setzt ein vollständiges Verständnis aller möglichen physikalischer Prozesse bei HERA, die zu einem hohen E_T führen können voraus.

Die Verteilung der z-Koordinate der Vertices aller selektierten Ereignisse zeigt das erwartete Maximum um den von der HERA-Maschine vorgegebenen Wechselwirkungspunkt der Positronen und Protonen im H1-Detektor. Die Länge der Proton-Bunche ($\sim$ 40 cm) führt zu einer nominellen Länge der Wechselwirkungszone von ca. $\sigma \sim 10$ cm, was in der Verteilung reproduziert wird. Die schmale Anhäufung von Ereignissen bei $zvtx = 0$ entspricht Ereignissen, die durch andere Vertex-Kriterien, als die für diese Verteilung benutzten (KVER-Bank), in die Selektion gefallen sind. Die leichte Erhöhung von Ereignissen im Bereich von $-40 < zvtx < -20$ cm ist durch "Beam-gas"-Ereignisse zu erklären. Sie tauchen nicht symmetrisch in der Verteilung auf, da die im vorderen Bereich des Detektors entstandenen "Beam-gas"-Ereignisse nicht mehr genug Energie im Kalorimeter deponieren können, um selektiert zu werden.

Die (E-Pz)-Verteilung zeigt ein Maximum bei 55 Gev, wie man ihn aus DIS-Streuung mit neutralen Strömen erwartet. Die Photoproduktionsereignisse entsprechen der von $(E-Pz) =$ 10 GeV bis $(E-Pz) = 40$ GeV abfallenden Kurve (siehe Theorie). Das Maximum bei sehr kleinen (E-Pz)-Werten entspricht zum Teil restlichen Beam-Gas-Untergrundereignissen, bei denen alle erzeugten Teilchen stark in Vorwärtsrichtung geboostet werden und somit ein kleines (E-Pz) erzeugen.

Etwa 9500 Ereignisse können eindeutig als Photoproduktionsereignisse identifiziert werden, da das gestreute Elektron im e-Tagger nachgewiesen werden konnte. Das Energie-

Spektrum der im e-Tagger nachgewiesenen gestreuten Elektronen zeigt den erwarteten Verlauf, der durch den begrenzten Winkelbereich des e-Taggers bestimmt wird.

An der $P_{T,miss}$ -Verteilung erkennt man, daß die meisten Ereignisse dieser Selektion in P_T balanciert sind. Dies werden hauptsächlich Photoproduktions- bzw. DIS-Ereignisse sein. Der starke Ausläufer der Kurve zu hohen $P_{T,miss}$ wird von kosmischen bzw. Halo Myonen dominiert. Einige Ereignisse werden CC-Ereignissen oder noch selteneren Prozessen mit hohem $P_{T,miss}$ entsprechen. Das physikalische Ereignis mit dem höchsten $P_{T,miss}$ liegt bei $P_{T,miss} = 100$. Das Ereignis, bei dem über geladene Ströme ein Neutrino in Endzustand erzeugt wurde, das ohne Energiedeposition den Detektor verläßt (CC-Ereignis), entspricht einem Q^2 von 20000 (s. Fig. A).

Die für zukünftige Analysen wichtige E_T-Verteilung zeigt den erwarteten sehr steilen Abfall zu hohen E_T hin, wobei es in diesem Jahr schon Ereignisse mit sehr hohem E_T von 200 GeV gibt. Bei einer maximal zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie von 300 GeV bedeutet dies, daß in einigen Ereignissen fast schon die kinematischen Grenzen des Experimentes erreicht wurden. Die 2 höchsten Et-Ereignisse liegen bei $E_T = 194$ GeV. Es ist einmal ein mit tiefinelastischer Streuung kompatibles Ereignis mit einem Elektron und einem Jet im Endzustand und ein Photoproduktionskandidat mit 2 Jets im Endzustand (s. Fig. A und 9.4). Die beiden Ereignisse mit $E_T > 200$ GeV sind ein kosmisches und ein Halo-Myon. Die bis $E_T = 40$ GeV ansteigende Flanke der Verteilung ist durch den Datenselektions-Schnitt $E_T + P_{T,miss} > 40$ GeV erklärbar.

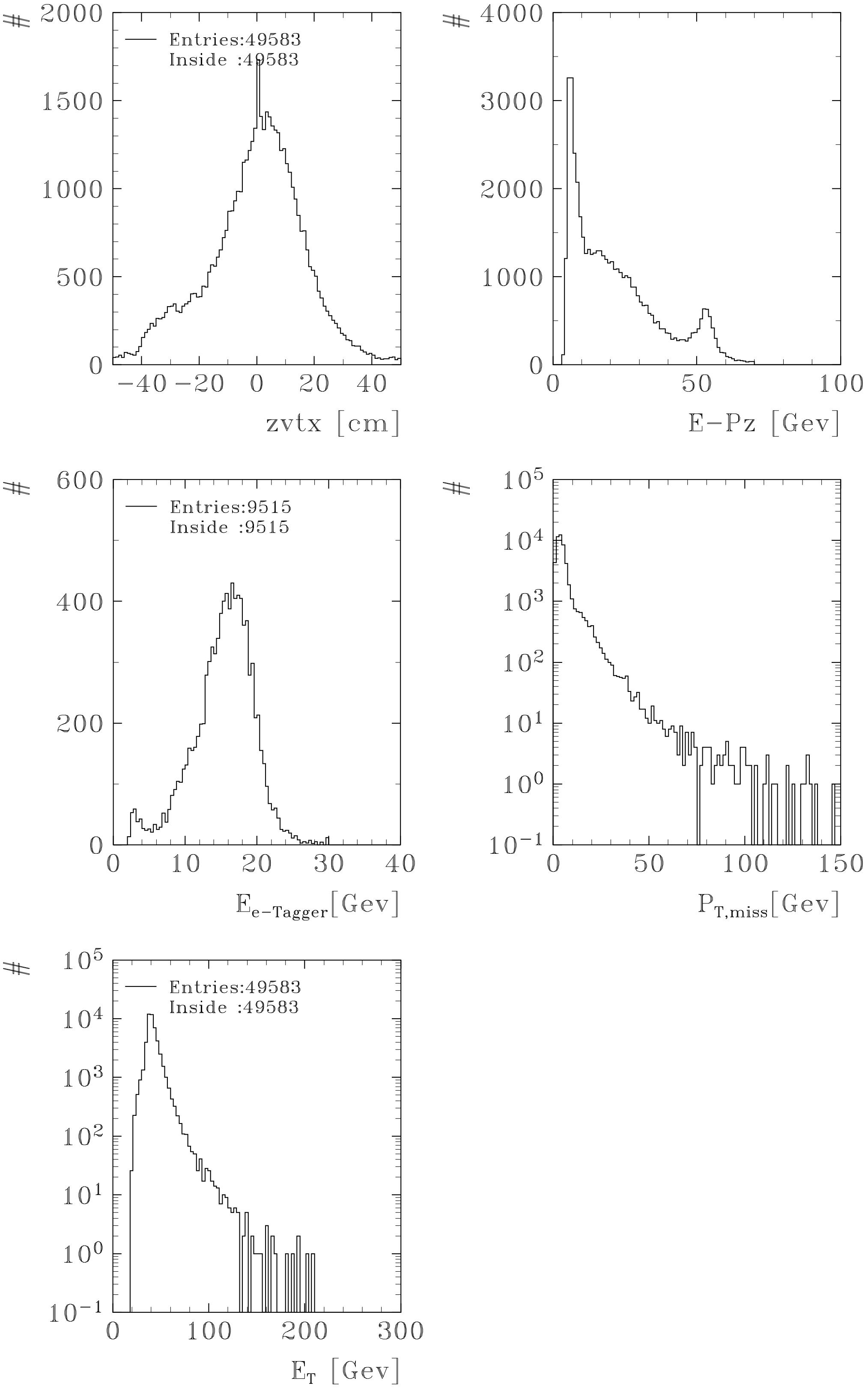


Abbildung 5.1: *Globale Verteilungen der selektierten Daten (50000 Ereignisse)*

Kapitel 6

Klassifizierung aller High-Et Ereignisse

Zur Suche nach neuen Teilchen werden die selektierten Ereignisse in verschiedene Klassen (Kanäle) eingeordnet, die durch die unterschiedliche Anzahl von Leptonen und hadronischen Endzuständen (Jets) definiert sind.

In den einzelnen Klassen wird dann mit Hilfe spezifischer Verteilungen, wie z.B. verschiedene invariante Massenkombinationen der nachgewiesenen Teilchen, nach Zerfällen neuer Teilchen gesucht.

Ein weiterer Vorteil dieser Klassifizierung (und allgemein der Selektion) ist, daß verschiedene Zerfallskanäle beim Zerfall eines möglichen neuen Teilchens überprüft werden können.

Zur Zeit beschränkt sich die Klassifizierung und spätere Analyse auf Elektronen und Jets. Ereignisse mit Neutrino-Kandidaten werden durch fehlenden Transversalimpuls ($P_{T,miss}$) zwar klassifiziert, konnten aber in dieser Arbeit noch nicht weiter analysiert werden.

Klassifizierungsschema:

Das allgemeine Daten-Sample wird zunächst durch ein relativ grobes topologisches Kriterium in ein Sample mit mindestens einem Elektron-Kandidaten im LAr-Kalorimeter und ein Sample ohne Elektron-Kandidaten eingeteilt. Dieses letzte Sample wird auch allgemeines Jet-Sample genannt. Das Elektron-Kand.-Sample wird mit Hilfe eines Schauer-Form-Tests in sogenannte 'gute' und 'schlechte' Elektron-Samples geteilt. Als 'gute' Elektronen bezeichnet man Elektronen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit keine falsch identifizierte Jets sind und deren Energie im Rahmen der Auflösung der im Subprozess erzeugten Energie des Elektrons entsprechen (s. nächstes Kapitel). Im allgemeinen Jet- und im 'guten' Elektron -Kanal wird weiterhin durch einen Schnitt auf $P_{T,miss} > 20$ Gev nach Ereignissen mit einem möglichen Neutrino gesucht.

All diese Endkanäle werden endgültig je nach Anzahl der gefundenen Jets eingeteilt.

Beim 'guten' Elektron-Kanal kommt der später noch wichtige Kanal mit meheren gefundenen 'guten' Elektronen hinzu.

Der 'schlechte' Elektron-Kanal kann wahlweise einzeln oder mit dem allgemeinen Jet-Sample zusammen untersucht werden.

Abbildung 6.1: *Klassifizierungsschema zur Suche nach neuen Teilchen.*

Kapitel 7

Elektron-Identifikation

Der Durchgang hochenergetischer Teilchen durch Materie löst in der Regel im Material einen Schauer von geladenen Teilchen aus. Die Form dieses Schauers läßt Rückschlüsse auf die Art der Wechselwirkung des primär einfallenden Teilchens zu.

Elektromagnetische Schauer entstehen durch Bremsstrahlungs- und e^+e^--Paarbildungsprozesse, während hadronische Schauer durch inelastische Kernstöße induziert werden.

Durch das fein segmentierte LAr-Sampling-Kalorimeter kann die unterschiedliche Form und Größe der elektromagnetischen/hadronischen Schauer zur Identifizierung von Elektronen benutzt werden.

Eine alternative Methode zur Identifizierung von Elektronen ist die topologische Methode. Beide Methoden werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Die Leistungsfähigkeit beider Methoden zur Elektronidentifizierung kann mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion durch folgende drei Größen charakterisiert werden:

- Efficiency:

  Diese Größe gibt an, wieviele Elektronen von der Identifizierungsmethode von den im MC simulierten Elektronen wiedergefunden werden.

- Purity:

  Sie gibt an, wieviele der durch die Identifizierungsmethode gefundenen Elektronen tatsächlich im MC generierten Elektronen entsprechen und ob die gemessenen Größen (Energie,Winkel) des gefundenen Elektrons innerhalb der Detektorauflösung den generierten Elektrongrößen entsprechen.

- Background:

  Mit dieser Größe bezeichnet man Ereignisse bei denen ein Elektron identifiziert wurde, obwohl im Detektor kein Elektron durch das MC generiert worden ist. In diesen Fällen wurden Jets oder Photonen als Elektron falsch identifiziert.

7.1 Topologische Methode

Diese Methode nutzt den Impulserhaltungssatz der tiefinelastischen Streuung aus. Aus der transversalen Impulserhaltung folgt, daß der gestreute Jet und das Elektron in der ϕ-Ebene gegenüber liegen müssen, solange keine Abstrahlungen im Anfangs- oder Endzustand aufgetreten sind. Da in den meisten DIS-Ereignissen erwartet wird, daß das Elektron in Rückwärtsrichtung und der Jet in Vorwärtsrichtung gestreut wird, sucht diese topologische Methode nach in der $\eta - \phi$-Ebene isolierten Energiedepositionen. Bei meheren Kandidaten mit isolierten Energiedepositionen wird das Teilchen mit dem höchsten P_T als Elektron angesehen. Das Elektron müßte bei DIS-Prozessen das Teilchen mit dem höchsten P_T sein, weil das gestreute Quark sein P_T bei der Hadronisierung auf mehere Teilchen (Hadronen) verteilt.

In seltenen Fällen kann ein Jet nur aus wenigen Hadronen bestehen, so daß sie auch eine hochenergetische isolierte Energiedeposition, wie das Elektron, im Detektor hinterlassen können.

Der Algorithmus der topologischen Methode geht folgendermaßen vor:

Als erstes sucht der Algorithmus alle Cluster im Kalorimeter (RCLU-Bank), die mindestens ein bestimmtes festgelegtes P_T besitzen.

Um diese Cluster wird dann ein Konus mit Radius 0.3 in η und ϕ gespannt, dessen Mittellinie durch den nominellen run-zvertex und dem energiegewichteten Clustermittelpunkt definiert ist, und eine Röhre mit Radius 0.1, deren Größe durch den Moliere-Radius[1] des elektromagnetischen-Kalorimeters bestimmt ist. Daraufhin summiert man die jeweils im Konus und in der Röhre enthaltenen Energien auf und vergleicht sie miteinander. Für diese Analyse wurde ein Cluster als *nicht* (für einen Elektron-Kandidaten) ausreichend isoliert betrachtet, dessen Energie außerhalb der Röhre mehr als 10% der gesamten Energie im Konus ausmacht. In Abbildung 7.1 ist dieser Algorithmus schematisch dargestellt.

[1] Als Moliere-Radius bezeichnet man die mittlere transversale Ablenkung eines Teilchens der Energie E_c nach Durchlaufen einer Wegstrecke von einer Strahlungslänge: $R_M := \frac{0.21}{E_c} * X_0$

Innerhalb eines Moliere-Radius werden im Mittel 90% der gesamten Schauerenergie deponiert.

X_0: Durchquerte Länge in einem Material, nach der die Zahl der noch vorhandenen ursprünglichen Teilchen (Elektronen) nur noch $1/e$ beträgt.

E_c: Kinetische Energie eines geladenen Teilchens, bei welcher der Energieverlust durch Bremsstrahlung dem durch Ionisation entspricht.Bei höheren Energien überwiegt die Bremsstrahlung.

Abbildung 7.1: *Prinzip der topologischen Methode zur Elektronerkennung*

Eine weitere wichtige Kenngröße ist das Verhältnis von der im elektromagnetischen/hadronischen Teil des Kalorimeters gemessenen Energie im Cluster. Da Elektronen, im Gegensatz zu Hadronen, fast ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters abgeben, werden oft nur Cluster als Elektron-Kandidaten angesehen, deren elektromagnetische Energie mindestens 85 Prozent der Gesamtclusterenergie ausmacht. Problematisch wird es bei Elektronen, die in einen ϕ- oder z-crack (Zwischenräume zwischen Kalorimetermodulen) gestreut werden und deshalb ihre Energie im hadronischen Teil des Kalorimeters abgeben. Diese Elektronen können nur identifiziert werden, wenn auch Cluster im hadronischen Teil des Kalorimeters als Elektron-Kandidaten zugelassen werden.

Für die gesamte Analyse wurden nur Cluster als Elektron-Kandidaten zugelassen, deren $P_T > 10$ GeV ist.

7.1.1 Analyse der topologischen Methode

Zunächst wurde die topologische Methode für den Fall analysiert, daß ein Elektron-Kandidat mindestens 85% seiner Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert haben muß.

Zur Berechnung von Efficiency, Purity und Background wurde ein mit dem Programm LEPTO generiertes MC benutzt, das Elektronen aus tiefinelastischer Streuung mit $Q^2 > 1000$ Gev^2 simuliert. Nach dem Schnitt $P_T > 10$ Gev bleiben 734 Elektronen für die Untersuchung übrig.

- Efficiency: 96.3 %

  Abbildung 7.2 a) zeigt alle nicht gefundenen Elektronen des MC. Durch die regelmäßge Struktur in ϕ erkennt man, daß fast alle nicht gefundenen Elektronen des MC-Samples (Inefficiency) in einen ϕ-crack gestreut worden sind und ihre Energie im hadronischen Teil des Detektors deponiert haben. Sie werden durch den Schnitt auf die elektromagnetische Energie von 85% der Gesamtenergie des Clusters nicht gefunden.

  Es wurde auch erwartet, daß einige Elektronen in Vorwärtsrichtung nicht gefunden werden, da dort durch den Proton-Rest eine höhere Teilchendichte besteht und somit das Elektron nicht mehr genügend isoliert ist. Dies konnte nicht bestätigt werden, da auch die Anzahl der gestreuten Elektronen in Vorwärtsrichtung im MC klein war.

- Purity: 93.0 %

  Zur Bestimmung der Purity muß zuerst definiert werden, welche Elektron-Kandidaten als gut gemessene Elektronen eingestuft werden.

  Dazu wurden folgende Schnitte eingeführt:

  1.
  $$|\frac{E_{gen} - E_{rek}}{\sqrt{E_{gen}}}| < 0.7 \tag{7.1}$$

E_{gen} ist die vom MC generierte Energie des Elektrons und E_{rek} die vom gefundenen Elektron gemessene Energie. Durch diesen Schnitt werden alle Elektron-Kandidaten als schlecht gemessen eingestuft, die mehr als 6 Standardabweichungen (σ) der Energieauflösungsfunktion des elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters vom generierten Wert abweichen. Die Energieauflösung für den elektromagnetischen Teil liegt bei

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \tag{7.2}$$

2.

$$|\phi_{gen} - \phi_{rek}| < 0.15 \tag{7.3}$$

3.

$$|\theta_{gen} - \theta_{rek}| < 0.2 \tag{7.4}$$

Die beiden Winkelschnitte, die innerhalb der Winkelauflösung liegen, stellen sicher, daß die gefundenen Elektron-Kandidaten den generierten Elektronen entsprechen.

Wie in Abbildung 7.2 b) zu sehen ist, liegen 9 Elektron-Kandidaten bei sehr hohen $\theta - \phi$- und Energie-Differenzen im Vergleich zum generierten Elektron. Diese Ereignisse entsprechen als Elektron falsch identifizierten Jets aus DIS-Streuung (1.3% DIS-Untergrund). Bei diesen Jets handelt es sich einmal isolierte ungeladene Pionen die in zwei Photonen zerfallen können. Die Photonen deponieren ihre ganze Energie wie Elektronen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters und sind somit ohne Spurinformationen nicht von Elektronen unterscheidbar. Geladene Hadronen können durch statistische Fluktuationen ihre normalerweise im hadronischen Kalorimeter abgegebenen Energie als Elektron falsch identifiziert werden.

Bei dem Rest der schlecht gemessenen Elektronen handelt es sich um Ereignisse, bei denen die Elektronen in die Nähe eines ϕ- oder z-Crack gestreut wurden und Energie im crack deponiert haben. Bei solchen Elektronen kann die Energie nicht mehr optimal rekonstruiert werden. Nur bei zwei Ereignissen konnte der Winkel nicht innerhalb der Auflösung bestimmt werden.

- γp-Background:

Zur Überprüfung des "Background"wurde nur die Photoproduktion beachtet, da sie durch Jet-Produktion am ehesten Elektronen durch falsch identifizierte Jets vortäuschen kann. Es wurde ein von PYTHIA generiertes MC benutzt. Nach den topologischen Bedigungen für ein Elektron blieben von 23000 generierten Ereignissen 25 falsche Elektron-Kandidaten übrig. Die falsch identifizierten Jets entsprechen geladenen Hadronen und ungeladenen Pionen, die in 2 Photonen zerfallen sind.

Diese Ereignisse verteilen sich über den ganzen Kalorimeterbereich (bis auf den Rückwärtsbereich) mit einer kleinen Anhäufung der Ereignisse im mittleren Bereich

(s. Abb. 7.2 c)). Diese relative Anhäufung gegenüber dem vorderen Bereich des Kalorimeters entspricht der Erwartung. Durch die erhöhte Teilchendichte (Protonrest) ist es schwieriger in Vorwärtsrichtung isolierte Cluster zu finden als im mittleren Bereich.

Als nächstes wurde die topologische Methode zur Elektronidentifizierung für den Fall untersucht, daß für einen isolierten Cluster im Kalorimeter kein bestimmter elektromagnetischer Anteil an der Gesamtenergie des Clusters verlangt wurde.

Dadurch ist man in der Lage auch Elektronen zu erkennen, die in einen Crack gestreut wurden. Allerdings sollten sich dadurch erheblich die Purity- und Background-Werte verschlechtern, da nun alle möglichen isolierten Schauer im gesamten Kalorimeter als Elektron-Kandidaten angesehen werden.

Folgende Werte wurden berechnet:

- Efficiency: 99.6 %
- Purity: 84.0 %
- γp-Background: 60 von 23000 generierten Ereignissen

Wie erwartet werden mit der Erweiterung der Suche nach Elektronen auf den hadronischen Teil des Kalorimeters fast alle Elektron-Ereignisse des DIS-MC wiedergefunden. Die Purity der gefundenen Elektronen ist sehr schlecht geworden. Dies liegt zum einen an der schlechten Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters für elektromagnetische Schauer und einem erhöhten DIS-Untergrund von 5% gegenüber der vorherigen Untersuchung. Der γp-Background hat sich auch durch hinzukommende isolierte Cluster im hadronischen Kalorimeter gegenüber der vorherigen Untersuchung mehr als verdoppelt.

Um nicht von Anfang an auf Crack-Elektronen verzichten zu müssen, wurde für diese Arbeit der letzte Schnitt zur Elektronensuche festgesetzt. Durch die unbeschränkte Suche nach isolierten Clustern als Elektron-Kandidaten erhofft man sich alle möglichen Elektron-Ereignisse zu finden.Der nächste Schritt besteht dann in der Reduzierung von Background und der Verbesserung der Purity.

Dies wurde durch die im folgenden dargestellte Schauerformanalyse geleistet.

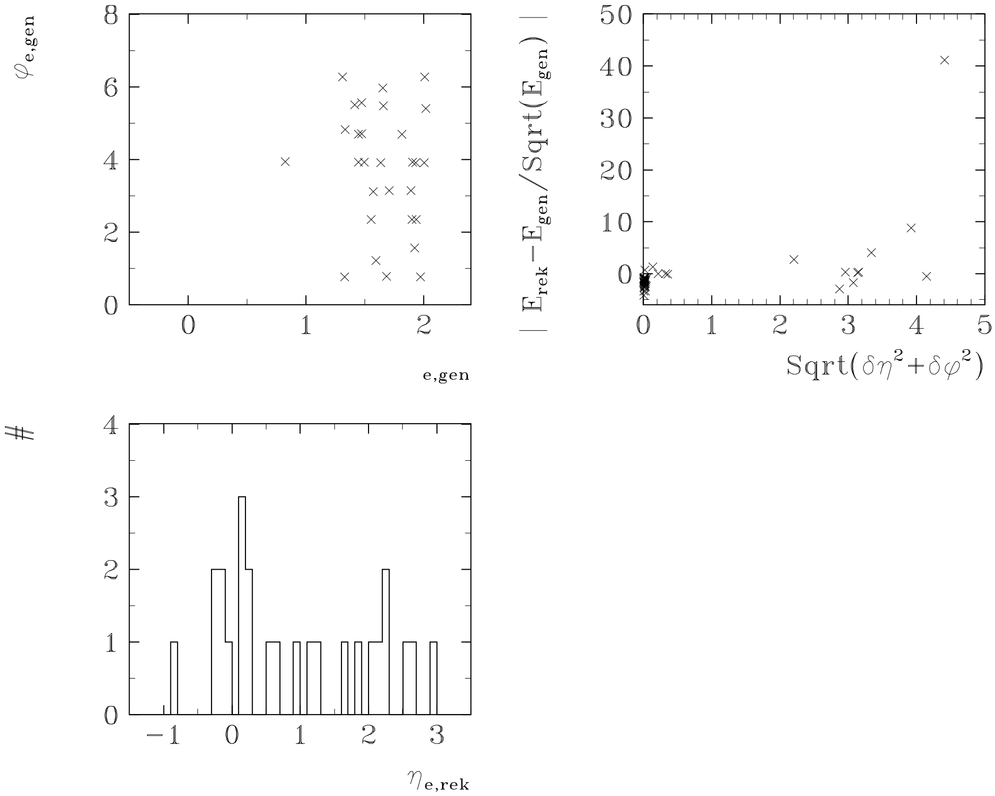


Abbildung 7.2: *Elektron-Finder (Topol.($E_{elm}/E_{tot} > 0.85$)): In a) wird die Lage der nicht gefundenen Elektronen gezeigt. Es zeigt sich eine der Lage der ϕ-cracks entsprechende Struktur. In b) ist die Winkeldifferenz zwischen den rekonstruierten und generierten Elektronen, die schlecht im Rahmen der Energie/Winkel-Auflösung gemessen wurden, gezeigt. Die großen Winkeldifferenzen entsprechen als Elektronen falsch identifizierten Jets aus DIS-Streuung. In c) ist die Lage falsch identifizierter Jets aus γp-Ereignissen zu sehen.*

7.2 Schauerformanalyse

Diese Methode basiert auf der expliziten Analyse elektromagnetischer/hadronischer Schauer im LAr-Kalorimeter.

7.2.1 Schauertheorie

Die Entstehung und Entwicklung beider Schauerformen sind durch folgende charakteristische Punkte zusammengefaßt[2]:

	elmag. Schauer	hadr. Schauer
Vervielfältigungsprozess	Bremsstrahlung + Paarbildung	Zerfälle und Kernreaktionen
Sekundärteilchen	Elektronen, Positronen, Photonen	alle Arten von Teilchen, meist Nukleonen u. Pionen
Schauerlänge	$\sim$ 10-30X_0	$\sim$ 5-10 λ_0
Schauerbreite	$2R_M$	$\sim \lambda_0$

λ_0 ist die Kernabsorptionslänge, die deutlich größer als die elektromagnetische Strahlungslänge ist[3]:

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A * \rho * \sigma} \tag{7.5}$$

A entspricht der Massenzahl des absorbierenden Materials, ρ der Dichte, N_A ist die Avogadrokonstante und σ ist der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung von Hadronen an Kernen.

Für elektromagnetische Schauer existieren theoretische Modelle, die zu folgenden Ergebnissen führen:

- Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum ist proportional zur ursprünglichen Energie E_0 des einfallenden Teilchen.
- Die Länge des Schauers hängt logarithmisch von der Energie des einfallenden Teilchens ab.

Die Beschreibung eines hadronischen Schauers ist komplexer als im elektromagnetischen Fall, da eine Vielzahl verschiedener Teilchen erzeugt wird, die unterschiedlich miteinander wechselwirken können. Es kann z.B. nicht genau die Energie der einfallenden Teilchen gemessen werden, da im Schauerprozess Neutrinos entstehen, die nicht weiter wechselwirken. Somit ist auch die relativ ungenaue Energiemessung hadronischer Kalorimeter zu erklären.

[2] Nähere Erklärungen zur Schauerbildung in Kalorimetern können im folgenden Buch gefunden werden [6].
[3] Deshalb sind hadronische Kalorimeter viel größer und massiver als elektromagnetische Kalorimeter.

7.2.2 Trennung von Elektronen und Hadronen

Zur Trennung von Elektronen und Hadronen (hauptsächlich Pionen) kann mit Hilfe von Testdaten und MC-Simulationen eine Parametrisierung der elektromagnetischen Schauerform für das LAr-Kalorimeter bestimmt werden. Ein wichtiger Aspekt dabei ist die Berücksichtigung der Granularität und der unterschiedlichen Mengen an durchdrungenen Material vor dem Kalorimeter. Folgende charakteristische Größen des elektromagnetischen Schauer sind für verschiedene Eingangsenergien einfallender Teilchen bestimmt worden [5]:

1. Mittlerer Schauerschwerpunkt $< x_l >$ in longitudinaler Richtung des Schauers
2. Varianz des mittleren Schauerschwerpunkts $< \sigma_l >$ in longitudinaler Richtung des Schauers
3. Mittlerer Schauerschwerpunkt $< x_r >$ in radialer Richtung des Schauers
4. Varianz des mittleren Schauerschwerpunkts $< \sigma_r >$ in radialer Richtung des Schauers
5. Korrelation von $< x_l >$ und $< x_r > : < \sigma_{rl} >$

In Abbildung 7.3 ist eine typische Verteilung der elektromagnetischen Schauerentwicklung in longitudinaler Richtung zu sehen.

Abbildung 7.3: *Verteilung der gemessenen Energiedichte (in Einheiten der Strahlungslängen) elektromagnetischer Schauer in longitudinaler Richtung für Elektronen unterschiedlicher Energie [10].*

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Schauerformanalyse zur Trennung von Elektronen und Hadronen (Pionen) sind die Energieverhältnisse der Cluster im elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeter:

1. Energieanteil der ersten elektromagnetischen Lage an der gesamten im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie: $E_{K=0}/E_{elm}$

2. Energieanteil der höchstenergetischen vier Zellen an der gesamten im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie: E_{h4}/E_{elm}

3. Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter an der Gesamtenergie des Clusters (wie bei der topologischen Methode): E_{elm}/E_{tot}

Aus den Schauerformparametern und den Energieverhältnissen eines Clusters wird mit Hilfe eines χ^2-Tests, der die gemessenen Parameter des Schauers mit den aus den Testdaten erwarteten Parametern vergleicht, eine Wahrscheinlichkeit P(χ^2) (0$\leq$ P(χ^2) <1) dafür berechnet, ob der Cluster durch ein Elektron erzeugt wurde.

Die P(χ^2)-Wahrscheinlichkeitsfunktion ergibt für Elektronen eine Gleichverteilung (siehe Abb. 7.4), so daß die Efficiency linear in P(χ^2) von Eins auf Null abnimmt. Durch einen Schnitt auf P(χ^2) können Efficiency, Purity und Background bei der Anwendung der Schauerformanalyse gesteuert werden.

Abbildung 7.4: *Beispiel einer P(χ^2)-Wahrscheinlichkeitsfunktion für 30 GeV Elektronen und Pionen. Pionen kann man bei sehr niedrigen P(χ^2)-Werten erkennen [5].*

7.2.3 Analyse

Da, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, die topologische Methode ohne Schnitt auf den elektromagnetischen Anteil eines Clusters fast 100% der Elektron-Ereignisse aus dem MC wiederfindet, wurden zur Untersuchung der Schauerformanalyse die von der topologischen Methode gefundenen Cluster benutzt. Der Cluster mit dem höchsten P_T, der über den verlangten P(χ^2)-Schnitt liegt, wird als Elektron-Kandidat angesehen ($P_{T,max}$-Kriterium).

Efficiency,Purity und Background der Schauerformanalyse wurden in Abhängigkeit vom P(χ^2)-Schnitt bestimmt.

Der P(χ^2)-Schnitt zur Bestimmung von Elektronen wurde auf $P(\chi^2) > 0.001$ gesetzt, was einen günstigen Kompromis zwischen Purity und Efficiency darstellt.

Zunächst wurde die Efficiency der Schauerformanalyse zu 89% bestimmt. Bei der visuellen Durchsicht der nicht gefundenen Elektronen fiel auf, daß einige Elektronen im mittleren Bereich des Kalorimeters eine durchaus "normale" elektromagnetische Schauerform besaßen. Es konnte festgestellt werden, daß beim Verfahren der Schauerformanalyse der radiale Schauerformparameter nicht ausreichend an die gröbere Granularität des mittleren Kalorimeterbereiches ($0.78 < \theta < 2.6$) angepaßt war.

Durch einen an die Granularität des Kalorimeters besser angepaßten radialen Schauerformparameter konnte die Efficiency der Schauerformanalyse deutlich auf 93.5% verbessert werden. Die Purity und der Background blieben annähernd konstant für beide Schauerformanalysen.

Für $P(\chi^2) > 0.001$ als Schnitt zur Trennung von Elektronen und Hadronen (Pionen) in der Schauerformanalyse wurde folgende Leistungsfähigkeit der gesamten Elektronidentifizierungs-Methode, die mit einem topologischen Kriterium startet und dann eine Schauerformanalyse zur endgültigen Elektronidentifizierung ausnutzt, berechnet. Die Bestimmung erfolgte wieder mit Hilfe des in Abschnitt 7.1 erwähnten MC.

- Efficiency: 93.5%

  Die meisten der nicht gefundenen Elektronen entsprechen wieder Ereignissen, bei denen das Elektron in einen Crack gestreut wurde. Wie in Abbildung 7.5 a) zu erkennen ist, gibt es zusätzlich zu den Elektronen, die mit der topologischen Methode aus Abschnitt 7.1 nicht gefunden werden, da sie in einen ϕ-crack fallen, solche, die durch die Aufspaltung des Clusters durch einen z-Crack nicht erkannt wurden. Dies ist an den beiden Anhäufungen der nicht gefundenen Elektronen bei $\theta = 1.5°$ und $2.0°$ erkennbar. Diese Winkel entsprechen den z-Cracks zwischen den CB2/CB3- und CB1/CB2-Modulen des LAr-Kalorimeters.

  Die restlichen nicht erkannten sieben Elektronen (von 734 im MC) sind explizit durch ungewöhnliche Schauerformen von der Schauerformanalyse verworfen worden. Wie erwartet liegen einige dieser Elektronen (3-5) in Vorwärtsrichtung (Abb. 7.5 a), da dort die Analyse der Schauerform durch sehr viel Material vor dem Kalorimeter erschwert wird.

- Purity: 94.6%

  Die Purity wurde wie in Abschnitt 7.1 bestimmt.

  In Abbildung 7.5 b) sind nur zwei Ereignisse bei hohen Winkel-Differenzen zu erkennen, die falsch identifizierten Jets aus der simulierten DIS-Streuung entsprechen (0.3% DIS-Untergrund).

Bei den restlichen bezüglich der Energie schlecht rekonstruierten Elektronen handelt es sich wieder um Ereignisse, bei denen die gestreuten Elektronen einen Teil ihrer Energie in ϕ- oder z-Cracks deponiert haben[4]. Die Winkel wurden nur bei drei Elektronen schlecht rekonstruiert.

- γp-Background: 8 von 23000 generierten MC-Ereignissen

  Es bleiben nur sehr wenige als Elektronen falsch identifizierte Jet-Cluster übrig (siehe Abb. 7.5 c)). Diese falschen Elektronen entsprechen isolierten elektromagnetischen Clustern, die durch den Zerfall eines ungeladenen Pions in zwei eng beieinander liegende Photonen entstanden sind. Ereignisse mit solchen Clustern sind ohne Spurinformationen nicht von echten Elektronereignissen trennbar. In dieser Arbeit wurden Spurinformationen nicht berücksichtigt.

Im Vergleich zur topologischen Methode ($E_{elm}/E_{tot} > 0.85$) ist zwar die Efficiency ein wenig runtergegangen, aber wie erwartet hat sich vor allem der γp-Background um zwei Drittel reduziert. Es sind nur noch ohne Spuren nicht von Elektronen unterscheidbare ungeladene Pionen als Background übriggeblieben. Falsch identifizierte Jets aus Elektron-Ereignissen (DIS-Untergrund) sind um den Faktor 1/4 reduziert worden.

	Efficiency	Purity	γp-Background
Topol.($E_{elm}/E_{tot} > 0.00$) + $P(\chi^2) > 0.001$	93.5%	94.6%	8/23000
Topol.($E_{elm}/E_{tot} > 0.85$)	96.3%	93.0%	25/23000

[4] Im nächsten Abschnitt wird näher auf diese Ereignisse eingegangen.

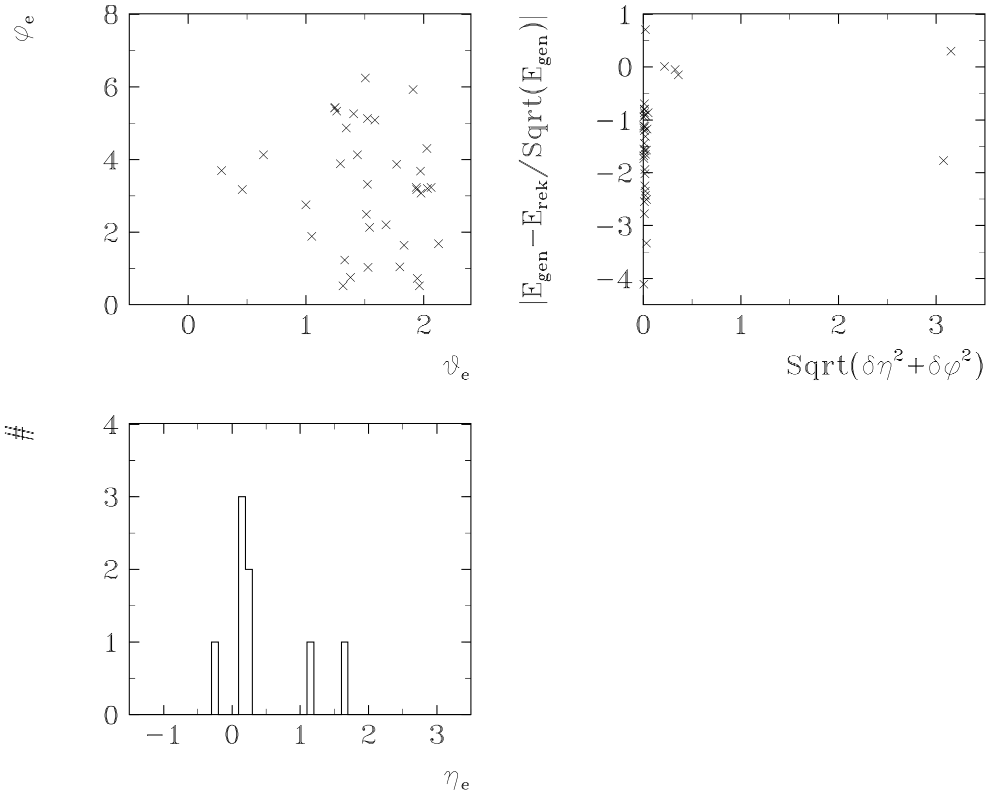


Abbildung 7.5: *Elektron-Finder(Topol.($E_{elm}/E_{tot} > 0.00$) + $P(\chi^2) > 0.001$): In a) wird die Lage der nicht gefundenen Elektronen gezeigt. In b) werden die Differenzen der generierten/rekonstruierten Winkel, der im Rahmen der Energie bzw. Winkelauflösung schlecht gemessenen Elektronen, mit der Energieauflösung verglichen. Große Abstände in den Winkeldifferenzen entsprechen Jets aus DIS-Streuung, die als Elektron identifiziert worden sind. In c) wird die Lage der in Photoproduktionsereignissen fälschlicherweise identifizierten Elektronen gezeigt.*

7.2.4 Verbesserung der Purity

Die erwünschte Purity der Elektron-Kandidaten hängt von der Art der Analyse ab. Für Analysen zur Berechnung von Wechselwirkungsquerschnitten wird eine höhe Purity verlangt, was eine niedrigere Efficiency zur Folge hat.

Zur Erhöhung der Purity wurden die schlecht gemessenen Elektronen des im letzten Kapitel vorgestellten endgültigen Elektronfinders näher untersucht. Es wurde festgestellt, daß die meisten dieser Elektronen in der Nähe eines z-Cracks der CB1/CB2- und CB2/CB3-Module des LAr-Kalorimeters liegen. Für diese z-Cracks wurde in Verbesserung des alten Verfahrens eine neue Region um Cracks definiert, in der Elektronen mit hoher Wahrscheinlichkeit schlecht rekonstruiert werden. Diese Elektronen können dann abhängig von der Analyse rausgeschnitten werden.

Zur Bestimmung der z-Crack-Region wurde der longitudinale und radiale Abstand des betrachteten Clusters vom Eintrittspunkt ins Kalorimeter zum Crack bestimmt. Unter Berücksichtigung der Strahlungslänge, des Moliereradius und des typischen Schauerschwerpunktes wird auf die beiden Abstandsparameter zur Bestimmung von Purity und Efficiency geschnitten.

Es wurde eine Purity von 98.2% erreicht, bei einer Efficiency von nur noch 81%. Die Purity ist im Gegensatz zu den Elektronen, ohne Schnitt auf die crack-Region, um 3.6% gestiegen, bei einem 12-prozentigen Efficiency-Verlust.In Abbildung 7.6 ist nach dem z-Crack-Schnitt wie erwartet eine stärkere Anhäufung der nicht gefundenen Elektronen in z-Crack-Regionen ($\theta \sim 1.5°$ und $2.0\circ$) als in Abbildung 7.5 a) zu sehen.

Da für diese Analyse z.B. kein Wechselwirkungsquerschnitt von DIS-Ereignissen berechnet werden soll, was eine hohe Purity verlangt, wurde in der folgenden Analyse bei der Elektronselektion auf einen Crack-Schnitt verzichtet. Dadurch wurde eine höhere Efficiency erreicht. Ein weiteres Argument auf diesen Crack-Schnitt zu verzichten ist, daß die vom Elektron-Finder ohne Crack-Schnitt schlecht gemessenen Elektronen, wie in Abbildung 7.7 zu sehen ist, fast immer zu niedrig gemessen wurden. In einer zu hohen Energien steil abfallenden Ereignisverteilung ist die Migration der schlecht gemessenen Elektronen zu niedrigeren Energien nicht relevant.

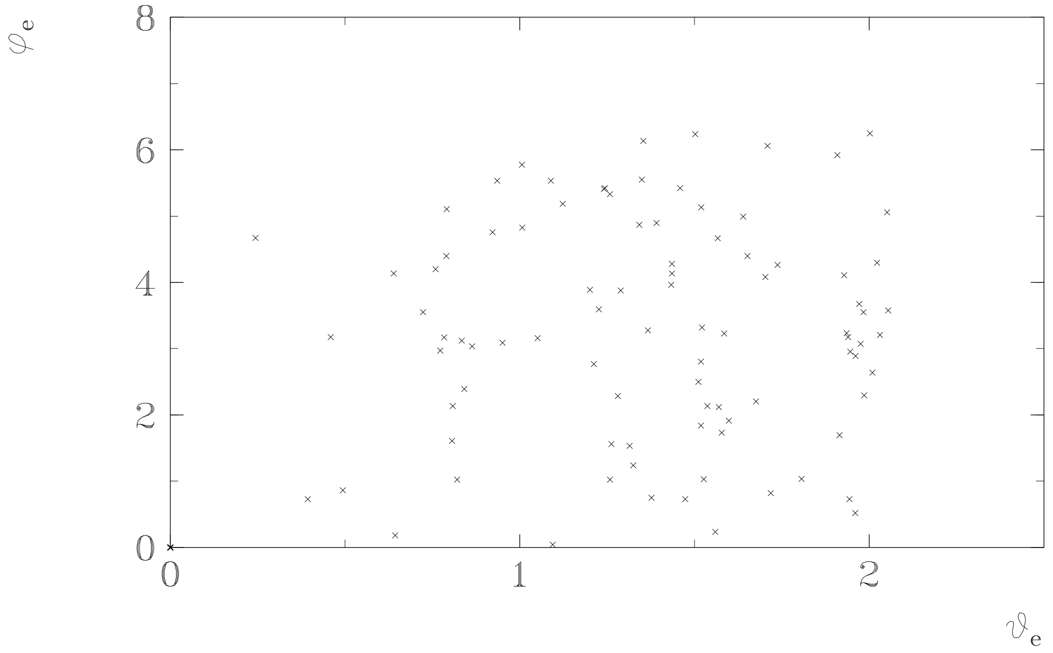


Abbildung 7.6: *Elektron-Finder (Topol.($E_{elm}/E_{tot} > 0.00$) + $P(\chi^2) > 0.001$) mit Crack-Schnitt: Lage der nicht gefundenen Elektronen, nachdem verlangt wurde, daß die Elektronen nicht in der Nähe von Cracks gemessen wurden. Die Anhäufung von Ereignissen bei $\theta \sim 1.5°$ und $2.0°$ entsprechen z-Cracks.*

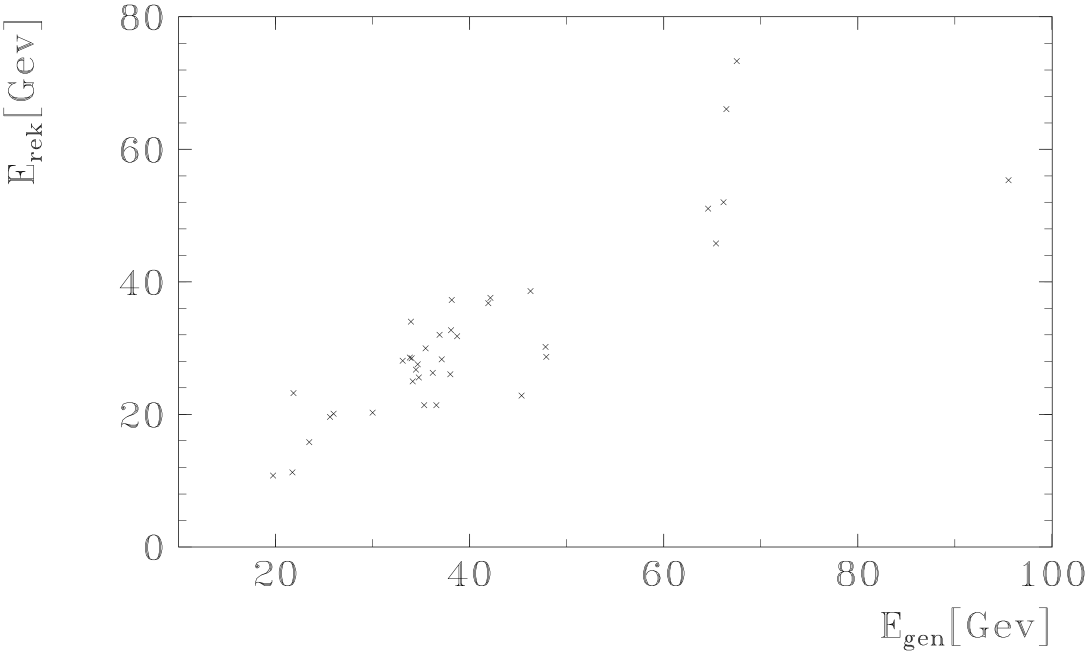


Abbildung 7.7: *Elektron-Finder (Topol.*($E_{elm}/E_{tot} > 0.00$) + $P(\chi^2) > 0.001$*) ohne crack-Schnitt: Vergleich von rekonstruierter und generierter Energie der nicht im Rahmen der Auflösung gemessener Elektronen. Die rekonstruierte Energie liegt fast immer niedriger als die generierte Energie.*

7.3 Zusammenfassung und Bedeutung der Elektron-Identifikation für die Klassifizierung

Die endgültige Methode zur Erkennung von Elektronen benutzt zunächst ein Isolationskriterium für Cluster ($P_T > 10$ Gev), die von einem Elektron erzeugt worden sein könnten. Es wird nicht auf den elektromagnetischen Anteil des Clusters geachtet. Daraufhin wird von allen isolierten Cluster die Schauerform analysiert, und der Cluster mit einer elektromagnetischen Schauerform und mit höchstem P_T wird als endgültiger Elektron-Kandidat für die Analyse angesehen.

In Abhängigkeit von der Art der Analyse kann auf 'sicher' gemessene Elektronen geschnitten werden (crack-Schnitt).

Folgende Endresultate sind mit Hilfe eines DIS-MC bestimmt worden:

	Efficiency	Purity	γp-Background
ohne crack-Schnitt	93.5%	94.6%	8/23000
mit crack-Schnitt	81%	98.2%	7/23000

Durch die Kombination der topologischen- und der Schauerform-Methode zur Elektronerkennung konnte eine hohe Efficiency bei einer relativ hohen Purity und niedrigem γp-Background erreicht werden, im Vergleich beispielsweise zur alleinigen Ausnutzung der topologischen Methode mit Berücksichtigung des elektromagnetischen Anteil des Clusters (Abschnitt 7.1).

Die Bedeutung dieser Elektronidentifikation für das Klassifizierungsschema ist, daß das allgemeine Jet-Sample nach der topologischen ($E_{elm}/E_{tot} = 0$) Selektion von Elektron-Ereignissen (Efficiency= 99.6%) fast völlig frei von nicht erkannten Elektron-Ereignissen (DIS-Untergrund) ist.

Die Elektron-Ereignisse werden durch die Schauerformanalyse in 'gute' und 'schlechte' Elektronen eingeteilt. Nur die 'guten' Elektron-Ereignisse werden zur Analyse der Elektronkanäle benutzt.

In dieser Arbeit wird das 'schlechte' Elektron-Sample beim Jet-Sample mitgezählt, da in diesem Sample sehr viele Photoproduktionsereignisse enthalten sind (s. Abschnitt 7.1: hoher γp-Background), die zum Teil sehr hohe transversale Energie besitzen. Natürlich sind, wie erwartet, auch einige Crack-Elektronen im 'schlechten' Elektron-Sample enthalten, die im Jet-Sample berücksichtigt werden müssen.

Kapitel 8

Jets

Gestreute Quarks oder Gluonen aus dem harten Streuprozess sind aufgrund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung nicht direkt beobachtbar (Confinement). Sie sind nur als aus Hadronen bestehende Jets indirekt beobachtbar.

Die Fragmentation und Hadronisierung von Partonen in Hadronen ist theoretisch noch nicht ganz verstanden. Sie kann aber durch phänomenologische Modelle beschrieben werden.

8.1 Jet-Algorithmus

Zur Jet-Bestimmung und Rekonstruktion gibt es verschiedene Algorithmen. Für diese Arbeit wurde der QJCONE-Algorithmus [12] benutzt, der auf einem bei UA1 [11] entwickelten Konus-Algorithmus basiert.

Dabei wird ein Jet durch einen Kegel mit vorgegebenem Öffnungswinkel begrenzt. Der gesamte Transversalimpuls innerhalb dieses Kegels muß obererhalb eines vorgegebenen Schwellenwerts liegen. Dieser Kegel wird in der $\eta - \phi$[1]-Ebene definiert. Dazu wird das Kalorimeter in $40 * 40$ gleichgroße $\eta - \phi$-Zellen eingeteilt.

Die deponierte transversale Energie in jeder Zelle wird aufaddiert und alle Zellen, deren E_T größer als 0.5 Gev sind, werden als mögliche Jet-Initiatoren genommen. Der Algorithmus summiert nun innerhalb eines einstellbaren Konus um diese Initiatorzellen alle transversalen Energien auf. Falls diese transversalen Energien einen bestimmten Schwellenwert überschreiten, definieren die Zellen einen Jet. Die Richtung des Jets wird durch den Energie gewichteten Mittelpunkt der Zellen bestimmt.

Die gewählten Parameter sind:

- Konus-Größe:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 1 \tag{8.1}$$

[1] Die als Pseudorapidität bezeichnete Variabel $\eta = -ln tan(\theta/2)$ geht unter bestimmten Näherungen aus der Rapidität $y = \frac{1}{2} ln(E + p_z/E - p_z)$ hervor.Rapiditätsdifferenzen sind lorentzinvariant.

- Mindesttransversalenergie eines Jets: $P_{T,min} = 5$ Gev

Weiterhin werden in dieser Arbeit nur Jets betrachtet, deren gebildete Jetachse innerhalb des η-Bereichs $2.5 > \eta_{jet} > -0.5$ liegt. Durch den Winkelschnitt erreicht man, daß Energiedepositionen vom Protonrest *nicht* als Jet erkannt werden und daß Jets mit einer unsicheren hadronischen Energiemessung im Rückwärtsbereich ausgeschlossen werden.

Die gefundenen Jets werden für die Analyse nach höchstem $P_{T,jet}$ geordnet. Mit Jet1 ist im folgenden der Jet mit dem höchsten gefundenen P_T gemeint.

Kapitel 9

Verteilungen und Analyse

9.1 Einleitung

In diesem Kapitel sollen zunächst alle Ereignisse aus der Datenselektion für jeden Kanal einzeln vorgestellt werden. Dazu werden zu jedem Kanal globale Ereigniseigenschaften, wie die transversale Gesamtenergie (E_T) oder (E-Pz), gezeigt. Daraufhin werden Verteilungen vorgestellt, die möglichst sensitiv auf erwartete interessante Prozesse des SM (z.B. direkte W-Produktion) sind oder bei denen sich neue Physik andeuten könnte. In den meisten Fällen entsprechen diese Verteilungen invarianten Massenverteilungen. Zur Interpretation der invarianten Massenverteilungen werden häufig P_T- oder M_T-Spektren benutzt, die durch Jacobi-Peaks Hinweise auf 2-Körper-Zerfälle schwerer Teilchen geben können.

Die Verteilungen aller Ereignisse dienen einem ersten Überblick,da noch einige Untergrundereignisse in den Verteilungen vorhanden sind,die in den Ausläufern der Verteilungen interessante Ereignisse vortäuschen können.

Zur näheren Analyse eines Kanals sind die Bereiche der Verteilungen näher analysiert worden,in denen am ehesten neue Physikereignisse erwartet werden. Diese Bereiche liegen bei hohen Massen und Transversalimpulsen. Dadurch erreicht man eine Anreicherung möglicher neuer Physikereignisse gegenüber SM-Prozessen. Durch die nach den Schnitten kleineren Datenmengen können die endgültigen Verteilungen zu den einzelnen Kanälen durch Scannen (visuelle Überprüfung der Ereignisse) völlig von restlichen Untergrundereignissen befreit werden.

Danach kann jeder Kanal mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen mit der SM-Vorhersage verglichen und analysiert werden.

Kanäle mit einem Neutrino-Kandidaten($P_{T,miss} > 20$ Gev) werden als einzige im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet, außer in den inklusiven Jet- bzw Elektron-Kanälen, da sie von kosmischen und Halo-Myonen (nicht ep-Untergrund) dominiert sind. Eine Analyse dieser Kanäle erfordert daher eine sehr intensive Untersuchung des Untergrundes, die in der H1-Kollaboration im Rahmen der Analyse von Ereignissen über geladene Ströme ($ep \to \nu X$) separat durchgeführt wird.

9.2 Jet-Kanäle

Der dominierende physikalische Prozess in den Kanälen mit hadronischen Jets ist die Photoproduktion. Die Jet-Selektion wurde in Kapitel 8 vorgestellt.

Es wurden nur Jets mit $2.5 > \eta_{Jet} > -0.5$ *und* $P_{T,Jet} > 5$ *Gev selektiert.*

Ein wichtiger anderer SM-Prozess, der bei den Jet-Kanälen zu beachten ist, sind DIS-Ereignisse bei denen das Elektron als Jet misidentifiziert wurde (Crack-Elektronen) oder in das rückwärtige Kalorimeter BEMC gestreut wurde. Sie müssen trotz ihres gegenüber der Photoproduktion geringen Wechselwirkungsquerschnitts bei der Interpretation der Kanäle beachtet werden. Sie haben gerade bei hohen Massen einen relativ starken Anteil an den Verteilungen.

In Ermangelung ausreichender Monte Carlo Simulationen konnten die folgende Kanäle nicht mit SM-Vorhersagen verglichen werden.

9.2.1 Inklusiver Jet-Kanal

Von insgesamt 50000 selektierten Ereignissen fallen 46300 in diesen Kanal, wobei nur Elektron-Ereignisse herausgenommen worden sind.

Da Photoproduktion der dominierende Prozess für diesen Kanal ist, spiegelt sich in diesem Verhältnis (46300 zu 50000) der erwartet sehr hohe Wechselwirkungsquerschnitt für Photoproduktion gegenüber DIS-Streuung, die der dominierende physikalische Prozess im restlichen Datensample (Elektron-Kanal) ist, wieder.

Globale Verteilungen für diesen Kanal sind in Abbildung 9.1 gezeigt. Sie besitzen fast die gleichen Strukturen, wie die globalen Verteilungen für alle Daten in Kapitel 5. Nur in der (E-Pz)-Verteilung, in der Photoproduktion und DIS-Streuung charakteristische Formen besitzen, erkennt man, daß das Maximum bei (E-Pz)$\sim$ 55 Gev durch DIS-Prozesse stark abgenommen hat. Es ist immer noch zu erkennen, da im Jet-Sample noch DIS-Ereignisse enthalten sind, bei denen das Elektron ins BEMC gestreut wurde.Diese werden für das Elektron-Sample nicht selektiert, da Elektronen nur im Lar-Kalorimeter gesucht werden. Die Photoproduktionsereignisse liegen in der (E-Pz)-Verteilung bei (E-Pz)-Werten kleiner als 55 Gev.

Der gesamte Photoproduktionsanteil dieses Kanals läßt sich mit Hilfe der E_{Tagger}-Verteilung (Abb. 9.1 d)) grob abschätzen. Im kinematischen Bereich $0.25 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01\ GeV^2$ hat der Elektrontagger eine Effizienz von ungefähr 50 Prozent aller Ereignisse, wobei y dem Energieanteil des Photons am Elektron entspricht. Den restlichen kinematischen Bereich kann man durch den Photonflußfaktor von ca. 2.5 abschätzen. Da 9000 Ereignisse im Elektrontagger nachgewiesen wurden, erwartet man also insgesamt 45000 γp-Ereignisse in diesem Kanal, was gut mit der selektierten Anzahl von Ereignissen für diesen Kanal übereinstimmt.

In der Et-Verteilung erkennt man einige Ereignisse bis zu $Et \sim 200$ Gev, wobei die beiden Ereignisse mit höchstem Et kosmische Myonen sind. Die Et-Verteilung ist aber bei ganz hohen Et im Vergleich zum gesamten Datensample stark ausgedünnt. Die fehlenden Ereignisse sind

DIS-Ereignisse. Darin spiegelt sich der stärkere Abfall des Wechselwirkungsquerschnitt mit P_T für Photoproduktion im Vergleich zur DIS-Streuung.

Diese starke P_T-Abhängigkeit des γp-Wirkungsquerschnitt sieht man in den stark abfallenden P_T-Spektren des inklusiven Jet-Kanals. In der P_T-Verteilung des 1. Jets zeigt sich ab $P_T > 90$ Gev eine leicht erhöhte Struktur im ansonsten flach abfallenden Spektrum. Ansonsten ist kein erstes Anzeichen für neue Physik durch P_T-Resonanzerhöhungen (Jacobi-Peak) erkennbar.

In den flach abfallenden invarianten Massenspektren für 2-,3- und 4-Jet Ereignisse sind einige Ereignisse bei außergewöhnlich hohen Massen erkennbar. Sie liegen nahe an der maximalen Schwerpunktsenergie des Beschleunigers.

Diese P_T- und Massen-Spektren werden in den folgenden 2-,3- und 4-Jet Kanälen noch näher untersucht. Auf eine detaillierte Analyse mit Bestimmung einer Signalregion wurde deshalb an dieser Stelle verzichtet.

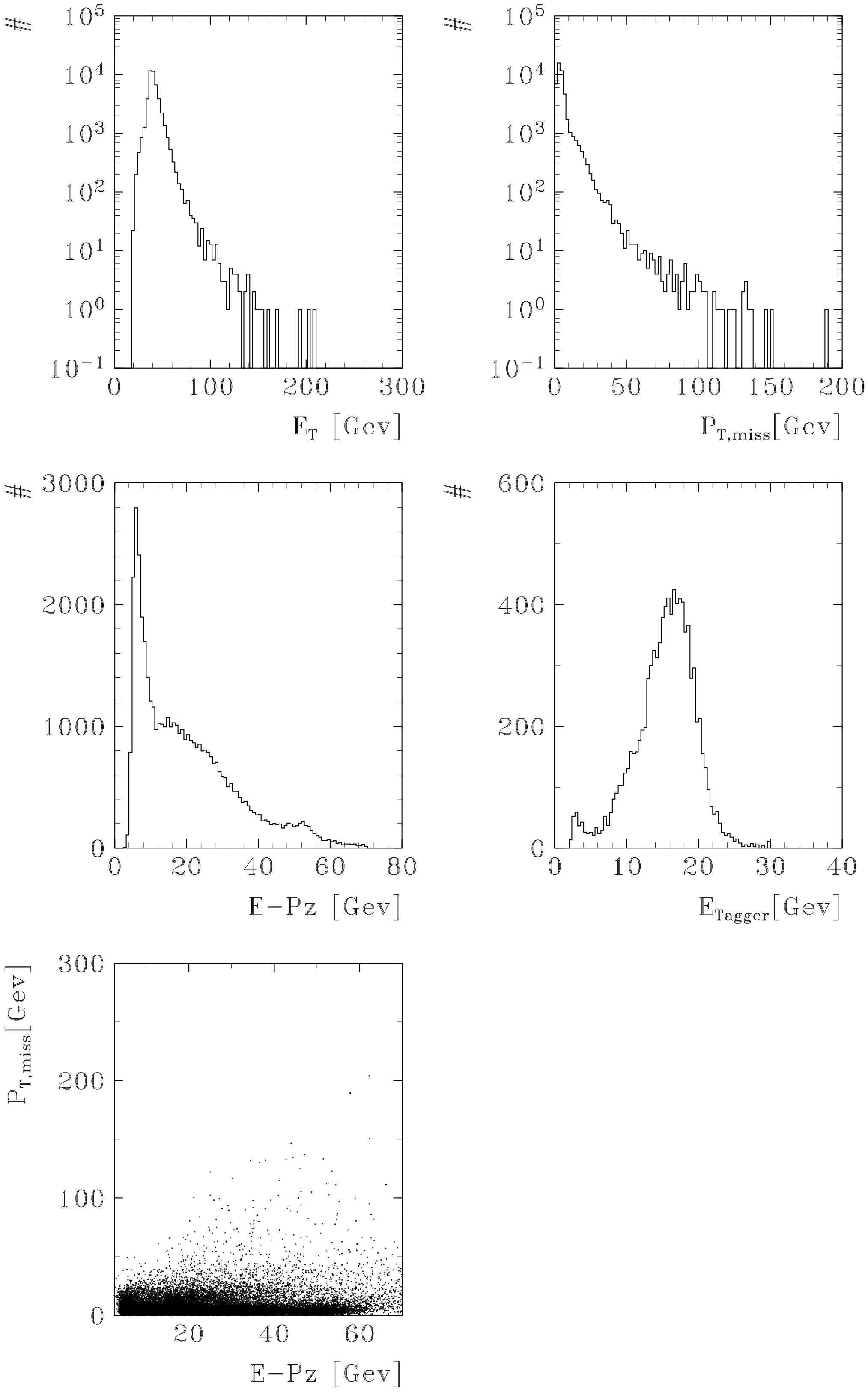


Abbildung 9.1: *Standardverteilungen für den inklusiven Jet-Kanal (46300 Ereignisse).*

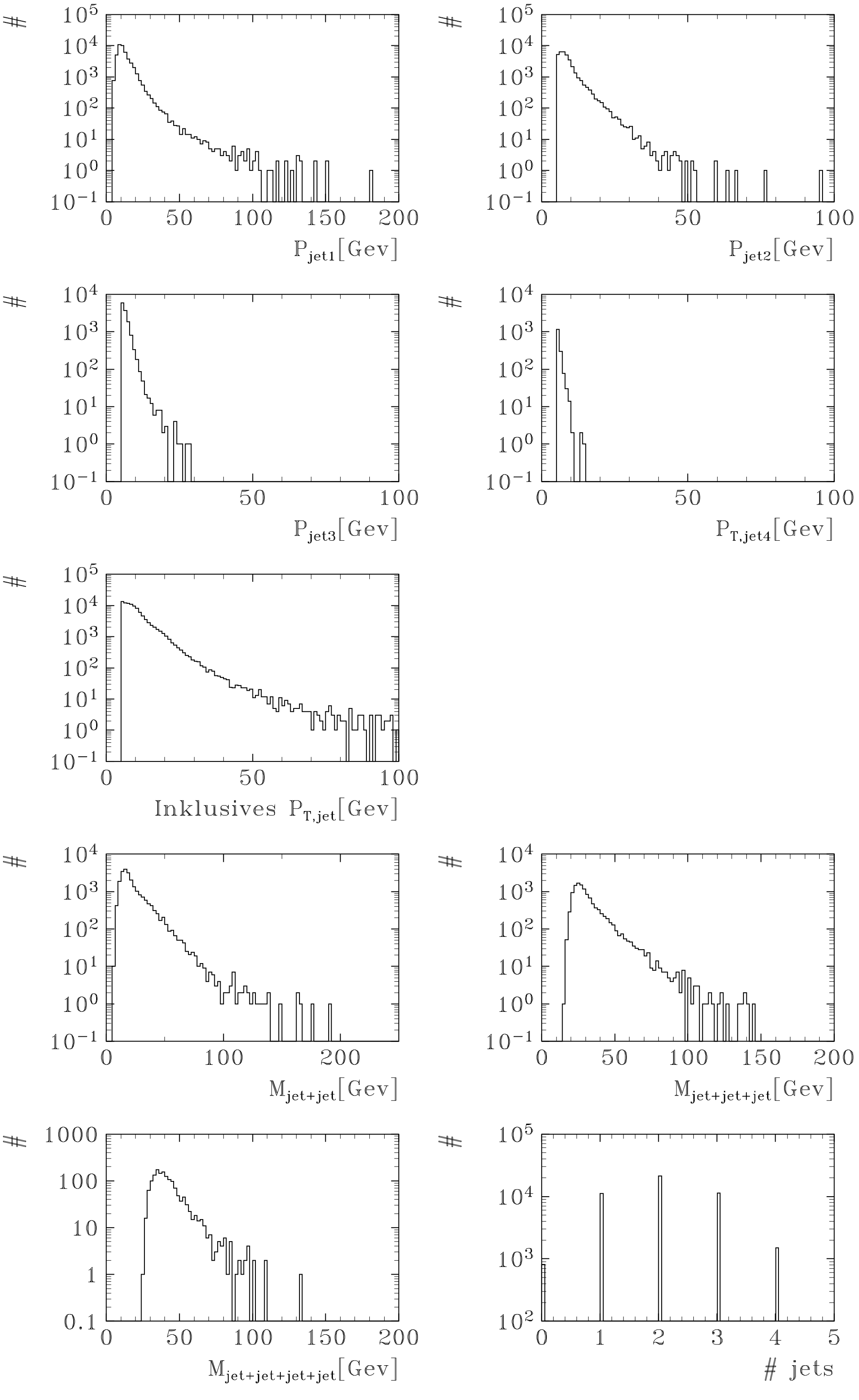


Abbildung 9.2: *P_T- und invariante Massen- Spektren für den inklusiven Jet-Kanal (46300 Ereignisse).*

9.2.2 1-Jet Kanal

Dieser Kanal wird stark von kosmischen und Halo-Myonen dominiert. Er konnte aus zeitlichen Gründen nicht weiter untersucht werden und wird hier nur kurz vorgestellt.

- In der (E-Pz)-Verteilung erkennt man bei 55 Gev einige DIS-Ereignisse, bei denen das ins BEMC gestreute Elektron als Jet misidentifiziert wurde und der 2.Jet durch den Winkelschnitt in Vorwärtsrichtung für dieses Sample herausgefallen ist.
- Das deutliche Band in der Korrelationsverteilung zwischen $P_{T,jet}$ und $P_{T,miss}$ ist kosmischen Myonen zuzuschreiben ($P_{T,miss} < 20$-Schnitt erkennbar).
- Die totale Masse wird aus allen Kalorimeter-Clustern berechnet, die im η-Bereich zwischen 2.5 und -0.5 liegen. Man erkennt einige Ereignisse, die mit sehr hohen Schwerpunktsenergien erzeugt worden sein könnten.
- In der P_T-Verteilung des Jets liegen einige Ereignisse bei einem P_T von 90 Gev. Der zweite hochenergetische Jet kann durch den Winkelschnitt im Jet-Algorithmus verlorengegangen sein.

11784 Ereignisse fallen in diesen Kanal (20 Prozent der gesamten selektierten Daten.).

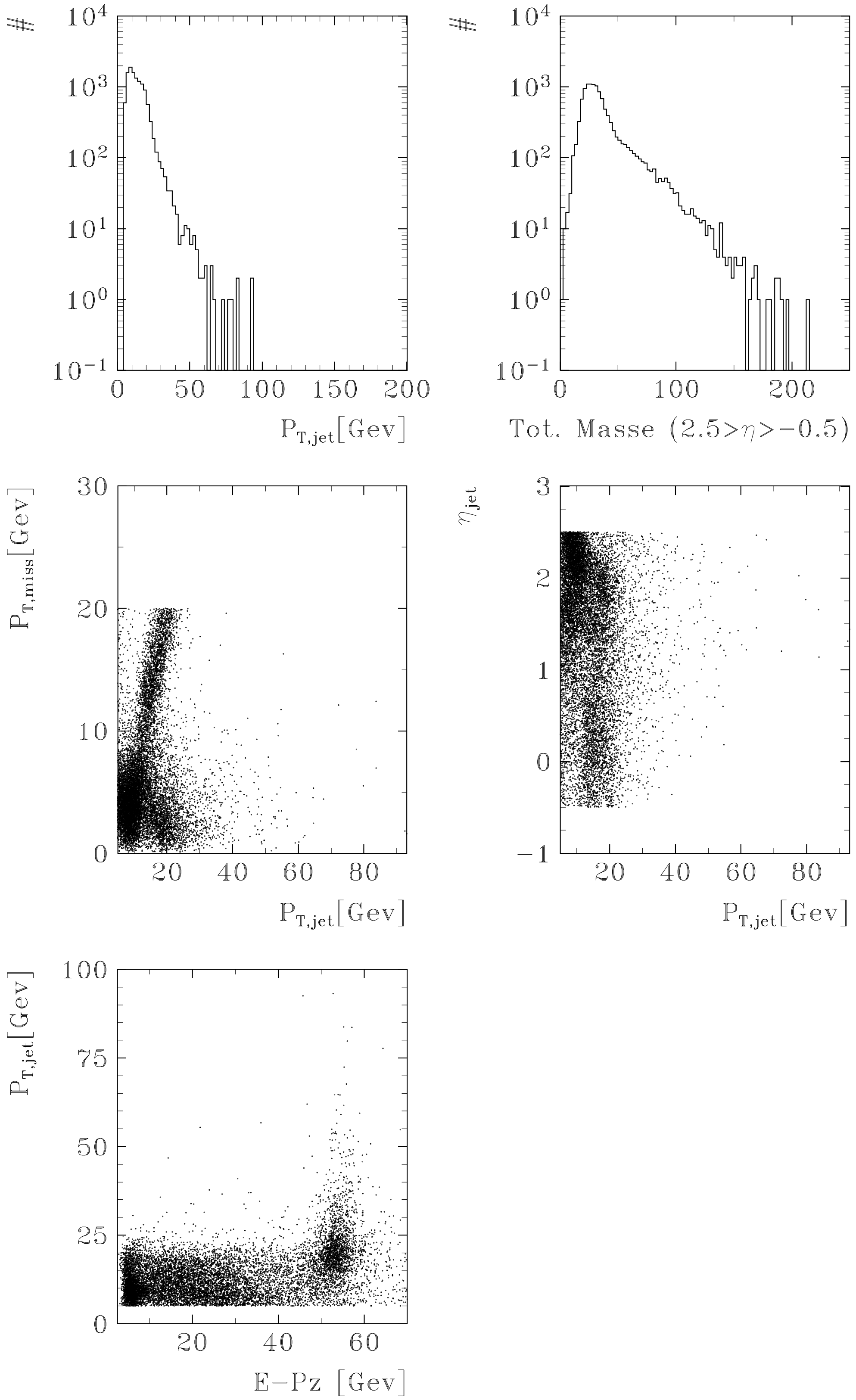


Abbildung 9.3: *1-Jet Kanal mit Untergrund von kosmischen und Halo-Myonen (11800 Ereignisse). In c) ist dieser Untergrund durch die Bandstruktur deutlich sichtbar.*

9.2.3 2-Jet Kanal

Dieser Kanal entspricht genau dem Endzustand der harten Streuprozesse in der Photoproduktion. In der harten Photoproduktion werden gerade 2 Jets erzeugt, wenn keine Abstrahlung harter Gluonen auftritt[1].

In den Verteilungen aller Ereignisse dieses Kanals sieht man auf den ersten Blick keine Resonanzerhöhungen in den Massen- und P_T- Verteilungen.

Zur Anreicherung möglicher interessanter Prozesse (z.b. Direkte W-Produktion), die typisch bei hohen Massen auftreten, relativ zum Photoproduktionsuntergrund wurde bei den Ereignissen eine Transversalmasse von $M_{T,jet+jet} > 50$ Gev verlangt. Dieser Schnitt ist durch den erwarteten Jacobi-Peak in der transversalen Masse $M_{T,Jet+Jet}$ bei der nominellen Masse des in 2 Jets zerfallenden Teilchens, entweder ein neues Teilchen oder ein erzeugtes W-Boson, motiviert (s. Abschnitt 2.1).

Es verbleiben 284 Ereignisse von 21600, die gescannt wurden. Beim Scannen mußten 5 kosmische Myonen aus dem Sample entfernt werden.

- In der von kosmischen/Halo- Myonen freien invarianten 2-Jet Massenverteilung (Abb. 9.6 a)) ist eine interessante Struktur sichtbar. Nach einem erwarteten starken Abfall der Ereigniszahlen bis $M_{jet+jet} \sim 100$ Gev, gibt es noch relativ viele Ereignisse bei Massen bis zu $M_{jet+jet} \sim 190$ Gev. In diesen bereinigten Verteilungen gibt es aber noch DIS-Prozesse, die interessante 2-Jet Ereignisse im hohen Massenbereich vortäuschen können. Zur Abschätzung dieses SM-Untergrundes für diesen Kanal, wurden die Ereignisse mit $M_{T,jet+jet} > 100$ Gev gescannt. Von 9 Ereignissen wurden 2 Ereignisse als DIS-Prozesse eingeschätzt, bei denen das Elektron als Jet misidentifiziert wurde (crack-Elektron). Sie haben invariante 2-Jet Massen von $M = 176$ bzw. 164 Gev.

  Es ist kein Anzeichen direkter oder exotischer W-Produktion durch eine Erhöhung im W-Massen Bereich sichtbar. Bei anderen Massen ist auch keine signifikante Erhöhung zu erkennen.

- Das Ereignis mit $M_{jet+jet} = 190$ Gev ist in Figur 9.4 zu sehen. Die beiden Jets dieses Ereignisses besitzen das höchste $P_{T,jet}$ aller Ereignisse in diesem Kanal. Sie wurden mit $P_T = 95$ Gev erzeugt. Das Ereignis mit den zweithöchsten P_T der Jets ist ein DIS-Untergrundereignis, bei dem das Elektron in einen Phi-crack gestreut wurde. Dadurch ist das Ereignis mit $M_{jet+jet} = 190$ in der Korrelationsverteilung der $P_{T,jet}$ und der M_T-Verteilung $M_{T,jet1+jet2} = M_{jet+jet} = 190$ GeV sehr isoliert von den anderen Ereignissen.

  Das 2-Jet-Ereignis mit der höchsten Masse ist also von den anderen Ereignissen der Verteilungen um 55 Gev in der transversalen Massenverteilung und um 25 Gev in der invarianten 2-Jet Massenverteilung isoliert.

[1] Der auftretende Photonrest bei Resolved-Photon Prozessen spielt durch die Winkelbegrenzung im Jet-Algorithmus in Rückwärtsrichtung keine Rolle.

- Die (E-Pz)-$M_{jet+jet}$-Verteilung in Abbildung 9.6 kann dazu benutzt werden, um einen Überblick über DIS-Untergrund in diesem Kanal zu gewinnen, da Photoproduktionsereignisse im Gegensatz zu DIS-Ereignissen ein kleineres $(E - Pz)$ besitzen. Dies gilt für Ereignisse bei kleinen Massen.

  Im hohen Massenbereich ist diese Unterscheidung nicht mehr möglich, da dort auch Photoproduktionsereignisse mit (E-Pz)-Werten bis zu 55 Gev erzeugt werden können. Hohe Massen werden durch hohe Schwerpunktsenergien im Subprozess erzeugt. Die Schwerpunktsenergie ist wiederum proportional zu dem Impulsbruchteil x_e des vom Elektron abgestrahlten Photons.

$$\sqrt{s} = \sqrt{x_e x_{Bj} s} \tag{9.1}$$

  Eine hohe invariante 2-Jet Masse durch Photoproduktion kann also durch ein quasireelles Photon erzeugt werden, das einen hohen Impulsbruchteil vom Elektronimpuls trägt. Dadurch kann das in der Strahlröhre verschwindende Elektron nur wenig zu einem *fehlenden* (E-Pz) beitragen.

  Das 2-Jet-Ereignis mit der höchsten Masse ist ein Kandidat für solch einen Prozess. Es wurde mit $(E - Pz) = 60$ Gev gemessen, was im Rahmen der Auflösung mit 55 Gev verträglich ist.

- Der Zusammenhang zwischen der invarianten 2-Jet Masse und dem P_T der Jets (Formel 2.13) ist in der $M_{jet+jet}$-$P_{T,jet1}$-Verteilung (Abb. 9.6 f)) sichtbar. Mit steigenden Massen nimmt das P_T des 1. Jets zu. Diese Abhängigkeit wird durch die Winkelabhängigkeit in der Massenformel abgeschwächt.

- Kandidaten für 2-Körper-Zerfälle erkennt man auch in der $(\eta_{jet1} - \eta_{jet2})$-$(M_{jet+jet})$-Verteilung bei $(\eta_{jet1} - \eta_{jet2}) \sim 0$, da hier Ereignisse mit $P_{T,miss} < 20$ und hohem $P_{T,jet}$ betrachtet werden. Dadurch liegt $\delta\phi$ der beiden Jets bei 180°. Es gibt einige Ereignisse im hohen Massenbereich, vor allem das Ereignis mit $M_{jet+jet} = 190$ Gev, die bei $(\eta_{jet1} - \eta_{jet2}) \sim 0$ liegen.

Zusammenfassung

1. Die invariante 2-Jet-Massenverteilung zeigt einen starken Ausläufer zu sehr hohen Massen hin. Inwieweit diese Ereignisse von γp-MC-Simulationen erklärt werden können, muß noch weiter untersucht werden.

2. Es sind keine auffälligen Resonanzerhöhungen in den Massen- oder P_T-Spektren zu beobachten.

3. Das Ereignis mit der höchsten invarianten 2-Jet-Masse $M = 190$ GeV liegt in der $M_{T,jet+jet}$-Verteilung, bei aus einem 2-Körper-Zerfall erwarteten transversalen Massenwert von 190 GeV, sehr isoliert von den anderen Ereignissen. Ob dieses Ereignis mit

γp-Produktion kompatibel ist oder ein Kandidat für einen 2-Körper-Zerfall eines neuen Teilchens ist, muß mit Hilfe einer MC-Studie weiter analysiert werden.

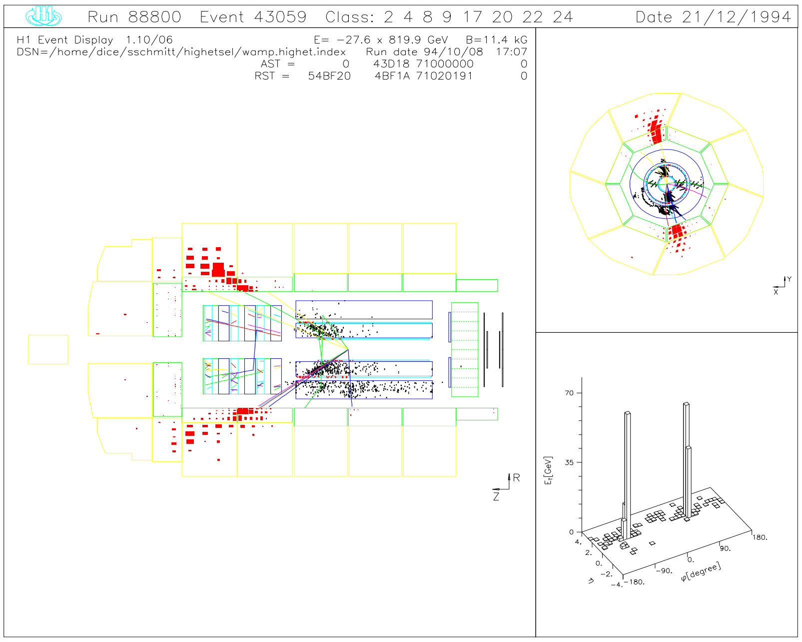


Abbildung 9.4: *2-Jet Ereignis mit P_T = 94 GeV pro Jet (Eines der zwei Ereignisse mit höchstem E_T in diesem Jahr.)*

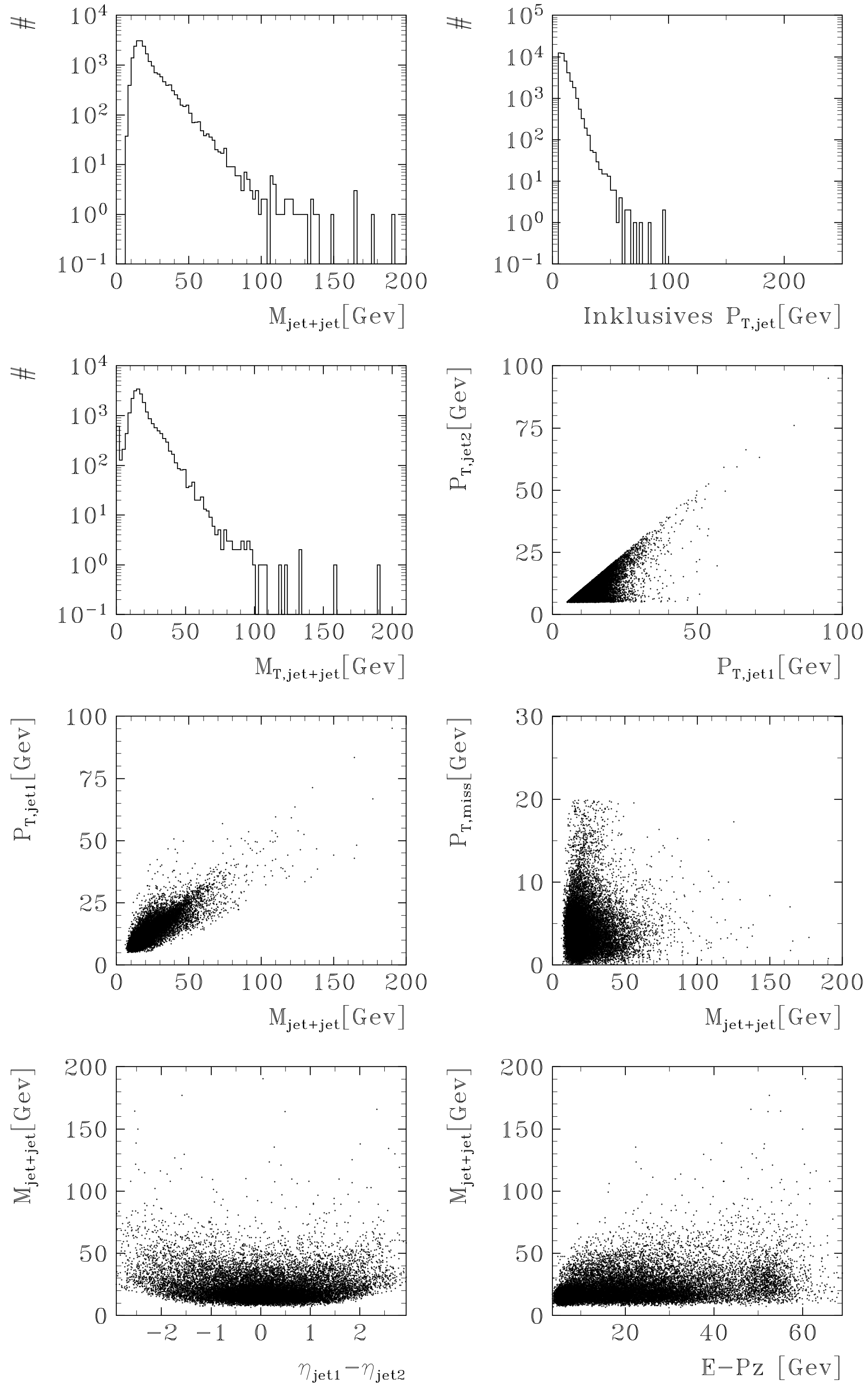


Abbildung 9.5: *2-Jet Kanal mit Untergrund (kosmische/Halo-Myonen); 21600 Ereignisse*

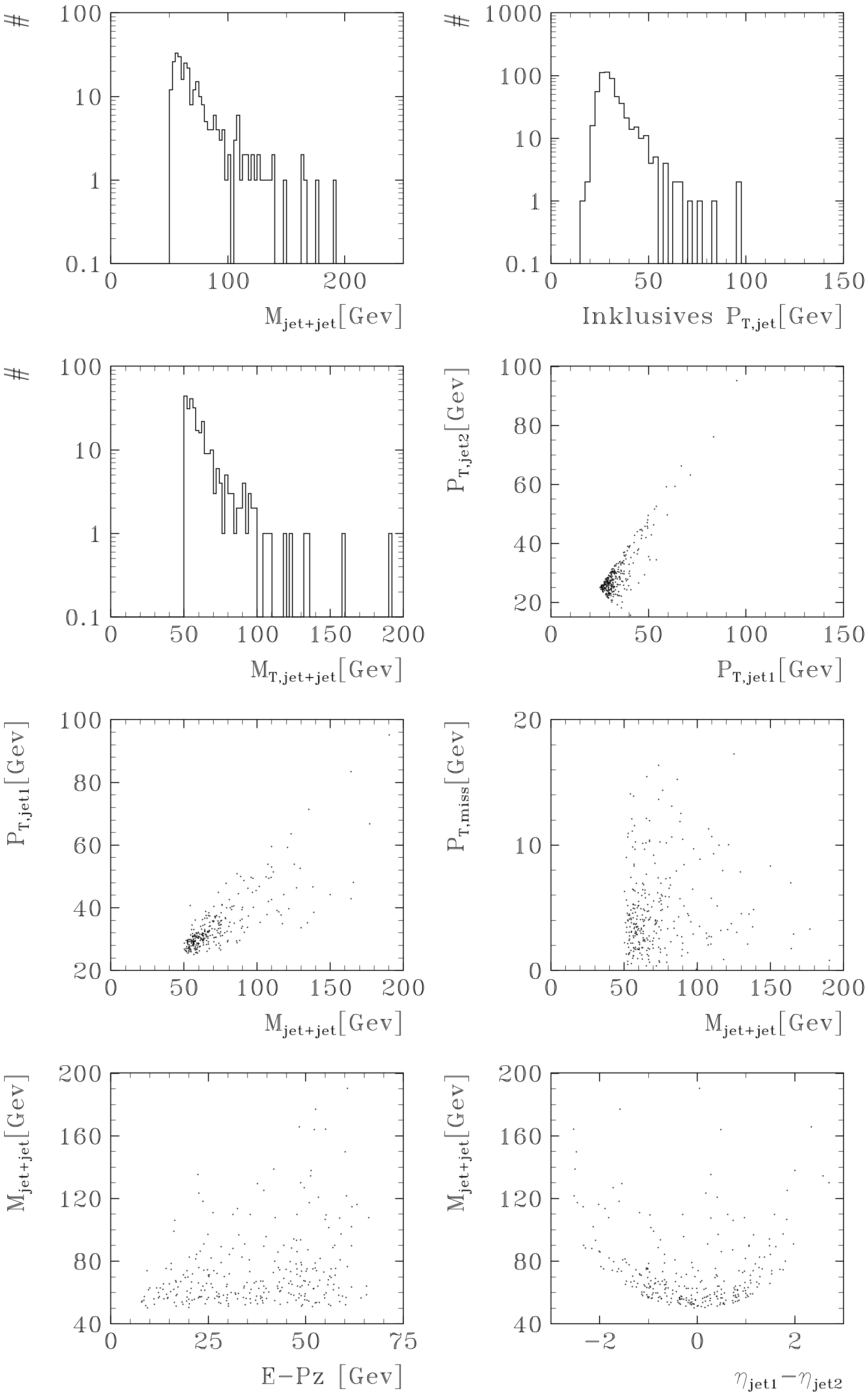


Abbildung 9.6: *2-Jet Kanal mit Anreicherungsschnitt $M_T > 50$ GeV (282 Ereignisse); Frei von Untergrund durch kosmische/Halo-Myonen. Das markierte Ereignis entspricht einem DIS-Ereignis (s. Text), wodurch das 2-Jet-Ereignis mit höchstem P_T pro Jet sehr isoliert von den anderen 2-Jet-Ereignissen ist.*

9.2.4 3-Jet Kanal

Dieser Kanal wird von Photoproduktionsereignissen mit harter Gluonabstrahlung dominiert.

Ein weiterer äußerst seltener SM-Prozess, der in diesem Kanal auftauchen kann, ist direkte W-Produktion, bei der das W mit hohem P_T erzeugt wurde. Bei der W-Produktion mit hohem P_T übernimmt das streuende Parton den Rückstoß und kann dadurch in den Detektor gestreut werden. Im Zerfallskanal des W in ein Quark und Antiquark werden dann 3 Jets im Ereignis erwartet.

Das Interesse an diesem Kanal ist in diesem Jahr durch ein sonderbares Ereignis geweckt worden. Es handelt sich um ein Ereignis bei dem ein Myon, ein Jet mit hohem P_T und fehlender Transversalimpuls ($P_{T,miss}$) im Detektor gemessen wurden. Als einzige Erklärung für dieses Ereignis, innerhalb des SM, kommt direkte W-Produktion mit hohem P_T in Frage. Die Wahrscheinlichkeit dafür beträgt 3%.

Die Spektren der unbereinigten Verteilungen in Abbildung 9.9 entsprechen mit ihren flach abfallenden Formen den SM-Erwartungen, wobei wieder in den Massenspektren starke Ausläufer zu hohen Massen erkennbar sind.

Der Anreicherungsschnitt wurde bei der invarianten 3-Jet Masse $M > 60$ Gev und bei $P_T > 10$ Gev für alle Jets gesetzt, da nach Ereignissen mit hohen Massen und Schwerpunktsenergien gesucht wird. Der $P_{T,jet3} > 10$ Gev Schnitt ist durch das stark abfallende Bremsstrahlungsspektrum der in Photoproduktionsereignissen abgestrahlten Gluonen motiviert.

Danach bleiben 104 Ereignisse von insgesamt 11300 übrig, wobei 1 kosmisches Myon entfernt werden mußte.

- In der invarianten 3-Jet Massenverteilung (Abb. 9.10 a)) ist eine ähnliche Struktur, wie im 2-Jet Kanal sichtbar. Die flach abfallende Kurve hat starke Ausläufer bis zu hohen Massen von $M = 150$ Gev. Bei der invarianten 3-Jet Masse von $M = 140$ Gev ist sogar eine kleine Anhäufung von Ereignissen erkennbar.

  In der Korrelationsverteilung zwischen der 3-Jet Masse und der invarianten 2-Jet Masse, die aus den beiden Jets mit höchstem P_T gebildet wird, sieht man eine sehr interessante Struktur. Im Massenbereich $M_{jet1+jet2} = 100 - 125$ GeV ist eine deutlich isolierte Anhäufung von 8 Ereignissen sichtbar, die den Ereignissen mit den höchsten invarianten 3-Jet Massen entsprechen. Sie sind klar von den anderen Ereignissen getrennt.

  Diese 8 Ereignisse sind bis auf eines mit einem crack-Elektron-Kandidaten schöne 3-Jet Ereignisse. Sie besitzen fast alle eine gleiche Ereignistopologie mit zwei nach vorne gestreuten Jets und einem in den mittleren Bereich des Detektors gestreuten Jet. Diese Anhäufung bei einem festen 3-Jet- und 2-Jet-Massenbereich könnte eine der gesuchten Resonanzerhöhungen eines neuen Teilchens sein.

  Ein 2-Körper-Zerfall eines neuen Teilchens in 2 Jets ist nicht wahrscheinlich, da im M_T-Spektrum der beiden Jets keine Anhäufung von Ereignissen im gleichen Massenbereich, wie in der invarianten 2-Jet Massenverteilung sichtbar ist (Abschnitt 2.1). Dort gibt es 2 isolierte Ereignisse bei $M_{T,jet1+jet2} = 105$ bzw. 110 Gev, die in den Abbildungen 9.7 und 9.8 gezeigt werden. Die anderen 5 Ereignisse liegen bei kleineren transversalen Massen und nicht in dem aus einem 2-Körper-Zerfall erwarteten Massenbereich.

Auch die relativ breite Verteilung der 8 Ereignisse im invarianten 2-Jet Massenspektrum spricht gegen die Produktion eines, in 2 Jets zerfallenden, neuen Teilchens. Die Massenauflösung des möglichen Teilchens sollte in diesem Bereich relativ schmal sein.

Die Breite der Anhäufung bei $M = 140$ in der 3-Jet Massenverteilung entspricht eher der erwarteten Massenauflösung. Es könnte sich also bei diesen Ereignissen um einen 3-Körper-Zerfall eines neuen Teilchens handeln. Der Test dieser Hypothese bleibt weiterführenden Analysen vorbehalten.

Im W-Massenbereich der $M_{T,jet1+jet2}$-Verteilung sind 6 Ereignisse gemessen worden, die keine Erhöhung im Spektrum bilden und somit mit Photoproduktionereignissen kompatibel sind.

- In der $(\eta_{jet1} - \eta_{jet2}) - (M_{jet1+jet2})$-Verteilung (Abb. 9.10 j)) erkennt man, daß die interessanten 8 Ereignisse mit hohen Massen bis auf eines bei großen η-Differenzen der beiden Jets liegen, was wieder einem möglichen 2-Körper-Zerfall widerspricht.

- In der (E-Pz)-$M_{jet1+jet2}$-Verteilung kann man wieder davon ausgehen, daß die Ereignisse bei kleinen Massen und einem (E-Pz) bei 55 Gev DIS-Untergrund Ereignissen entsprechen und die bei einem kleineren (E-Pz) den erwarteten Photoproduktionsereignissen entsprechen. Im hohen Massenbereich ist keine klare Trennung mehr zwischen Photoproduktionsereignissen und DIS-Untergrund-Ereignissen durch das gemessene (E-Pz) im Ereignis möglich (siehe vorherigen Abschnitt).

Zusammenfassung

1. Es ist im invarianten 3-Jet-Massenspektrum, wie schon im Massenspektrum des 2-Jet-Kanals, ein starker Ausläufer zu hohen Massen zu erkennen.

2. Im invarianten 3-Jet-Massenspektrum ist eine kleine Anhäufung von Ereignissen bei $M_{jet+jet+jet} =\sim 140$ GeV zu beobachten. Korreliert mit der invarianten 2-Jet-Masse, die aus den beiden Jets mit höchstem P_T gebildet wird, liegen diese Ereignisse isoliert von den anderen Ereignissen. Ein 2-Körper-Zerfall ist wegen der $M_{T,jet1+jet2}$-Verteilung und der $M_{jet1+jet2}$-Verteilung unwahrscheinlich. Ob diese Ereignisse mit γp-Ereignissen kompatibel sind oder Kandidaten für einen 3-Körper-Zerfall eines neuen Teilchens sind, muß mit Hilfe eines MC weiter analysiert werden.

3. Es sind 2 isolierte Ereignisse bei hohen Transversalmassen zu beobachten.

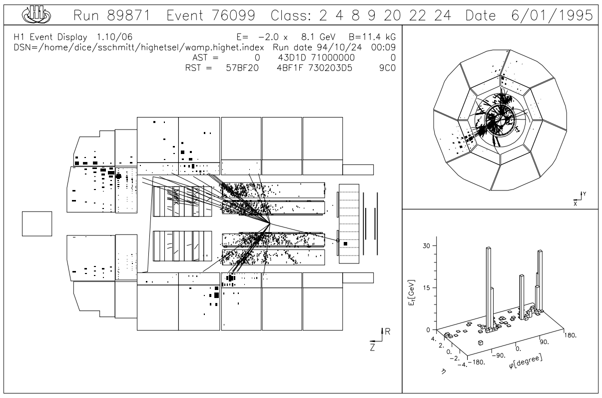


Abbildung 9.7: *3-Jet Ereignis mit* $M_T = 110$ *Gev !*

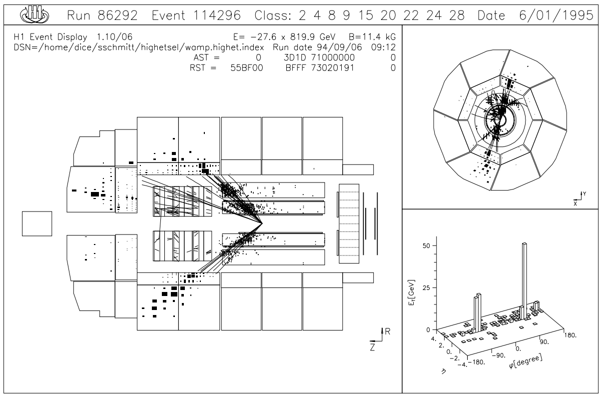


Abbildung 9.8: *3-Jet Ereignis mit* $M_T = 105$ *Gev !*

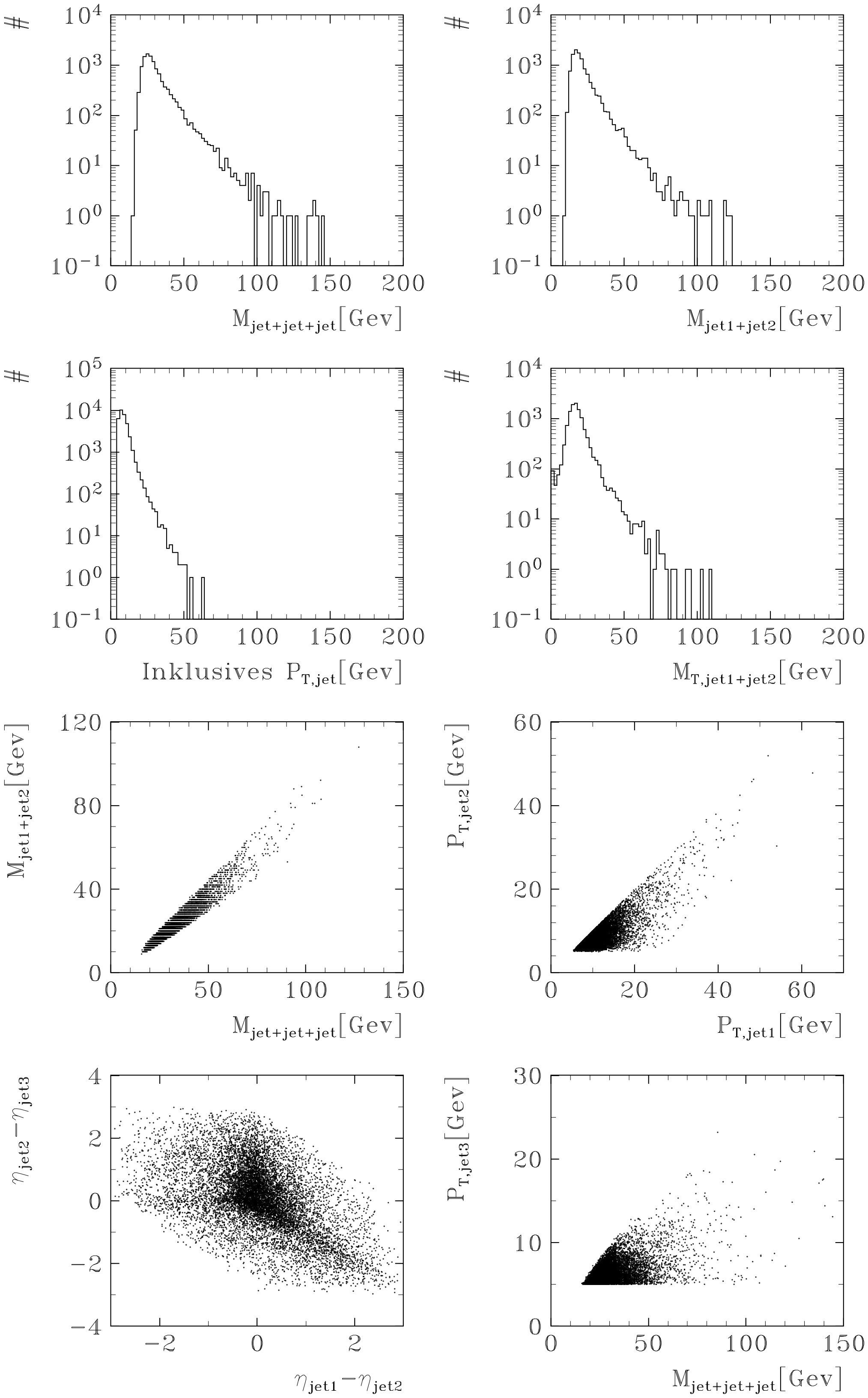


Abbildung 9.9: *3-Jet Kanal mit Untergrund (11300 Ereignisse).*

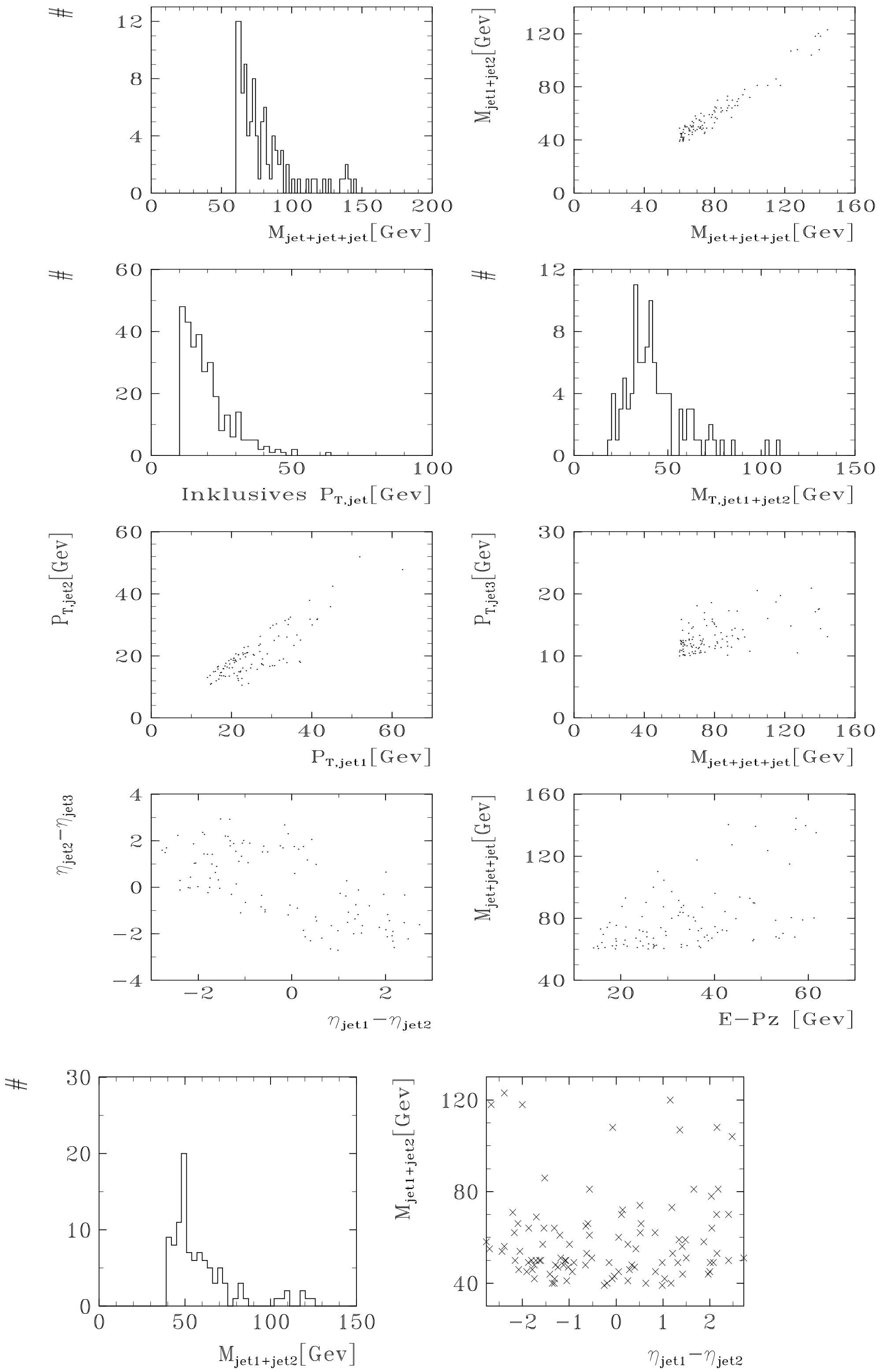


Abbildung 9.10: *3-Jet Kanal mit Anreicherungsschnitt P_T > 10 GeV aller Jets und $M_{jet1+jet2+jet3} > 60$ GeV. 103 Ereignisse (frei von kosmischen/Halo-Myonen). Interessante isolierte Anhäufung bei hohen Massen in der Verteilung b). $M_{jet1+jet2}$ wird durch die Jets mit höchsten $P_{T,jet}$ im Ereignis gebildet.*

9.2.5 4-Jet Kanal

Dieser Kanal wird durch mehrfache Gluonabstrahlungen von Photoproduktionsereignissen dominiert. Der Anreicherungsschnitt liegt bei $M_{jet+jet+jet+jet} > 50$ Gev, $P_{T,jet1+jet2} > 10$ Gev und $P_{T,jet3+jet4} > 7$ Gev. In den von 1500 übriggebliebenen 40 Ereignissen, ist kein kosmisches Myon gefunden worden.

Das in den unbereinigten Verteilungen (Abb. 9.11) zu sehende isolierte Ereignis bei $M = 130$ Gev ist durch elektronisches Rauschen hervorgerufen worden. Es wurde durch die Anreicherungsschnitte aus dem Sample entfernt.

- Die invariante 4-Jet Massenverteilung der bereinigten Verteilung in Abbildung 9.12 a) geht bis zu Massen von 100 Gev. Wegen der kleinen Statistik sind keine Aussagen über eine besondere Struktur möglich.

- In der (E-Pz)-$M_{jet+jet+jet+jet}$-Verteilung sieht man die aus Photoproduktionsereignissen erwartete Anhäufung der Ereignisse mit kleineren Massen bei (E-Pz)-Werten kleiner 40 Gev. Die Ereignisse mit höheren Massen liegen auch wieder bei höheren (E-Pz)-Werten.

- Es gibt 2 Ereignisse mit einem P_T des führenden Jets bei 30 Gev. Das höchste P_T des zweiten Jet liegt unter 20 Gev. Bei 2 Ereignissen liegen die P_T-Werte des 3. und 4. Jets bei 15 Gev. Ansonsten liegt der P_T-Wert des 4. Jets immer unter 10 Gev (Abbildungen 9.12 c),d)).

Insgesamt ist in diesem Kanal auf den ersten Blick nichts ungewöhnliches zu sehen.

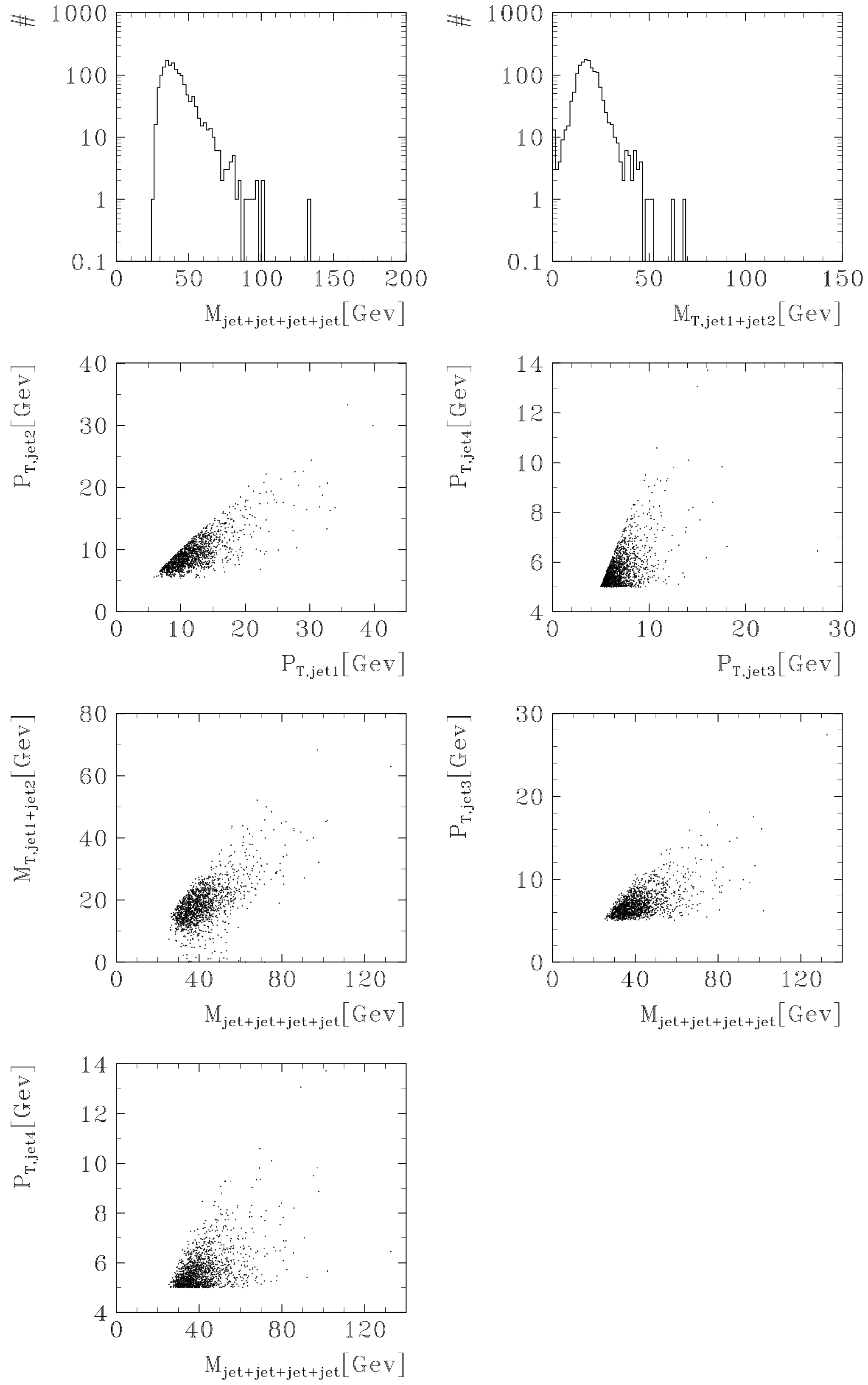


Abbildung 9.11: *4-Jet Kanal mit Untergrund (1500 Ereignisse).*

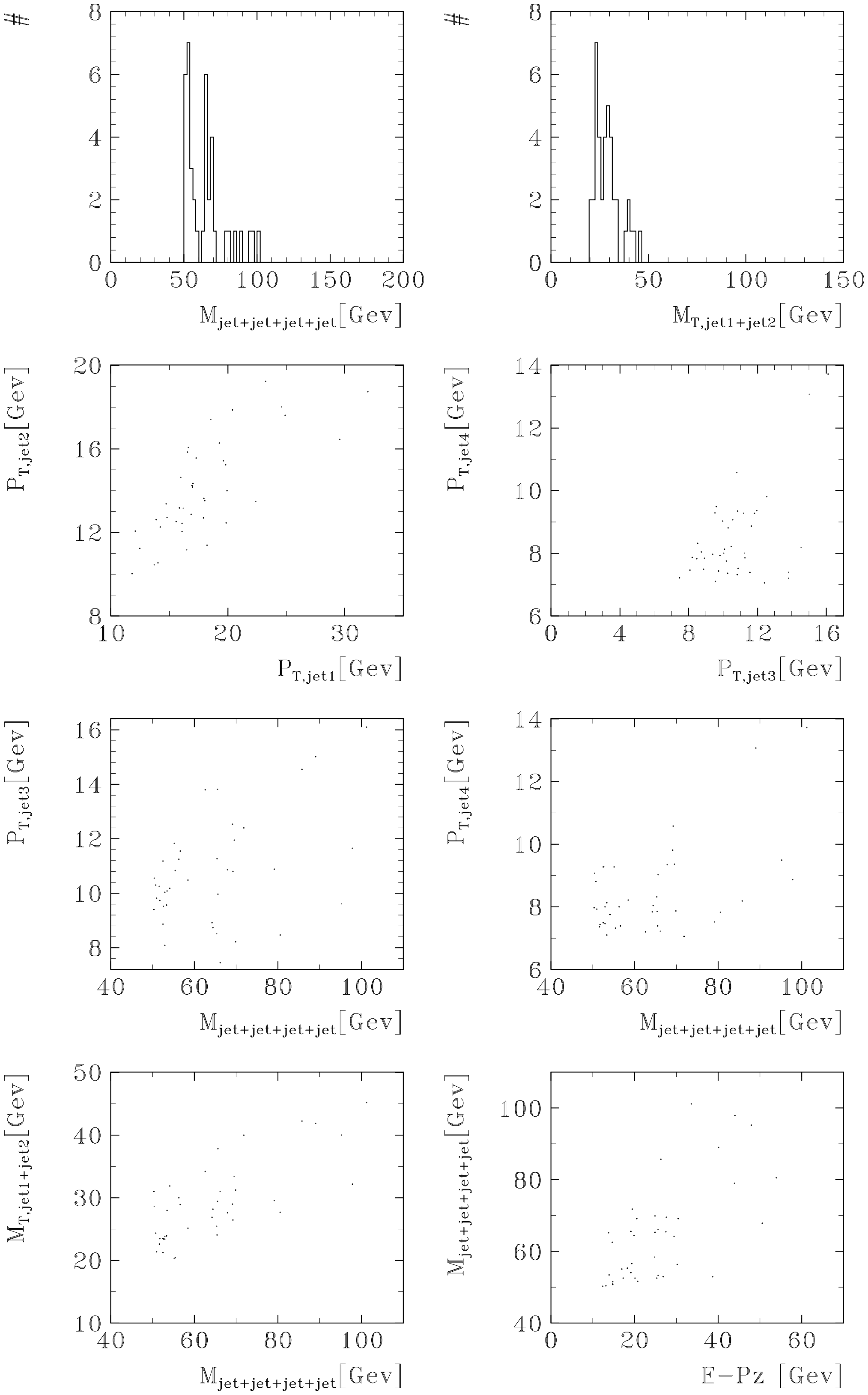


Abbildung 9.12: *4-Jet Kanal nach Anreicherungsschnitt* $P_{T<jet1+jet2} > 10$ *GeV,* $P_{T<jet3+jet4} > 7$ *GeV und* $M_{jet+jet+jet+jet} > 50$ *GeV. 40 Ereignisse ohne kosmische/Halo-Myonen bleiben übrig.*

9.3 Elektron-Kanäle

Alle folgenden Kanäle werden von DIS-Ereignissen dominiert. Es wurden nur Elektronen selektiert,die ins Lar-Kalorimeter gestreut wurden und ein $P_T > 10$ GeV besitzen.

Für den inklusiven Elektron-Kanal wird ein Vergleich der Daten mit der SM-Vorhersage durchgeführt.

9.3.1 Inklusiver Elektron-Kanal

Insgesamt wurden 3231 Elektronereignisse gefunden, in denen noch nicht-ep-Untergrund Ereignisse enthalten sind, die für die Analyse in der erwarteten Signalregion herausgefiltert werden müssen.

Drei charakteristische globale Verteilungen sind in Abbildung 9.15 gezeigt. Die E_T-Verteilung in Abbildung 9.15 a) zeigt den schon bekannten Verlauf, der durch den Selektions-Schnitt $E_T + P_{T,miss} > 40$ GeV charakterisiert ist. Das stark abfallende Spektrum zeigt wieder einige Ereignisse mit Transversalenergien bis zu 194 GeV,die der Schwerpunktsenergie von 300 Gev recht nahe kommen. Die sieben isolierten Ereignisse mit höchstem E_T werden im nächsten Kapitel noch genauer betrachtet.

In der (E-Pz)-Verteilung sind die erwarteten DIS-Ereignisse beim nominellen Wert von 55 Gev klar sichtbar. Die Ausläufer zu kleinen Werten hin enthalten hauptsächlich kosmische Myonen, Halo-Myonen und Photoproduktions-Untergrund-Ereignisse sowie einige DIS-Ereignisse, bei denen das Elektron im Anfangszustand ein Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt hat.

In der $P_{T,miss}$-Verteilung (Abb. 9.15 c)) sieht man noch Ereignisse mit sehr hohem $P_{T,miss}$, die fast alle kosmischen Myonen zuzuschreiben sind. Jedes andere physikalische Ereignis, das ein Elektron und ein Neutrino im Endzustand erzeugt, wäre sehr interessant, da ein solcher Endzustand im Standard-Modell sehr selten ist. Eine Möglichkeit wäre direkte W-Produktion oder der kinematisch seltene Fall, daß bei DIS-Ereignissen der gestreute Jet (mit maximalem Pt) in der Strahlröhre verlorengeht.

Charakteristische Größen für das gestreute Elektron werden in Abbildung 9.14 gezeigt. Da bei H1 bisher unpolarisierte Elektronen und Protonen aufeinandergeschossen werden, ist nur die z-Richtung physikalisch durch die Flugrichtung der Teilchen ausgezeichnet. Somit erhält man ein flaches Spektrum der Elektronen in φ (Abb.9.14 c)).

Die scharfe Kante in der η-Verteilung bei $\eta = -1.5$ entspricht genau dem Übergang vom BEMC- zum LAr-Kalorimeter (Abb.9.14 b)).

Die Energieverteilung des Elektrons zeigt ein Maximum der dem erwarteten kinematischen Peak bei der Strahlenergie des Elektrons (27.5 GeV) entspricht. Der kinematischen Peak entspricht DIS-Ereignissen, die wenig Energie mit dem Proton austauschen. Der Wirkungsquerschnitt ist für solche Ereignisse am höchsten. In der P_T-Verteilung des Elektrons erkennt man wieder den bekannten Selektionsschnitt, der auch Ereignisse mit$P_T < 20$ Gev zuläßt.

Die Verteilungen der kinematischen Variabeln x, y, Q^2 für diesen Kanal sind wohl die auf den ersten Blick interessantesten dieses Jahres gewesen (Abb. 9.15).

Im hohen x,y-Bereich, also bei hohem Q^2 ($Q^2 = x * y * s$), erkennt man eine deutliche Anhäufung von Ereignissen. In Abbildung 9.15 c) sieht man, daß sie sich in einem bestimmten Massenbereich $\sqrt{sx}$ = 180-190 GeV ansiedeln und bei sehr hohen y-Werten liegen. Dies könnte einem Leptoquark-Signal entsprechen (s. Abschnitt 2.3).

Ansonsten zeigt sich in den Abbildungen 9.15 die vom SM-Wirkungsquerschnitt erwartete Zunahme der Ereignisse mit kleineren y-Werten und die aus den Protonstrukturfunktionen erwartete Abnahme der Ereignisse zu großen x hin. Dieses Verhalten des Wirkungsquerschnitt ist auch deutlich im Q^2-Spektrum zu sehen, das den in DIS-Streuung erwarteten $1/Q^4$-Abfall zeigt. Das völlige Fehlen von Ereignissen bei kleinsten x,y-Werten in Abbildung 9.15 a) entspricht dem verlangten P_T-Schnitt ($P_T > 10$ GeV) bei der Elektron-Selektion.

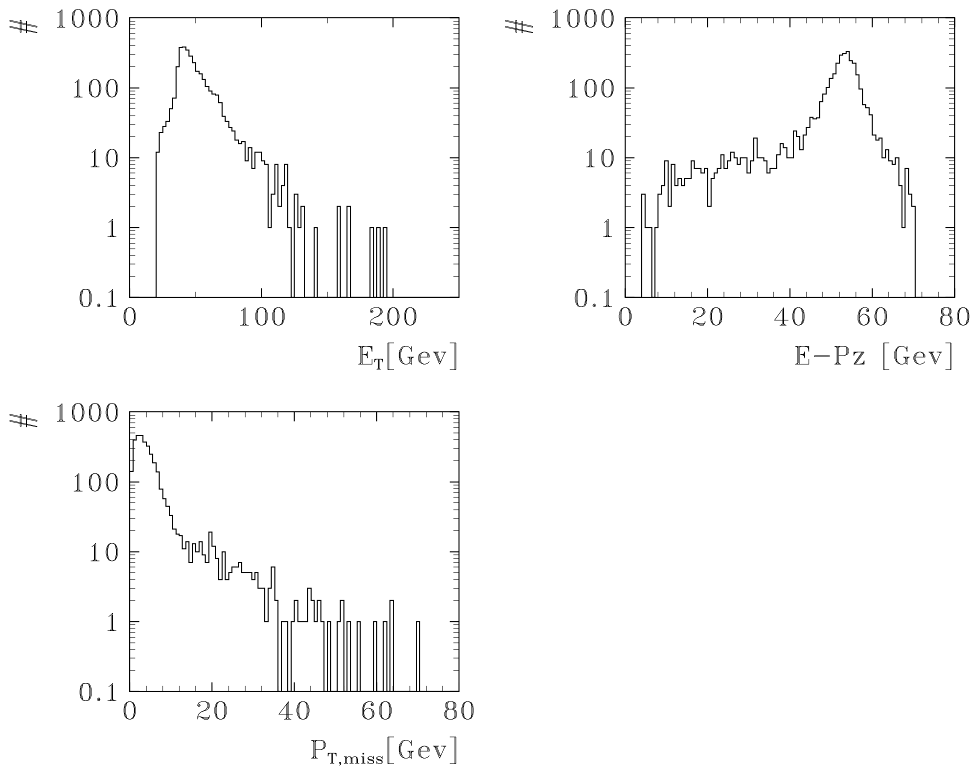


Abbildung 9.13: *Globale Verteilungen des inklusiven Positron-Kanal (3231 Ereignisse) in denen noch einige kosmische Myon-Ereignisse enthalten sind (hohe $P_{T,miss}$-Werte).*

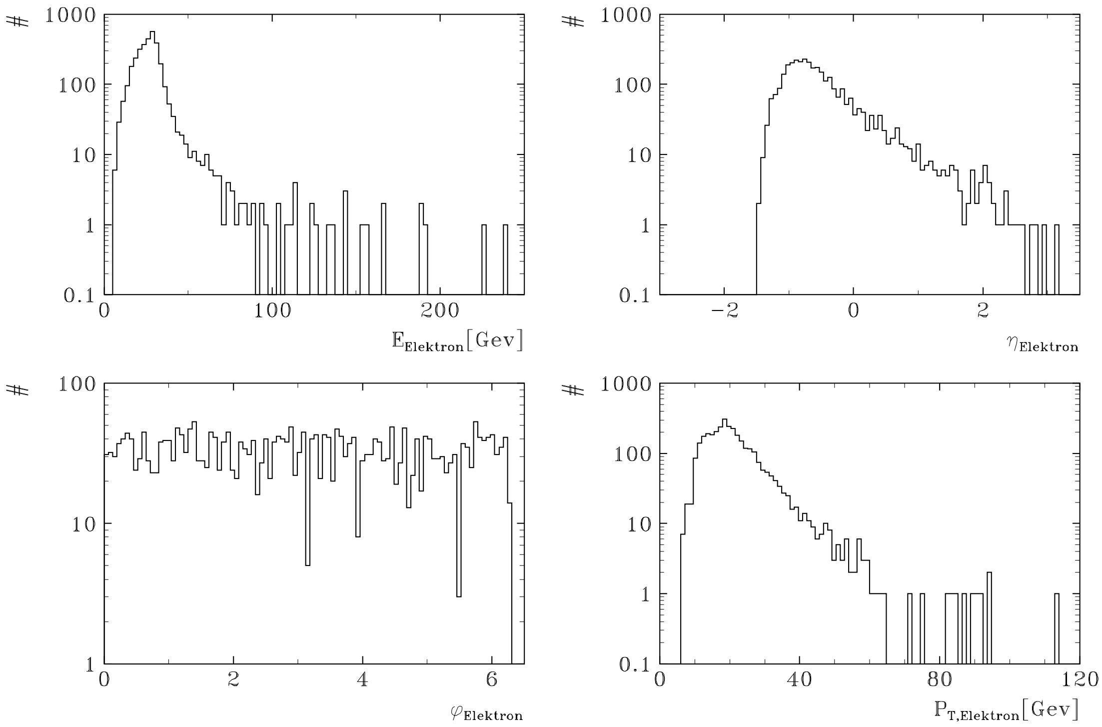


Abbildung 9.14: *Charakteristische Größen aller 3231 gefundenen Positronen. Vor allem die Winkelverteilungen in b) und c) zeigen einen erwarteten Verlauf (s. Text). In der $P_{T,Elektron}$-Verteilung ist ein isoliertes Ereignis bei $P_{T,Elektron}$ = 112 GeV erkennbar, das sich beim Scannen als ein kosmisches Myon herausstellt.*

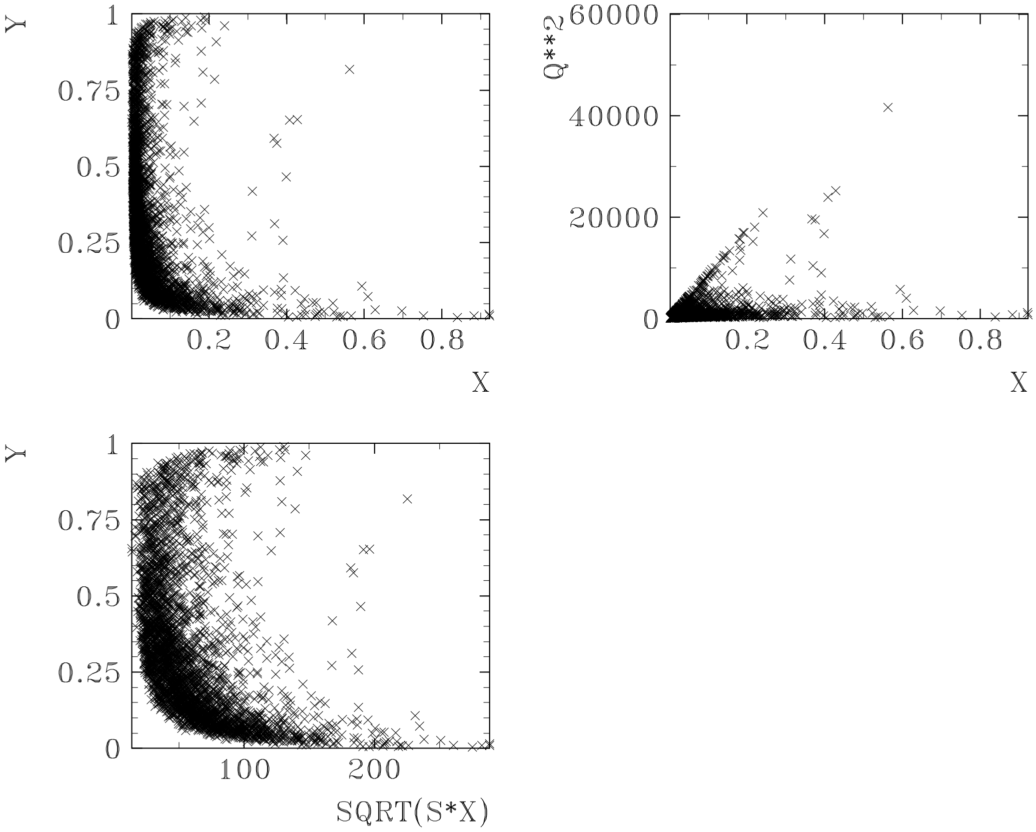


Abbildung 9.15: *Verteilungen der kinematischen Variabeln x,y und Q^2 für alle gefundenen Positronen (3231). In diesen Verteilungen sind noch kosmische/Halo-Myonen enthalten. In der $\sqrt{sx}$-Verteilung c), die der Masse eines hypothetischen Lepoquarks entspricht, zeigt sich ein deutlicher Massenpeak zuammen mit einer flachen y-Verteilung. Dies entspricht genau einer Leptoquark-Signatur.*

Untersuchung der Ereignisse bei hohen Q^2 auf Leptoquark-Beiträge

Um das Verhältnis von möglicher Leptoquark-Signatur und SM-Beiträgen zu verbessern und eine Abschätzung für Untergrund-Ereignisse aus nicht ep-Streuungen machen zu können, wurden folgende Schnitte für den inklusiven Elektron-Kanal eingeführt:

1. $Q^2 > 1200\ Gev^2$
2. $y < 0.95$
3. $40 < E - Pz < 70$ Gev
4. $P_{T,jet1} > 10$ Gev

Schnitt 1 dient zur Reduzierung von Ereignissen aus tiefinelastischer Streuung, da diese im Gegensatz zu Leptoquark-Ereignissen bei kleineren x,y-Werten erwartet werden. Schnitt 2 unterdrückt weitere Photoproduktionsereignisse in Vorwärtsrichtung durch falsche Elektron-Identifizierung und DIS-Ereignisse, bei denen im Falle von Abstrahlungen große Korrekturen am Wechselwirkungsquerschnitt nötig sind. Durch Schnitt 3 werden Ereignisse mit starken Energieverlusten in der Strahlröhre entlang der Richtung des einlaufenden Elektrons unterdrückt. Dazu gehören Ereignisse mit harter Photon-Abstrahlung des Elektrons im Anfangszustand und Photoproduktionsuntergrund. Schnitt 4 stellt sicher, daß mindestens 1 Jet mit hohem Transversalimpuls gefunden wurde.

Nach diesen Schnitten blieben 350 Ereignisse übrig, die alle gescannt wurden, wobei noch 3 kosmische Myonen entfernt werden mußten. Damit erhält man folgende x,y,Q^2-Verteilungen (Abb.9.16), die frei von Untergrund-Ereignissen sind, die nicht aus der ep-Streuung stammen:

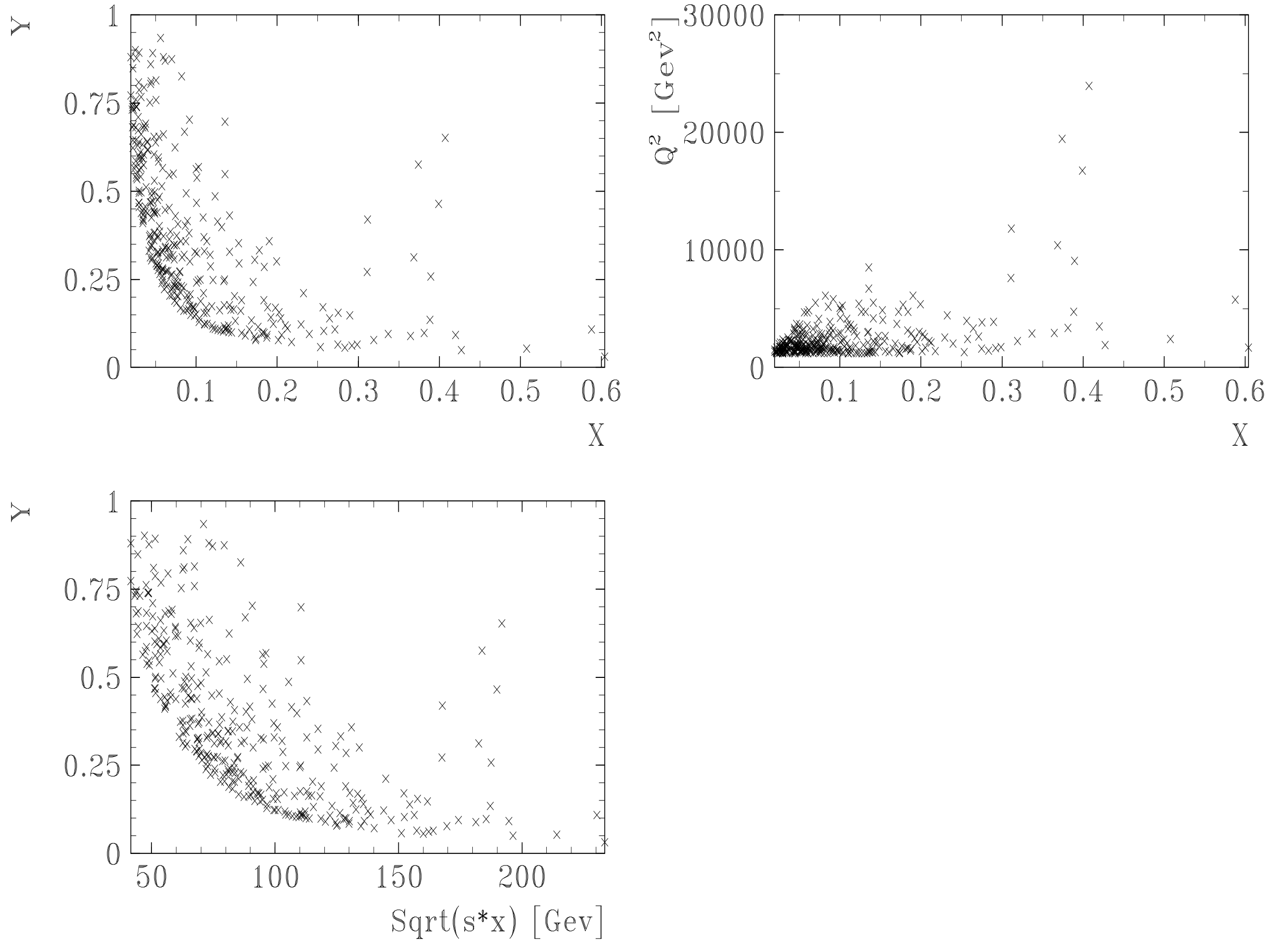


Abbildung 9.16: *Inklusiver Elektron-Kanal ohne kosmische/Halo-Myonen (350 Ereignisse mit $Q^2 > 1200$ GeV^2, $y < 0.95$, $40 < E - Pz < 70$ GeV, $P_{T,jet1} > 10$ GeV). In den kinematischen Verteilungen ist eine deutliche Bandstruktur bei hohen x und y zu beobachten, die auf eine mögliche Leptoquark-Signatur hindeutet.*

Tatsächlich ist in Abbildung 9.16 c) ein deutliches Band von 7 Ereignissen bei $\sqrt{sx} \sim 180$ Gev und $y > 0.25$ erkennbar, die sich auf den ersten Blick von der Verteilung der anderen Ereignisse abheben. Bevor diese Ereignisse mit der Vorhersage des SM verglichen werden, sind sie auf ihre technische Rekonstruktion und ihre kinematischen Eigenschaften überprüft worden.

- Technische Rekonstruktion:

  1. Fünf der Ereignisse fallen in Luminositätsperioden, bei denen es keine größeren Detektorschwierigkeiten oder Probleme bei der Datennahme gab (z.b.Trigger).

Die anderen zwei Ereignisse zeigen keinerlei Anzeichen von Rekonstruktionsfehlern durch Detektorprobleme oder durch die Datennahme.

2. Weiterhin wurde nachgeprüft, ob die Positionen der z-Vertices mit der nominellen Wechselwirkungszone übereinstimmen, damit sichergestellt ist, daß die Ereignisse aus ep-Kollisionen stammen können. Abbildung 9.17 a) zeigt ein Ereignis (run=88315,event=186488) mit einem fast außerhalb der nominellen Wechselwirkungszone liegenden z-Vertex ($zvtx = -42$ cm). Bei Verwendung einer neuen, verbesserten Spurrekonstruktion liegt der z-Vertex näher am nominellen z-Vertex.

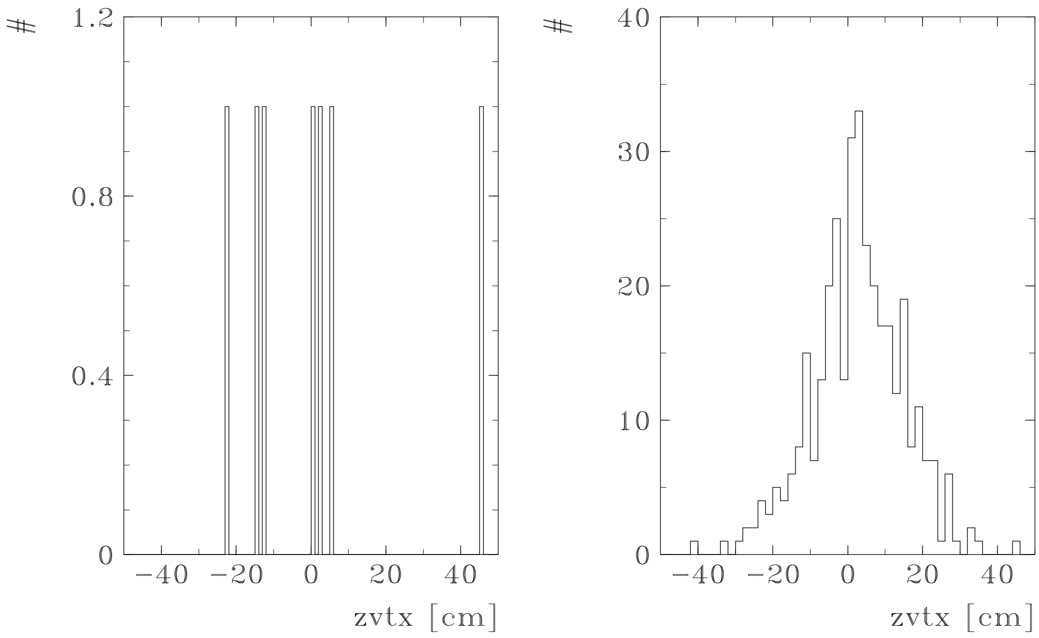


Abbildung 9.17: *Abb. a) zeigt die zvtx-verteilung der 7 interessanten Ereignisse. In Abb. b) wird die zvtx-verteilung für alle Elektronen in diesem Kanal nach den Analyse-Schnitten gezeigt (350 Ereignisse).*

3. Die einzelnen Subtrigger dieser Ereignisse, wie z.b. z-Vertex- oder LAr- Subtrigger, zeigen keine Anzeichen möglicher Überlagerungen von Ereignissen aus anderen Bunch-crossings. Bei allen Ereignissen ist ein deutliches Maximum im zvtx-Histogramm zu sehen, das für echte ep-Kollisionsereignisse typisch ist.

- Kinematische Eigenschaften der sieben Ereignisse

  Abbildung 9.18 zeigt den Vergleich von 6 kinematischen Variabeln der 7 Ereignisse mit den restlichen Ereignissen diese Kanals.

  Im Vergleich der Verteilungen erkennt man, daß die sieben Ereignisse einerseits wirklich die höchsten Et-, P_T- und E-Werte aller Elektronen besitzen. Die Korrelationsverteilung (E-Pz)-$P_{T,miss}$ zeigt vier Ereignisse, die bezüglich der Korrelationsverteilung aller Ereignisse in den Ausläufern der (E-Pz)- und $P_{T,miss}$-Verteilungen liegen. Dies ist aber kein Anzeichen dafür, daß diese Ereignisse nicht gut gemessen worden sind, da der absolute Fehler der Energiemessung im Kalorimeter mit der Wurzel der einfallenden Energie zunimmt ($\sigma(E) \propto \sqrt{E}$). Im ($\eta_{Elektron} - \phi_{Elektron}$)-Korrelationsplot sind im Rahmen der kleinen Ereignisstatistik sowohl für die sieben Ereignisse als auch für alle Elektronen keine auffälligen Strukturen, die auf Probleme in bestimmten Detektorbereichen hindeuten könnten, erkennbar.

Im Elektron- und Photon-Tagger wurden keine Energiedepositionen gefunden.

Zur weiteren Überprüfung der Kinematik und Massenbestimmung der sieben Ereignisse wurden mehrere Rekonstruktionsmethoden der kinematischen Variabeln benutzt. Da DIS-Streuung über neutrale Ströme kinematisch überbestimmt ist, können verschieden Kombinationen der Elektronen- und Hadronen- Messung zur Bestimmung der kinematischen Variabeln ausgenutzt werden.

1. Elektron-Methode, die Energie und Winkel des Elektrons benutzt.

2. Jacquet-Blondel Methode, die Energie und Winkel des gestreuten Jets benutzt.

3. Mix-Methode, die eine Mischung der beiden ersten Methoden ist.

4. 2-Winkel-Methode, die den Winkel des Elektrons und des gestreuten Jets benutzt.

5. Eine von Photonabstrahlungen des einlaufenden Elektrons unabhängige Methode, im folgenden strahlungsharte 2-Winkel-Methode genannt, benutzt neben den Winkeln des Elektrons und des Quarks noch die gemessene Elektronenergie.

Diese verschiedenen Methoden verhalten sich in den einzelnen kinematischen Regionen bezüglich ihrer systematischen Fehler unterschiedlich. Nach einem Papier der H1-Kollaboration [7] sind die Elektron- und strahlungsharte 2-Winkel- Methode am besten zur Massenrekonstruktion von Elektron und Jet in diesem hohen x,y-Bereich geeignet.

In allen vier Rekonstruktionsmethoden sind 7 Ereignisse im hohen x,y-Bereich erkennbar. Sie entsprechen den interessanten Ereignissen, die bei der Elektron-Rekonstruktionsmethode isoliert bei hohen x,y zu sehen sind. Ähnlich isoliert sind sie nur bei der strahlungsharten 2-Winkel-Methode. Da diese beiden Methoden verschiedene unabhängige Messgrößen zur kinematischen Beschreibung des Ereignisses ausnutzen, kann man relativ sicher sein, daß die 7 Ereignisse gut gemessen wurden und tatsächlich in einem extremen kinematischen Bereich liegen. Die Verschmierung der Ereignisse über einen weiten Massenbereich (x-Bereich) bei den restlichen Methoden wird im Rahmen der Auflösungsfehler erwartet, wenn man davon ausgeht, daß die Ereignisse bei hohen x,y erzeugt wurden.

Nachdem sichergestellt ist, daß es einige sehr interessante hohe Q^2-Ereignisse gibt, muß zur weiteren Interpretation festgestellt werden, wieviele Ereignisse das SM in diesem Bereich vorhersagt.

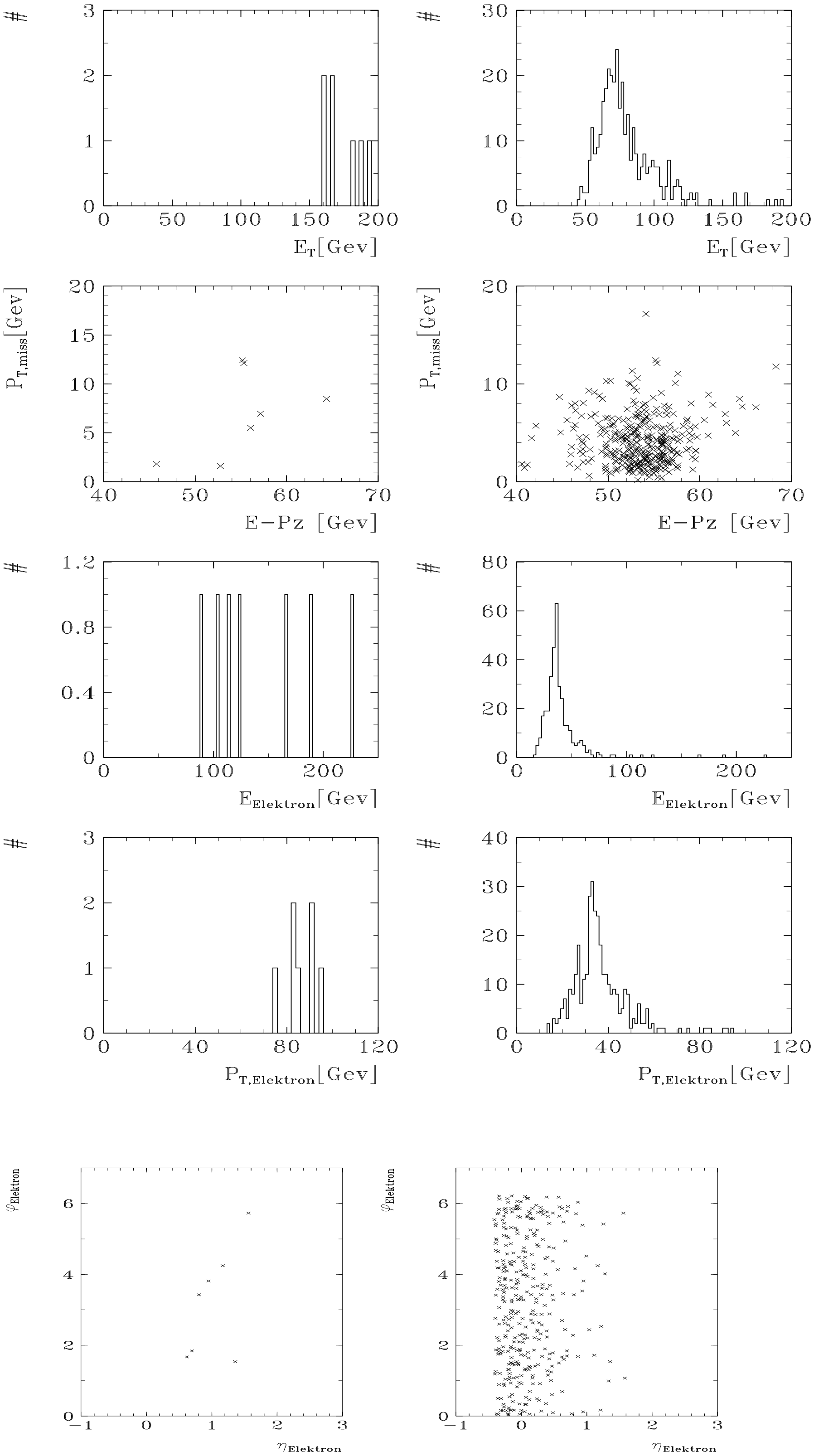


Abbildung 9.18: *Vergleich der kinematischen Variabeln der sieben LQ-Kandidaten mit denen aller Elektron-Ereignisse.*

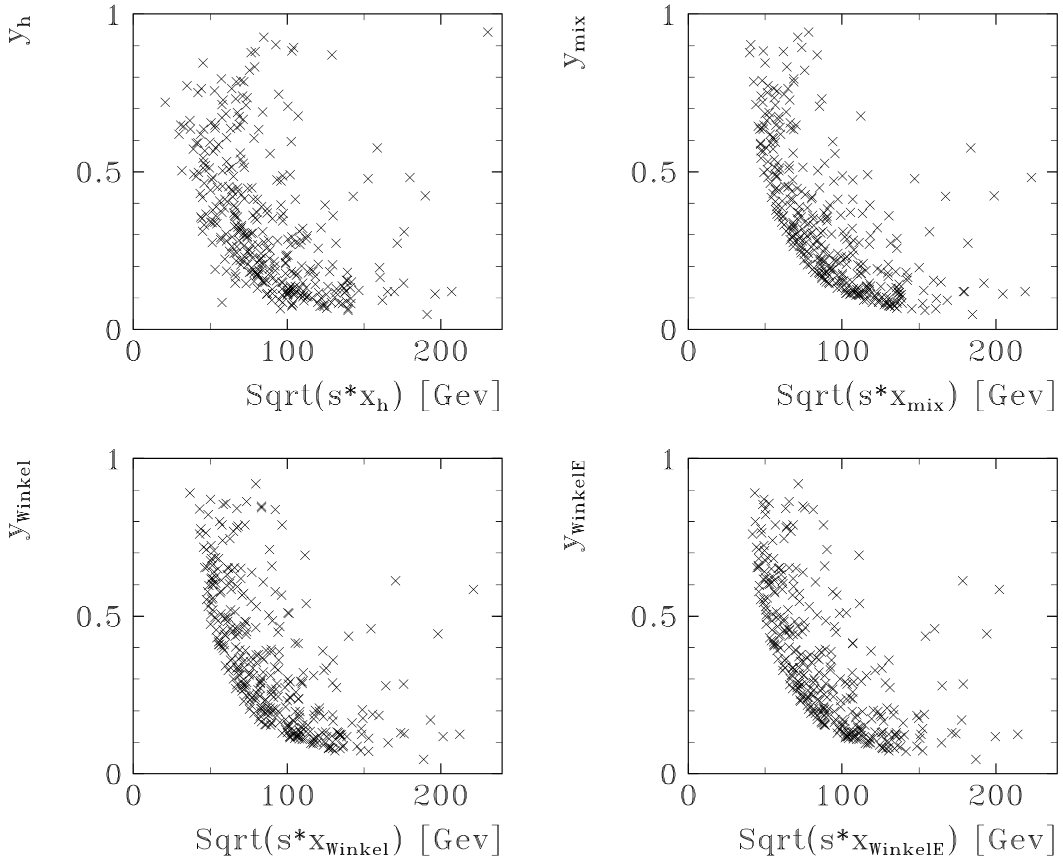


Abbildung 9.19: *Vergleich von verschiedene Rekonstruktionsmethoden für die kinematischen Variabeln x,y aller Ereignisse. Bei allen Methoden liegen die 7 LQ-Kandidaten im hohen Massen- und y-Bereich.*

Monte Carlo Analyse des inklusiven Elektron-Kanals

Zur statistischen Analyse des inklusiven Elektron-Kanals ist ein mit DJANGO generiertes DIS-MC benutzt worden. Es wurden 3330 Ereignisse mit $Q^2 > 1000\ GeV^2$ simuliert, die einer Luminosität von 14.4 pb^{-1} entsprechen. Zur Normierung des MC auf die Daten gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Anpassung der Luminositäten von Daten und MC. Dies ist unbefriedigend, da die Luminosität für die Datenselektion nur bis auf 10 Prozent bekannt ist. Die Efficiency-Verluste der Datenselektion für den Elektron-Kanal können zur Normierung des MC auf die Daten vernachlässigt werden, da sie nur sehr wenige Prozent ausmachen. Die Efficiency des L1-Elektron-Subtriggers beträgt für dieses Jahr systematisch knapp 99% [13].

2. Die Normierung erfolgt im moderaten Q^2-Bereich, in dem SM-Prozesse dominieren müssen, durch Angleichung der Daten/MC-Ereignisse. Für diese Analyse wurde die Angleichung für $1200 < Q^2 < 3000\ GeV^2$ vorgenommen.

In Abbildung 9.20 werden einige Kontroll-Verteilungen zum Vergleich der Daten und MC-Simulationen gezeigt. Das MC beschreibt Form und Höhe der einzelnen Verteilungen hervorragend. Nur in der (E-Pz)-Verteilung scheint es eine systematische Verschiebung der Daten und der MC-Ereignisse zu geben. Im MC werden weniger Ereignisse beim nominellen (E-Pz)-Wert von 55 Gev vorhergesagt. Die Verteilung ist breiter als bei den Daten. Dies liegt wahrscheinlich an einer Unterschätzung der Energieauflösung im Detektor in der MC-Simulation.

In Abbildung 9.21 wird das Q^2-Spektrum für diesen Elektron-Kanal gezeigt. Für kleine Q^2 werden die Daten wie erwartet gut vom MC beschrieben. Auch der hohe Q^2-Bereich zeigt auf den ersten Blick keine auffälligen Abweichungen der Daten vom MC. Dort könnte man den virtuellen Austausch neuer Teilchen im t-Kanal sehen (Abschnitt 2.3).

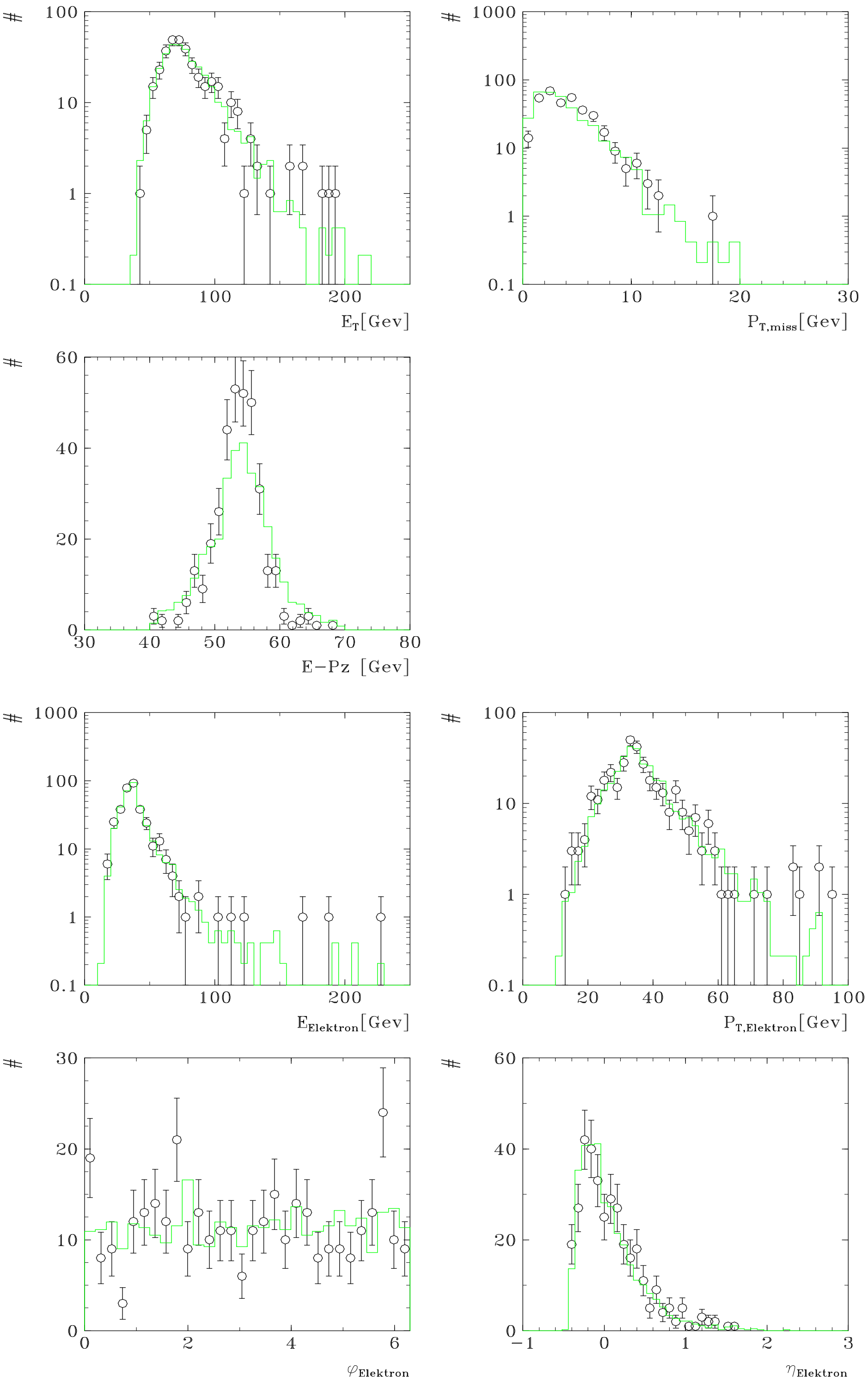


Abbildung 9.20: *Kontrollverteilungen für den Daten- (Kreise) und MC-Vergleich des inklusiven Elektron-Kanals. In a),b),c) sind globale EreignisVariablen gezeigt. Die restlichen Verteilungen zeigen ElektronVariablen. Die Form der Datenverteilungen wird gut durch das MC beschrieben.*

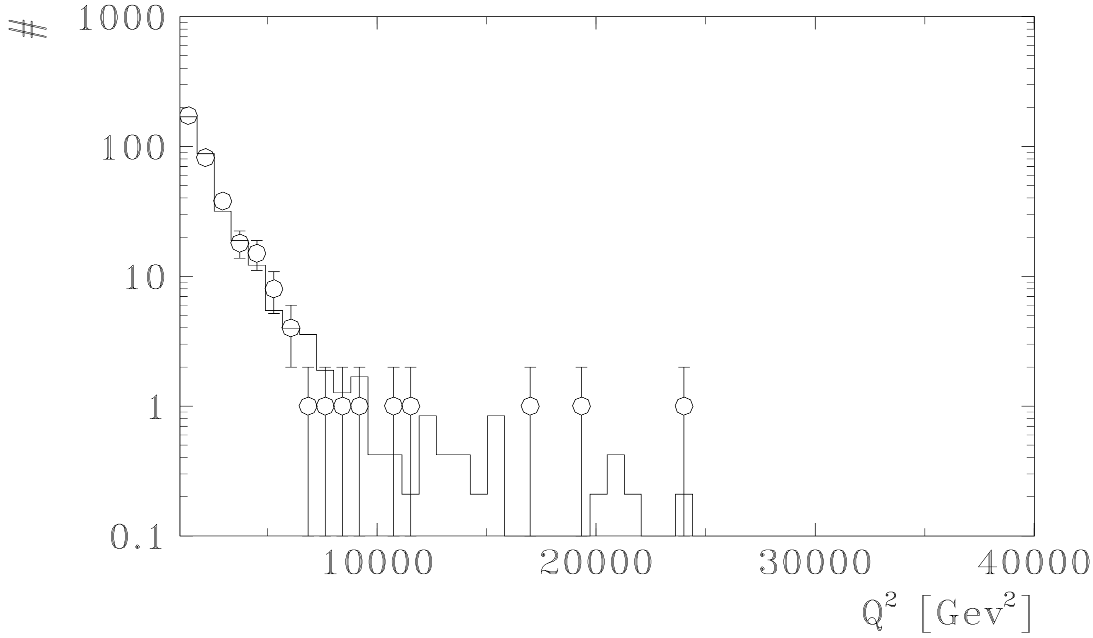


Abbildung 9.21: *Q^2-Spektrum der Elektronen ($Q^2 > 1200$). Daten (Kreise) und MC-Vorhersage stimmen gut überein.*

Direkte LQ-Analyse

Um zu einer statistischen Aussage zu gelangen, ob bei hohen Q^2 Leptoquark- oder mit DIS-Streuung kompatible Ereignisse zu sehen sind, wird das Massenspektrum der Daten mit der SM-Vorhersage verglichen. Zur Verbesserung des Signal zu SM-DIS-Untergrund Verhältnisses für den Zerfall von skalaren Leptoquarks (siehe Abschnitt 2.3) wird ein y-Schnitt von $y > 0.2$ eingeführt. Vor diesem Schnitt wird das Spektrum in Abbildung 9.22 a) über den ganzen Massenbereich gut durch das MC beschrieben. Für den Massenbereich $\sqrt{sx} > 120$ GeV werden 64 Ereignisse beobachtet, während vom MC 66 ± 2.2 erwartet werden. Nach dem y-Schnitt wird die Form der Datenverteilung weiterhin gut durch das MC beschrieben, bis auf eine kleine Anhäufung von Ereignissen im hohen Massenbereich von 180 Gev (7 hohe Q^2 Ereignisse). Man sieht deutlich, daß auch das MC Ereignisse für diesen Massenbereich vorhersagt. Für den Massenbereich um 150 Gev sagt das MC sogar mehr Ereignisse voraus, als in den Daten zu sehen sind. Im Massenbereich $\sqrt{sx} > 120$ Gev werden 15 Ereignisse gemessen, während 16 ± 1.1 durch das MC erwartet werden.

Daten und MC sind also bezüglich der Gesamtzahl der Ereignisse im hohen Massenbereich völlig kompatibel. Nur die Verteilung der Ereignisse ist unterschiedlich im hohen Massenbereich.

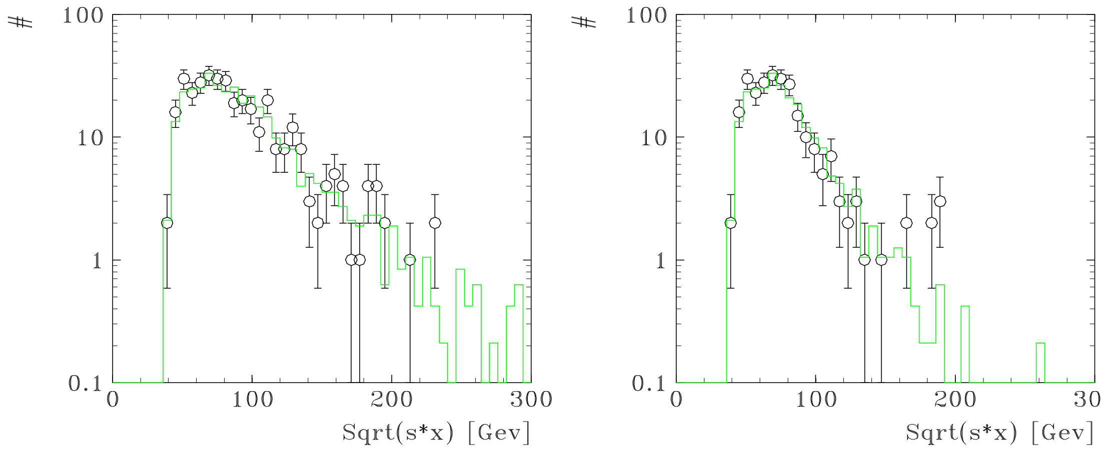


Abbildung 9.22: *Links Massenverteilung der Elektronen ohne y-Schnitt. Die Daten (Kreise) werden gut durch das MC beschrieben. Rechts Massenverteilung nach dem* $y > 0.2$*-Schnitt. Bei* $M = 190$ *GeV ist eine kleine Erhöhung der Daten durch die 7 LQ-Kandidaten zu sehen.*

Um zu einer statistischen Wahrscheinlichkeitsaussage für dieses Verhalten der Daten im Rahmen des SM oder einer möglichen Leptoquark-Produktion zu kommen, muß die Massenrekonstruktion der Leptoquarks bei der Intepretation der Daten berücksichtigt werden. Da die natürliche Zerfallsbreite sehr klein ist, wird die Massenauflösung der Leptoquarks allein durch QCD-Abstrahlungseffekte bestimmt.

Die Massenauflösung wurde, wie in Abbildung 9.23 zu sehen ist, mit Hilfe zweier Leptoquark-MC verschiedener Massen (50 und 200 GeV) bestimmt. Dazu wurde ein symmetrisches Massenfenster um den nominellen Massenwert gelegt, das ungefähr 70 Prozent der Ereignisse enthalten sollte. Für zwischen 50 und 200 GeV liegende Leptoquark-Massen wird eine lineare Abhängigkeit der Massenauflösung von der Masse angenommen. Bei $M = 50$ GeV erhält man eine Auflösung von 4 Gev, bei $M = 200$ Gev eine Auflösung von 10 GeV.

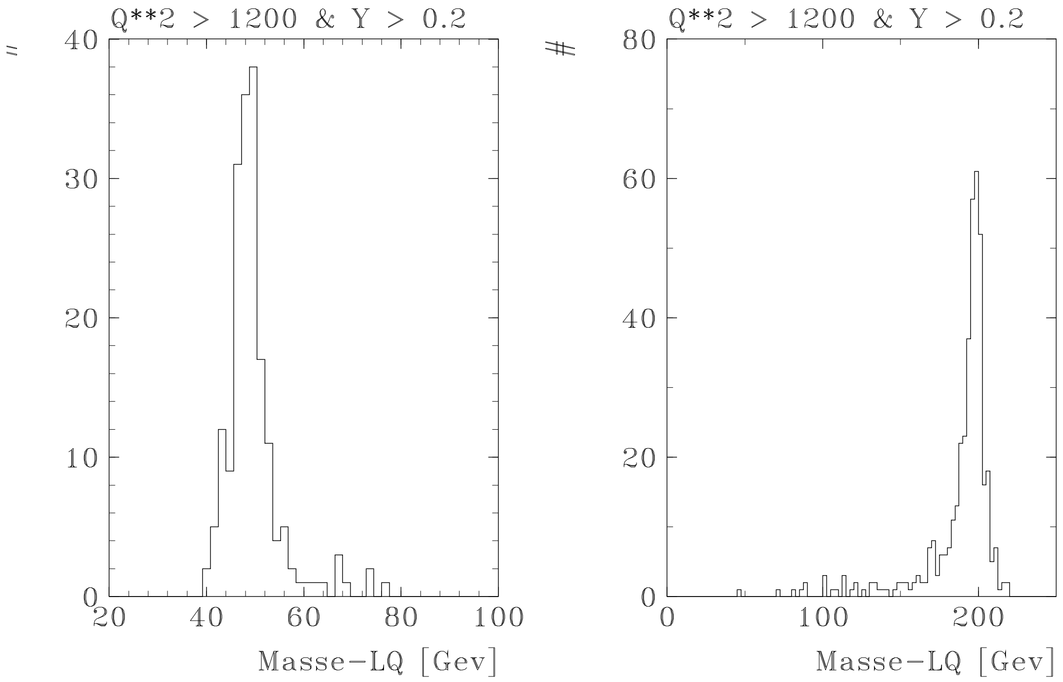


Abbildung 9.23: *Massenauflösung für Leptoquarks verschiedener Masse. Links für $M = 50$ GeV; Rechts für $M = 200$ GeV.*

Diese Massenfenster sind in 1 Gev-Schritten über die Daten und über das MC gelegt worden. Innerhalb dieser Massenfenster wurden alle Ereignisse aufintegriert und im jeweiligen Massenbin von Abbildung 9.24 a) eingetragen. Diese Kurve zeigt die integrierten Ereigniszahlen aus den Daten und dem DIS-MC bei einem bestimmten Massenwert, unter Berücksichtigung der Leptoquark-Massenauflösung.

Die Form der Daten- und MC-Verteilungen stimmt bis $M = 140$ Gev überein. Im hohen Massenbereich zeigt sich wieder die Struktur, die sich bei der Abbildung 9.22 angedeutet hat. In dieser Abbildung 9.24 beobachtet man einen Peak bei $M = 190$ Gev. Er wird durch die sieben hohen Q^2-Ereignisse gebildet, während vom MC kaum ein Ereignis erwartet wird. Alle 7 Ereignisse sind also mit einem LQ-Zerfall fester Masse $M_{LQ} \sim 190$ GeV kompatibel.

Um die Wahrscheinlichkeit einer DIS-Fluktuation für diese Struktur anzugeben, wurde die Wahrscheinlichkeit dafür ausgerechnet, daß der erwartete SM-Untergrund eine Fluktuation auf Werte größer oder gleich der gemessenen Ereignis-Zahl zeigt. Es ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von 0.001 (s. Abbildung 9.24 b)).

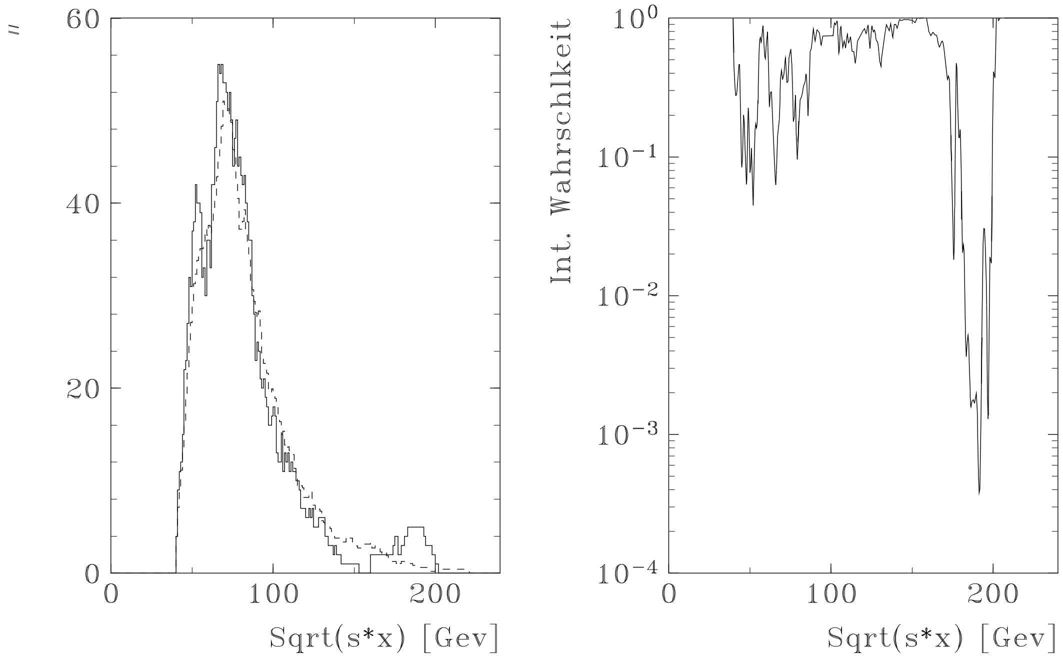


Abbildung 9.24: *Links ist die innerhalb der LQ-Massenauflösung integrierte Anzahl von Ereignissen pro Bin gegen die Masse $\sqrt{sx}$ aufgetragen. Die gestrichelte Kurve entspricht der SM-Vorhersage. Bei $\sqrt{sx} \sim 190$ GeV ist eine deutliche Überhöhung der Daten zu sehen. Rechts ist die Wahrscheinlichkeit dafür angegeben, daß der erwartete SM-Untergrund eine Fluktuation auf Werte größer oder gleich der gemessenen Ereignis-Zahl zeigt. Die Wahrscheinlichkeit, daß die 7 Ereignisse bei $\sqrt{sx} \sim 190$ allein einer SM-Fluktuation zuzuschreiben sind, ist anscheinend sehr klein.*

Dies gibt die Wahrscheinlichkeit an, bei einem vorgegebenen Massenpunkt (190 GeV) ein Leptoquark entdeckt zu haben. Im Gegensatz dazu steht die Wahrscheinlichkeit überhaupt ein Signal zu entdecken. Dazu muß man die Anzahl der unabhängigen Massenwerte berücksichtigen, in denen nach einem Signal gesucht wurde. Da jedes Ereignis aufgrund seines Meßfehlers zu meheren Massenwerten beiträgt, wird hier die Anzahl der unabhängigen Massenwerte abgeschätzt durch:

$$\frac{M_{max} - M_{min}}{2\bar{\sigma}} = 28.9 \tag{9.2}$$

das heißt durch das Verhältnis des betrachteten Massenintervalls (M_{max} = 300 GeV und M_{min} = 40 GeV) und dem doppelten der mittleren Massenauflösung ($\bar{\sigma}$ = 9 GeV). Damit ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit für eine Leptoquark Entdeckung von 2.8 %. Ein genaueres Verfahren zur Abschätzung der Anzahl der unabhängigen Massenwerte wurde in [7] angegeben.

Zusammenfassung

1. Allgemein werden die Formen der inklusiven Positron-Verteilungen einiger Ereignis- und Elektron-Observablen gut durch die DIS-MC-Simulation gut wiedergegeben.

2. Allerdings beobachtet man im hohen x,y-Bereich eine isolierte Anhäufung von Ereignissen, die der erwarteten Signatur einer skalaren Leptoquark-Produktion entsprechen. Unter Berücksichtigung der Massenauflösung möglicher Leptoquarks wurde die Wahrscheinlichkeit dafür bestimmt, daß diese Anhäufung von Ereignissen bei $\sqrt{sx} \sim 190$ GeV mit der SM-Vorhersage kompatibel ist. Sie liegt bei 2.8%.

3. Bei $\sqrt{xs} \sim 150$ GeV werden von der MC-Simulation, unter Berücksichtigung der Massenauflösung möglicher Leptoquarks, mehr Ereignisse, als in den Daten gemessen wurden, erwartet. Es konnte bisher kein Grund dafür gefunden werden, daß in diesem Bereich Ereignisse durch Detektoreffekte[2] oder bei der Datennahme verlorengegangen sind. Zusammen mit der Anhäufung von Daten-Ereignissen im höheren Massenbereich, ergibt sich eine seltsame Struktur beim Vergleich der DIS-MC-Simulation mit den Daten.

[2]Ein generelles Problem bei der Elektron-Selektion war der Ausfall einiger Analog-Boxen am Detektor, die zur Messung der in den Kalorimeterzellen deponierten Energie dienen. Diese Reduktion betrifft aber den gesamten kinematischen Bereich der DIS-Streuung und nicht genau diesen Massenbereich, da die Lage einer Analog-Box nicht einem bestimmten Q^2 oder x entspricht.

9.3.2 Elektron + 1 Jet

Dieser Kanal ist für die allgemeine Suche nach 2-Körper-Zerfällen neuer Teilchen prädestiniert. In den äquivalenten P_T- und M_T-Spektren des Elektrons und Jets würden sich Zerfälle neuer Teilchen daher durch einen Jacobi-Peak bemerkbar machen. Für mögliche Leptoquark-Zerfälle bedeutet dies, daß in diesem Kanal nur *abstrahlungsfreie* Leptoquark-Ereignisse betrachtet werden, im Gegensatz zum inklusiven Elektron-Kanal.

Diese Ereignisse (2118) ohne Abstrahlung harter Gluonen machen 66 Prozent des inklusiven Elektron-Kanals aus[3].

Da dieser Kanal den Hauptanteil des inklusiven Elektron-Kanals ausmacht und dem Endzustand einer Leptoquarkproduktion entspricht, wird der gleiche Schnitt zur Anreicherung von Leptoquarksignalen und der Abschätzung von Untergrund wie beim inklusiven Elektron-Kanal angewandt ($Q^2 > 1200\ Gev^2$; $y < 0.95$; $40 < E - Pz < 70$ Gev; $P_{T,jet1} > 10$ Gev). Es bleiben 303 Ereignisse übrig, von denen 3 kosmische Myonen sind. Zum Vergleich gibt es im inklusiven Elektron-Kanal 346 Ereignisse, also nur 13 Prozent mehr. Den Unterschied machen Mehr-Jet Ereignisse aus[4]. Zur weiteren Anreicherung von möglichen Leptoquarksignalen wurde auf $y > 0.2$ geschnitten.Danach bleiben 209 Ereignisse übrig, von denen die Verteilungen gezeigt werden.

Für den Vergleich mit dem SM wurde das gleiche MC, wie beim inklusiven Elektron-Kanal gewählt.

Zunächst erkennt man in den Verteilungen der kinematischen Variablen x,y und Q^2 wieder das mögliche Leptoquark-Signal bei hohen x- und y- Werten (siehe vorherigen Abschnitt). Die Form der Verteilungen entspricht ansonsten der SM-Erwartung, mit von den Schnitten herrührenden Strukturen.

In der Korrelation zwischen dem P_T des Elektrons und des Jets zeigt sich der erwartete transversale Impulsausgleich (Impulserhaltungssatz). Die isolierten Ereignissen bei hohem P_T entsprechen den Ereignissen mit hohem Q^2. Es ist eine Lücke zwischen $P_T = 60$ bzw. 80 Gev zu erkennen, in die nur ein weiteres Ereignis fällt. In der M_T-Verteilung sind diese interessanten Ereignisse durch eine 30 Gev Lücke von den anderen Ereignissen isoliert. Im SM wird eine stetig abfallende Kurve erwartet.

Im P_T-Spektrum der Elektronen und Jets ist sowohl bei den Elektronen als auch bei den Jets eine kleine Häufung von Ereignissen bei ungefähr $P_T = 50$ Gev zu sehen. Da in der Massenverteilung $\sqrt{sx}$ und y-Verteilung keine weiteren Besonderheiten, außer der schon diskutierten, zu sehen sind, scheint dies eine statistische Fluktuation zu sein.

Bei der Massenbestimmung von M_{e+jet} wird im Gegensatz zur reinen Elektronmethode

[3] Die restlichen 34 Prozent sind Mehr-Jet Ereignisse (Gluon-Abstrahlung) und kosmische Myonen,die noch im unbereinigten inklusiven Elektron-Kanal vorhanden waren.Für diesen Kanal werden sie durch $P_{T,miss} < 20$ Gev unterdrückt (siehe Klassifizierungsschema).

[4] Dieses Verhältnis kann zur Berechnung der starken Wechselwirkungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$ genutzt werden [14]. Die 13 Prozent liegen in der erwarteten Größenordnung.

der rekonstruierte Jet benutzt.

$$M_{e+jet} = \sqrt{(P_e + P_j)^2} = 2E_e E_{jet}(1 - cos\alpha) \tag{9.3}$$

Diese Massenrekonstruktion ist für das QPM identisch mit $M_{e+jet} = \sqrt{sx}$. Die Massenrekonstruktion über M_{e+jet} ist, abgesehen von der Modell-Unabhängigkeit, schlechter als bei der reinen Elektron-Methode, da sie von Jet-Definitionen und deren Auflösung abhängig ist. Im hohen Massenbereich ist trotzdem die bekannte Erhöhung der Daten gegenüber dem MC zu sehen.

Zusammenfassung

1. Die 7 möglichen Leptoquark-Kandidaten sind alle in diesem Kanal wiederzufinden und entsprechen damit Ereignissen, bei denen kein hartes Gluon abgestrahlt wurde. Gluonabstrahlungen sind für die Massenauflösung möglicher Leptoquarks ausschlaggebend.

2. Im P_T-Korrelations- und M_T-Spektrum des Elektrons und Jets sind die 7 LQ-Kandidaten ähnlich isoliert, wie in der $\sqrt{sx}$-y-Verteilung, da hohe x,y-Werte hohen Transversalimpulsen des Elektrons und Jets entsprechen (s. Abschnitt 2.2.1).

3. Die P_T- und Massen-Spektren werden, bis auf die 7 Ereignisse, gut durch das DIS-MC beschrieben.

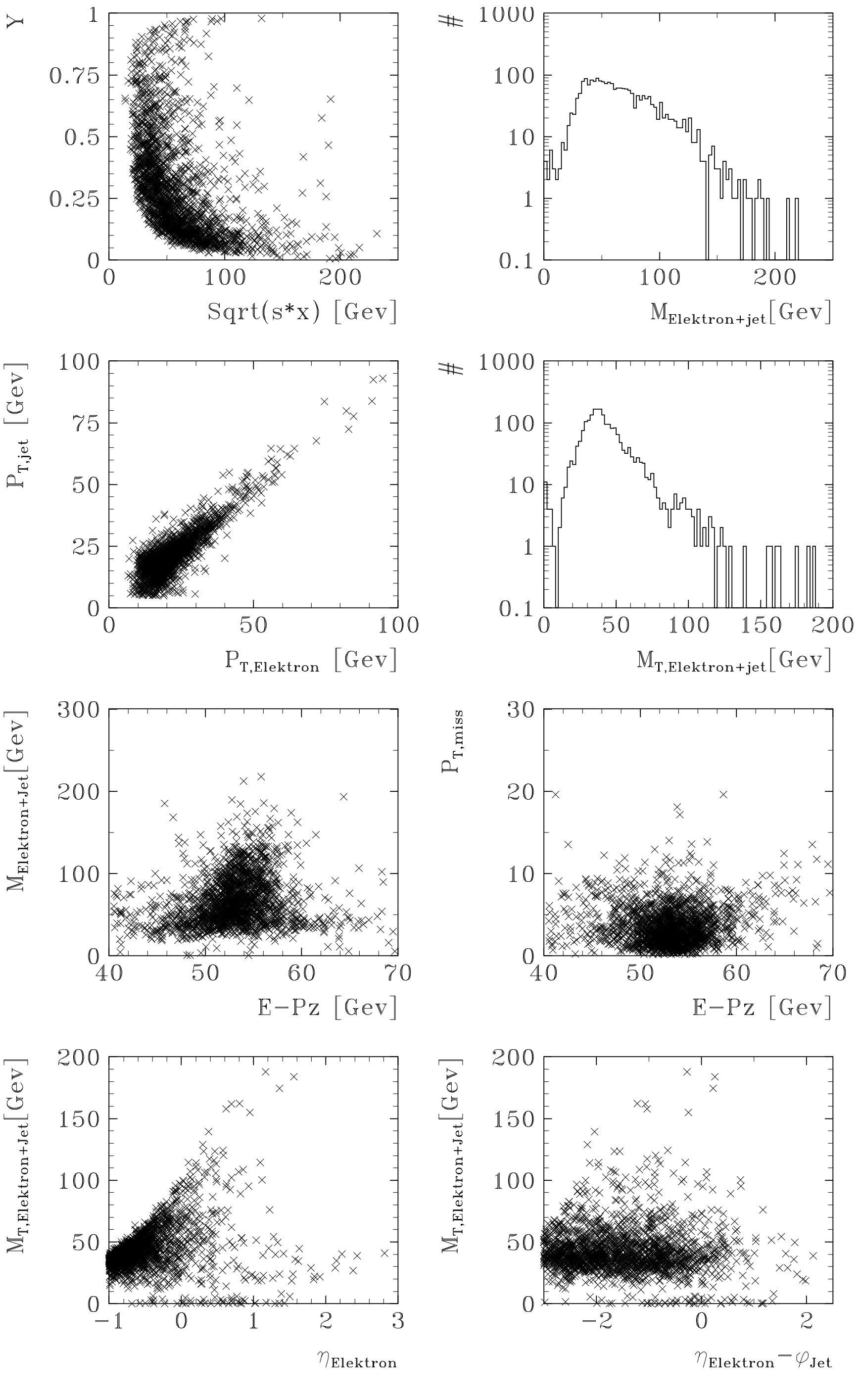


Abbildung 9.25: *Elektron + 1 Jet Verteilungen mit Untergrund (2118 Ereignisse)*

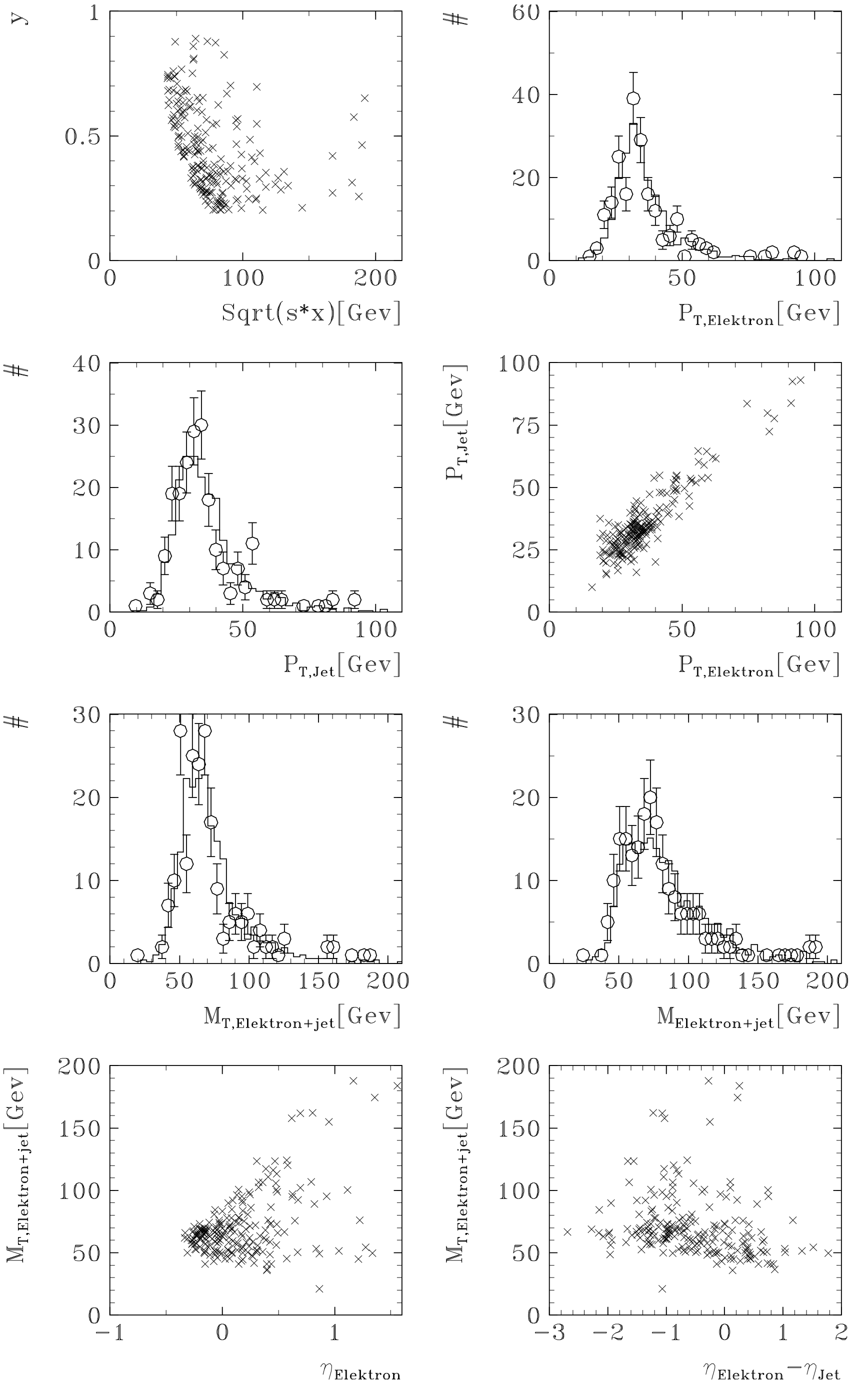


Abbildung 9.26: *Elektron + 1 Jet Verteilungen ohne Untergrund (aus nicht ep-Streuung) nach einem $Q^2 > 1200\ GeV^2$- und $y > 0.2$-Schnitt (209 Ereignisse). Die sieben Leptoquark-Kandidaten sind deutlich isoliert in der P_T-Korrelationsverteilung zu sehen.*

9.3.3 Elektron + 2 Jet Kanal

Der grundlegende physikalische SM-Prozess in diesem Kanal ist Gluonabstrahlung im Anfangs- oder Endzustand des DIS-Prozesses, sowie Quark-Paarproduktion über Boson-Gluon Fusion. 491 Ereignisse wurden selektiert.

Dieser Kanal ist interessant für die Suche nach schweren Neutrinos mit anschließendem Zerfall $\nu \to eW \to e\bar{q}q$. Sie würden eine Anhäufung von Ereignissen bei der invarianten 2-Jet-Masse $M = 80$ Gev (W-Zerfall) und einer festen (e + 2 Jet)-Masse (Neutrino-Masse) erzeugen (s. Abschnitt 2.3). Invariante Massenverteilungen zwischen den Jets und dem Elektron sind daher sehr interessante Verteilungen für diesen Kanal.

Um bei interessanten Ereignissen mit hohen invarianten 2-Jet-Massen sicher zu sein, daß sie aus ep-Streuung stammen, wurden alle Ereignisse mit $M_{jet1+jet2} > 50$ GeV gescannt. Es wurde kein kosmisches- oder Halo-Myon gefunden.

Zum Vergleich der Daten mit dem SM wurde ein von LEPTO generiertes Ereignis-Sample mit $Q^2 > 100\ Gev^2$ benutzt. Es entspricht ungefähr der gleichen Luminosität wie der untersuchten Daten. Um Schwelleneffekte bei $Q^2 = 100\ Gev^2$ zu vermeiden, wurden für den Daten-MC Vergleich nur Ereignisse mit $Q^2 > 150\ Gev^2$ berücksichtigt.

- In der invarianten 2-Jet- und (Elektron + 2 Jet)-Massenverteilung sieht man tatsächlich eine kleine Anhäufung von Ereignissen bei $70 < M_{jet1+jet2} < 80$ Gev und $M_{e+jet+jet} = 100$ Gev. Das 2-Jet-Massenspektrum wird bis $M = 65$ Gev vom MC gut beschrieben. Für $M > 65$ Gev sagt das MC weniger Ereignisse als in den Daten voraus. Im 2-Jet-Massenbereich $M > 65$ Gev werden 14 Ereignisse gemessen und 6 ± 2.5 vom MC erwartet.

  Im (e + 2Jet)-Massenspektrum werden die Daten bei kleinen Massen gut vom MC beschrieben.

  Die weitergehende Untersuchung dieser Erhöhung der Daten im hohen 2-Jet-Massenspektrum ist Gegenstand einer anderen Diplomarbeit, die zur Zeit in unserer Gruppe angefertigt wird.

- In der $(\eta_e - M_{jet+jet})$-Verteilung sieht man bei hohen Massen 3-4 Ereignisse, bei denen das Elektron relativ weit vorne im Detektor nachgewiesen wurde. Bei der Produktion neuer schwerer Teilchen muß mindestens die Masse als Schwerpunktsenergie aufgebracht werden, wodurch das Teilchen automatisch einen Lorentzboost nach vorne erhält. Die Zerfallsprodukte neuer schwerer Teilchen werden dadurch in Vorwärtsrichtung erwartet. Die bei kleinen Massen im vorderen Teil des Detektors gemessenen Elektronen sind Kandidaten für falsch identifizierten Jets der Photoproduktion oder von DIS-Ereignissen, die im Anfangszustand ein Photon abgestrahlt haben. Sie sind auch mit kleinen (E-Pz)-Werten gemessen worden, die charakteristisch für Photoproduktion und DIS-Ereignissen mit Photonabstrahlung im Anfangszustand sind.

- In der P_T-Verteilung der beiden Jets erkennt man, daß sich das P_T des 2. Jets bei kleinen Werten häuft. Dies entspricht dem erwarteten Bremsstrahlungsspektrum eines abgestrahlten Gluons. Es gibt ein isoliertes Ereignis mit P_T der beiden Jets von 45 Gev. Es liegt bei einer (e+2Jet)-Masse von $M = 165$ Gev und einer 2-Jet-Masse von M=93 Gev.

Zusammenfassung

1. Die unterschiedlichen Massenspektren der Elektronen und Jets werden bis zum hohen Massenbereich gut vom MC beschrieben. In der invarianten 2-Jet-Massenverteilung beobachtet man im hohen Massenbereich ($M > 65$ GeV) eine leichte Erhöhung der Daten gegenüber der MC-Vorhersage.

2. In der $M_{e+jet+jet}$-$M_{jet+jet}$-Korrelationsverteilung sieht man eine Anhäufung von Ereignissen zwischen 60 und 80 GeV der 2-Jet-Masse und im (e+2Jet)-Massenbereich von 100 bis 110 GeV. Ob dies möglicherweise der erwarteten Signatur beim Zerfall eines schweren Neutrinos entspricht, hängt von der erwarteten Massenauflösung des W-Bosons ab. Eine genaue Analyse ist innerhalb unserer Gruppe in Vorbereitung [15].

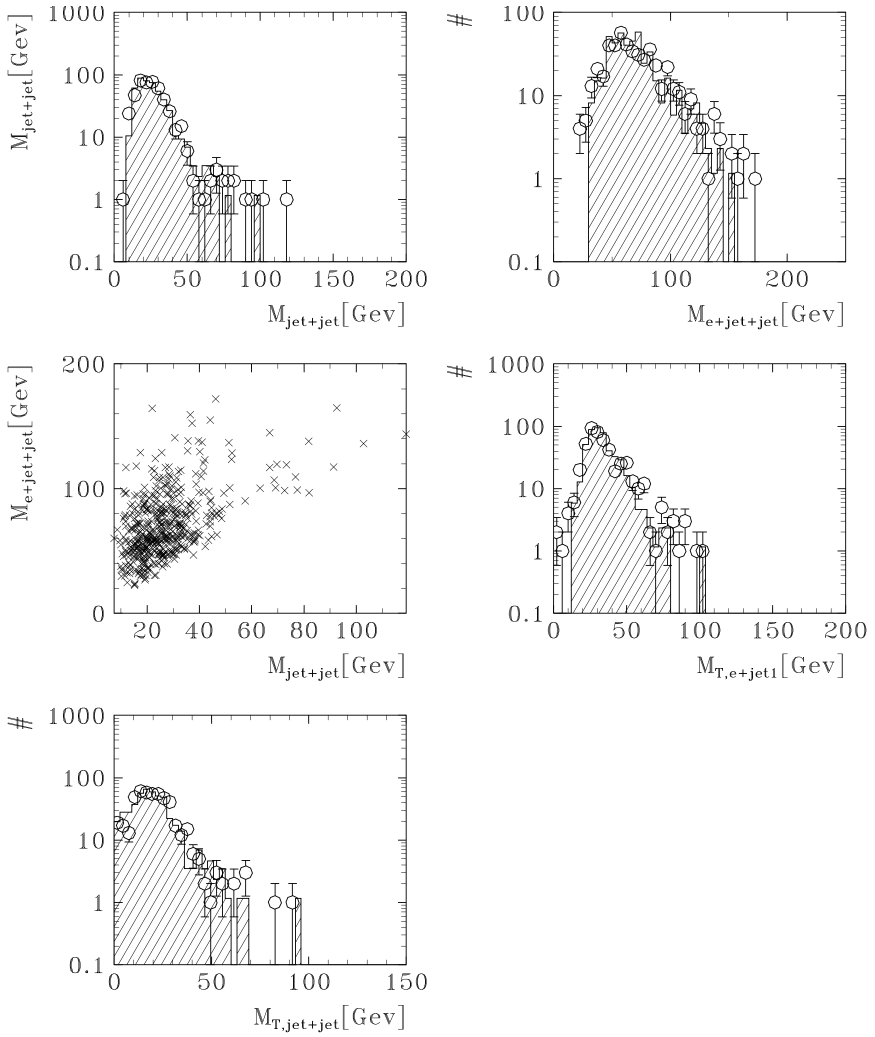


Abbildung 9.27: *Elektron + 2 Jet Verteilungen (491 Ereignisse). Daten (Kreise) wurden für $M_{jet+jet} > 50$ GeV gescannt, wobei kein kosmisches/Halo-Myon gefunden wurde. Ob die Anhäufung von Ereignissen in der Korrelationsverteilung $M_{jet+jet} - M_{e+jet+jet}$ auf den Zerfall eines schweren Neutrinos hindeuten, hängt von der erwarteten Massenauflösung des W-Bosons ab.*

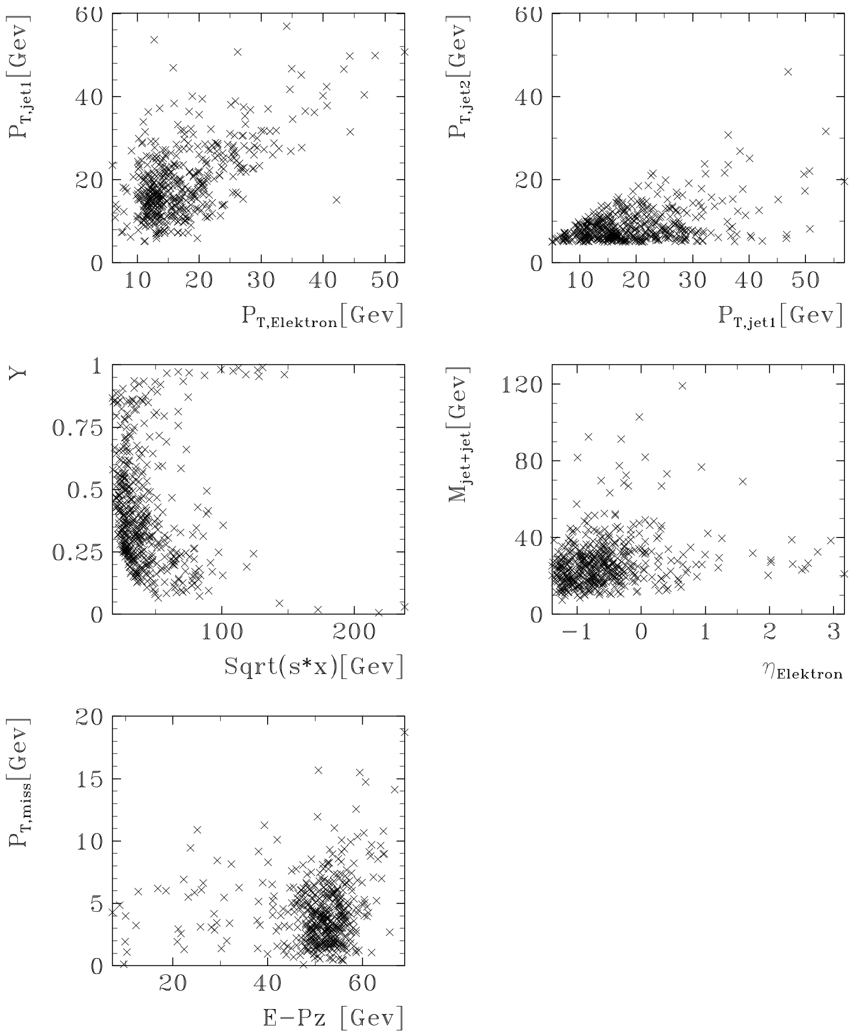


Abbildung 9.28: *Elektron + 2 Jet Verteilungen (491 Ereignisse).*

9.3.4 Elektron + 3 Jet

In diesem Kanal sind DIS-Prozesse mit mehrfacher harter Gluonabstrahlung vor und/oder nach dem harten Streuprozess enthalten. Für den 3-Jet Kanal bleiben 46 Ereignisse übrig. Es wurde wegen der geringen Statistik des Kanals kein Schnitt gemacht. Beim Scannen der Ereignisse wurde kein kosmisches Myon gefunden.

Für den Vergleich der Daten mit der SM-Vorhersage wurde ein mit LEPTO-generiertes MC mit $Q^2 > 100$ benutzt. Die Luminosität des MC entspricht ungefähr der Datenluminosität.

- Das invariante 3-Jet Massenspektrum in Abbildung 9.29 a) wird bei kleinen Massen ($M_{jet1+jet2+jet3} < 60$ GeV) im Rahmen der Statistik recht gut vom MC beschrieben. Im hohen Massenbereich ist wieder eine Erhöhung der Datenverteilung gegenüber der SM-Erwartung zu sehen. Vor allem die beiden in den Daten isolierten Ereignisse bei $M_{jet1+jet2+jet3} = 106$ bzw. 108 GeV werden nicht vom MC beschrieben.

  In der totalen Massenverteilung (Abb. 9.29 b)), die aus allen Clustern der Kalorimeter mit $2.5 > \eta_{Cluster} > -1.0$ berechnet wird, erkennt man, daß sich die Erhöhung der Daten bei hohen invarianten 3-Jet Massen auch bei hohen totalen Massen wiederspiegelt. Es gibt in den Daten für $M_{Tot.Masse} > 105$ GeV noch 8 Ereignisse, die bis zu $M_{Tot.Masse} = 167$ GeV gehen. Vom MC wird in diesem Massenbereich kein einziges Ereignis erwartet.

  Die totale Masse der beiden isolierten Ereignisse mit der höchsten 3-Jet Masse beträgt $M = 124$ Gev und $M = 167$ Gev.

  Das transversale Massenspektrum wird bis auf ein isolierte Ereignis in den Daten bei $M_{T,e+jet1} = 75$ GeV gut vom MC beschrieben. Dieses isolierte Ereignis entspricht einem der Ereignisse, die auch in der invarianten 3-Jet Masse isoliert sind.

- In Abbildung 9.29 sieht man, daß das höchste P_T des gestreuten Elektrons bei $P_T = 29$ GeV liegt. Das höchste P_T der Jets liegt bei $P_T = 55$ GeV. Die P_T-Spektren der beiden anderen Jets (Abb. 9.29 f)) zeigen das erwartete stark abfallende Bremsstrahlungsspektrum abgestrahlter Gluonen, wobei im Spektrum des zweiten Jets zwei isolierte Ereignisse mit einem $P_T \geq 30$ GeV zu erkennen sind, die ungewöhnlich hoch für Bremsstrahlungsgluonen sind. Diese zwei Ereignisse entsprechen wieder den zwei Ereignissen mit der höchsten 3-Jet Masse.

  In der ($M_{jet1+jet2+jet3} - P_{T,jet3}$)-Korrelationsverteilung erkennt man, daß einige der Ereignisse mit hohen 3-Jet Massen auch ein hohes P_T bezüglich des dritten Jets besitzen.

- In der (E-Pz)-Verteilung sind wieder einige Kandidaten für DIS-Ereignisse mit Photon-Abstrahlung im Anfangszustand oder Photoproduktion zu sehen. Die meisten Ereignisse entsprechen der nominellen DIS-Verteilung mit einer Erhöhung bei $(E - Pz) = 55$ GeV.

Zusammenfassung

Insgesamt werden alle drei Massenspektren im kleinen Massenbereich vom MC gut beschrieben. Die Datenverteilungen im hohen Massenbereich werden vor allem für die invariante 3-Jet Masse und die totale Masse im LAr-Detektor nicht ausreichend vom MC beschrieben.

Diese Diskrepanzen liegen wohl zum einen an der kleinen Statistik des MC und an der ungenügenden Simulation von Ereignissen des MC im hohen Massenbereich. Ob diese Verbesserungen des Daten/MC-Vergleiches ausreichen, um den Überschuß der Daten im hohen Massenbereich dieses Kanals zu erklären, vor allem der zwei Ereignisse bei $M_{jet1+jet2+jet3} > 100$ GeV, muß weiter untersucht werden.

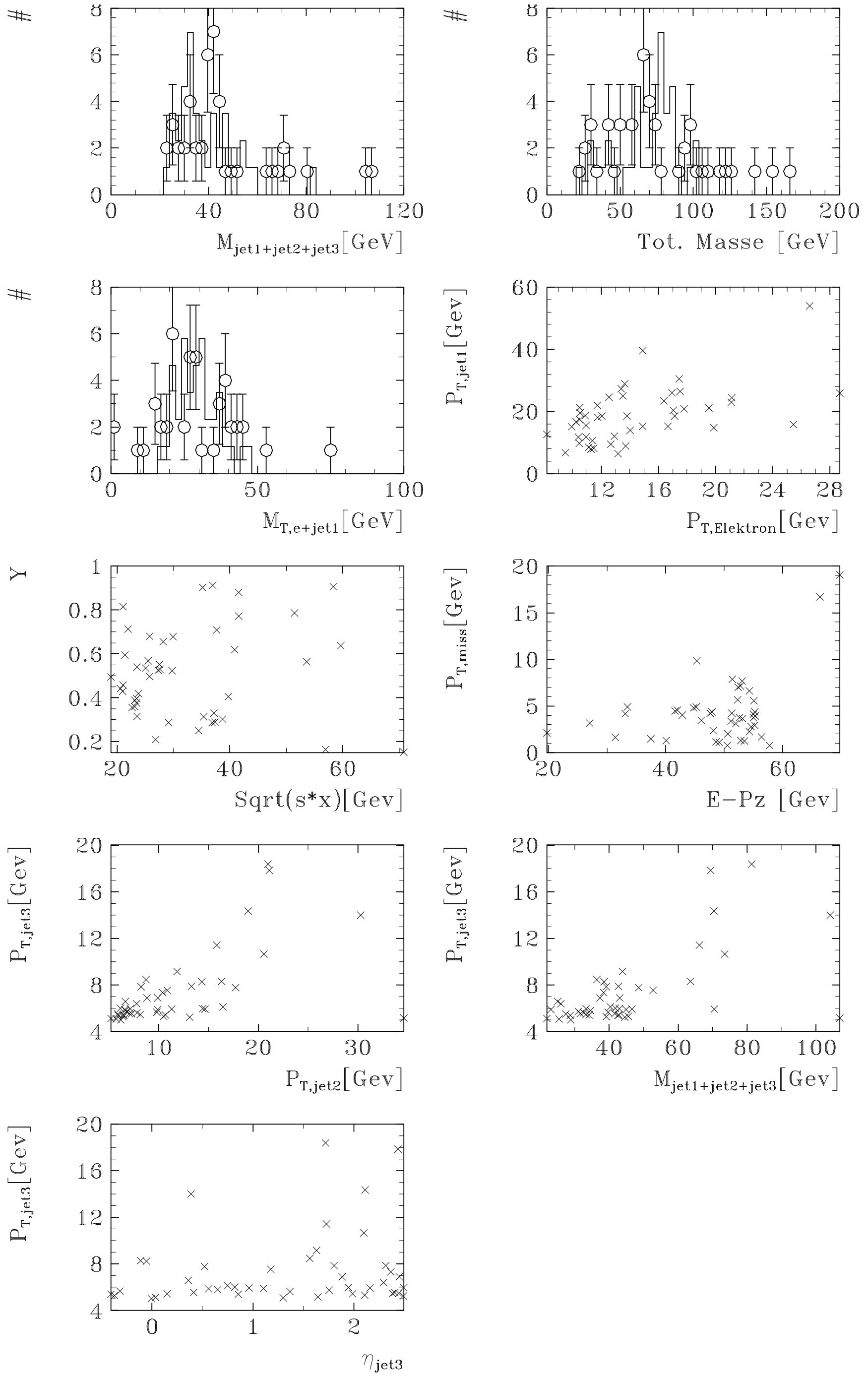


Abbildung 9.29: *Elektron + 3 Jet Verteilungen ohne Untergrund (46 Ereignisse). MC (durchgezogene Linie) scheint im hohen Massenbereich nicht alle Ereignisse erklären zu können.*

9.3.5 Elektron + 4 Jet

In diesem Kanal fallen, wie im vorherigen Kanal, seltene DIS-Ereignisse mit mehrfacher harter Gluonabstrahlung. Es fallen nur drei Ereignisse in diesen Kanal, deren invariante 4-Jet Massen bei $M = 35; 60; 70$ GeV liegen.

Vom SM werden für diesen Kanal keine Ereignisse erwartet (LEPTO-MC). Dies kann an der unzureichenden Statistik des benutzten MC liegen oder an der ungenügenden Simulation von DIS-Ereignissen mit mehrfacher Gluonabstrahlung.

9.3.6 2 Elektron-Kanal

In diesem Kanal werden ganz wenige Ereignisse erwartet, da nach dem SM die Prozesse, die 2 Elektronen im Endzustand erzeugen einen sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitt haben. Bei den Prozessen handelt es sich um direkte Z-Produktion und 2 Photon- Physik (vgl. Abschnitt 2.2.4).

Die bekannten DIS-Prozesse tragen haupsächlich zu den Ereignissen in diesem Kanal bei, denn neben dem gestreuten Elektron kann in einigen DIS-Ereignissen noch ein Jet fälschlicherweise als Elektron gefunden werden. QED-Compton Ereignisse können durch ein konvertiertes Photon, neben dem gestreuten Elektron, zu diesem Kanal beitragen.

Als Elektronen werden für diesen Kanal nur elektromagnetische Cluster betrachtet, die eine Spur und ein Mindest-P_T von 10 Gev besitzen[5]

Zur Analyse wurde ein mit LEPTO generiertes MC mit $Q^2 > 100$ benutzt, da von DIS-Ereignissen der Hauptbeitrag für diesen Kanal erwartet wird.

Der DIS-MC Vergleich mit den Daten kann die P_T-Spektren der beiden Elektronen und das invariante Massenspektrum der beiden Elektronen in Abbildung 9.30 auf den ersten Blick erklären. Sowohl die Ereigniszahlen, (22 Ereignisse in den Daten, 20 für das MC) als auch die Form der Verteilungen stimmen im Rahmen der Statistik recht gut überein. Das die meisten Ereignisse dieses Kanals DIS-Ereignissen entsprechen, wird durch die Erhöhung der Daten im (E-Pz)-Spektrum bei 55 GeV deutlich.

In der P_T-Korrelationsverteilung der Elektronen fällt dennoch ein isoliertes Ereignis auf, bei dem beide Elektronen ein P_T von 50 Gev besitzen. Die Masse der beiden Elektronen beträgt 110 Gev. Beim Scannen dieses Ereignisses A erkennt man, daß das zweite Elektron anscheinend ein "echtes" Elektron ist und nicht ein falsch identifizierter Jet eines DIS-Ereignisses ist. Im Gegensatz zu den meisten anderen gescannten Ereignissen dieses Kanals führt nur eine isolierte Spur zum elektromagnetischen Cluster. Im Ereignis ist sogar noch eine drittes geladenes Teilchen sichtbar mit einem P_T von 4 Gev, das mit einem dritten Elektron kompatibel ist. Bis auf diese 3 Elektronen ist wenig Energie im Detektor deponiert.

Bei der Durchsicht der Ereignisse sind noch 2 weitere Ereignisse mit 2 "echten" Elektronen erkannt worden. Sie liegen beide im P_T-Bereich von 20 Gev und besitzen keine weitere geladene Spur im Detektor. Der E_T-Wert der beiden Ereignisse liegt bei $E_T = 40$ GeV und

[5]In der bisherigen Analyse wurden Spurinformationen nicht beachtet.

zeigt, daß nur die beiden Elektronen zum transversalen Impuls im Detektor beitragen.

Ein weiteres Ereignis scheint ein QED-Compton-Prozess zu sein,bei dem das Photon zwischen der CJ1 und CJ2 in ein e^+e^--Paar konvertiert ist.

Für die "echten" 2 Elektron-Ereignisse bleiben also 3 Ereignisse übrig, wobei das Ereignis mit P_T der beiden Elektronen von 50 Gev im P_T- und Massen-Spektrum sehr isoliert von den beiden anderen Ereignissen liegt (Abb. 9.31).

Zur Erklärung dieser Ereignisse innerhalb des SM kommen folgende Prozesse in Frage:

1. Direkte Z-Produktion:

   Diese scheidet als Erklärung aus,da die invarianten Massen der beiden Elektronen in den Ereignissen bei $M = 110$ und $M = 50$ Gev liegen. Wenn sie aus einem Z entstanden sind, sollten sie im Bereich $M = 90$ Gev liegen.

2. 2-Photon-Physik:

   Zur Überprüfung dieser These konnte im Rahmen dieser Arbeit noch kein MC benutzt werden. Die folgenden Aussagen stützen sich auf einen Beitrag in der Zeitschrift für Physik [2]. Die in der Einleitung betrachteten 2-Photon Prozesse können die 2 Ereignisse im P_T-Bereich von 20 Gev erklären. Dies konnte durch den in [2] angegebenen Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden. Beim erwarteten 2-Photon Prozess sollte das einlaufende Elektron ohne großen Impulsverlust in die Strahlröhre gestreut werden. Dies wird durch die (E-Pz)-Werte von 10 bzw. 36 GeV der beiden Ereignisse bestätigt.

   Das isolierte Ereignis scheint mit 2-Photon-Physik kaum vereinbar zu sein, da der Wechselwirkungsquerschnitt für 2-Photon-Prozesse quadratisch mit der invarianten 2-Elektron-Masse abnimmt.

Zusammenfassung

1. Die meisten Ereignisse im 2-Elektron-Kanal entsprechen DIS-Prozessen, bei denen der gestreute Jet als 2. Elektron identifiziert wurde.

2. 2 "echte" Elektronen wurden bei 3 Ereignissen gefunden. Zwei dieser Ereignisse können wahrscheinlich durch 2-Photon-Prozesse erklärt werden. Das Ereignis mit einer sehr hohen 2-Elektron-Masse scheint sehr schwer mit dem SM vereinbar zu sein. Dies muß allerdings noch genauer mit Hilfe von 2-Photon-Physik Simulationen untersucht werden.

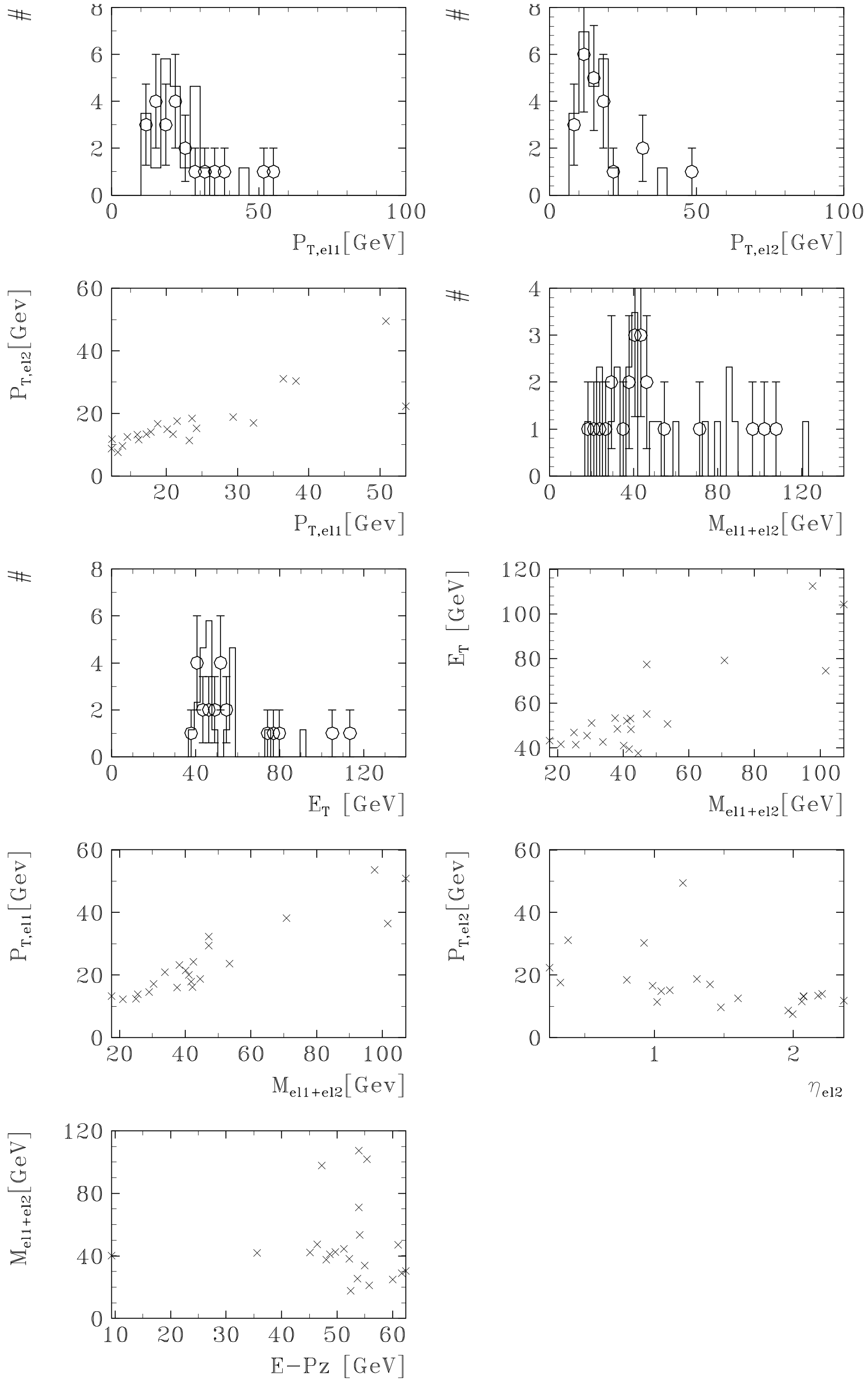


Abbildung 9.30: *2 Elektron-Verteilungen. Im Gegensatz zur bisherigen Analyse wurde in diesem Kanal für Elektronen eine Spur in der zentralen oder vorderen Spurkammer verlangt. Die meisten dieser Ereignisse entsprechen DIS-Ereignissen und werden recht gut durch das DIS-MC (durchgezogene Linie) beschrieben.*

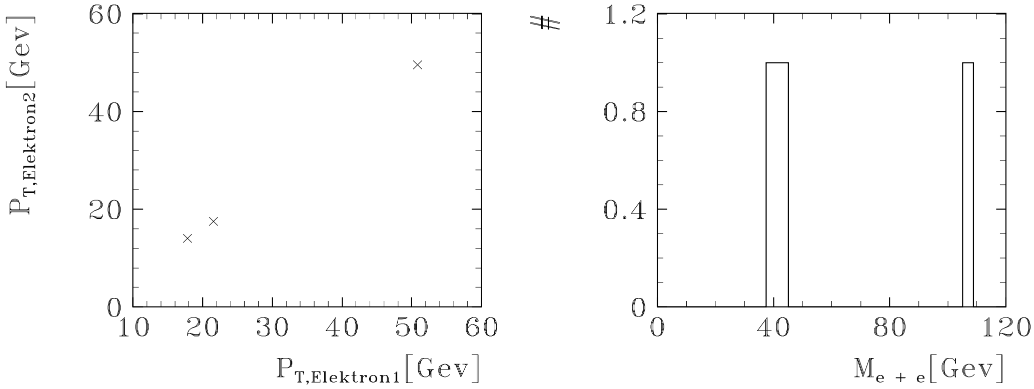


Abbildung 9.31: *Diese beiden Verteilungen zeigen "echte" 2 Elektron-Ereignisse aus dem 2-Elektron-Kanal. Die Ereignisse mit niedriger Masse sind mit 2-Photon Physik kompatibel. Das Ereignis bei* $M = 110$ *scheint nicht kompatibel mit dem SM zu sein.*

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Analyse wurde eine inklusive Suche nach neuen Teilchen außerhalb des SM bei Ereignissen mit sehr hohen Transversalenergien durchgeführt. Um bei der Selektion der Ereignisse keine Vorauswahl zu treffen, die Prozesse mit den Detektor durchdringenden Teilchen (Neutrinos) benachteiligt, wurden Ereignisse mit $E_T + P_{T,miss} > 40$ GeV untersucht.

Die Suche nach neuen Teilchen wurde in allen möglichen Kombinationen der im H1-Detektor nachgewiesenen Elektronen und Jets durchgeführt. In fast allen Kanälen dieser Kombinationen konnten einzelne Ereignisse beobachtet werden, die mit Schwerpunktsenergien nahe der kinematischen Grenze (die höchstmögliche Schwerpunktsenergie bei HERA beträgt ca 300 GeV) produziert worden sind.

Im inklusiven Elektronkanal, der von DIS-Prozessen dominiert wird, konnte eine mögliche Leptoquark-Signatur beobachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese Signatur mit der SM-Vorhersage kompatibel ist, beträgt 2.8 Prozent.

Weiterhin wurde im Elektron-Kanal ein Ereignis beobachtet, bei dem nur 2 hochenergetische Elektronen im Detektor nachgewiesen wurden. Bisher konnte noch keine plausible Erklärung im Rahmen des SM für dieses Ereignis gefunden werden.

Um in Zukunft alle möglichen Zerfallskanäle exotischer Teilchen abdecken zu können, muß diese Analyse zukünftig auch Ereignisse mit Myonen und Neutrinos einschließen.

Ein weitere zukünftige Aufgabe dieser Analyse für HERA ist der Versuch das globale E_T-Spektrum aller selektierten Ereignisse zu verstehen. Dieser Versuch setzt das Verständnis aller im SM möglichen physikalischen Prozesse bei HERA, die hohe Transversalenergie im Detektor erzeugen können, voraus.

Literaturverzeichnis

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

[2] P.Kessler et al., „High -P_T lepton pair production at ep colliders'”, Z. Phys. **C 52** (1991)

[3] Interne Dokumentation von A. Schöning bei H1

[4] Proceedings of the HERA workshop, Vol.2 (DESY,1987)

[5] K.Rabbertz, “Probleme der Elektronerkennung im H1-Detektor”, Diplomarbeit, Universität Aachen (1993)

[6] K.Kleinknecht, „Detektoren für Teilchenstrahlung“, Teubner Studienbücher (1992)

[7] H1 Collaboration, „A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA“, DRAFT 1.99/00

[8] V.D.Barger, R.J.N.Phillips, „Collider Physics“, Frontiers in Physics 71, Addison-Wesley (1987)

[9] H1 Calorimeter Group, „The H1 liquid argon calorimeter system“, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993), S. 460-498

[10] H1 Calorimeter Group, „ Electron/Pion Seperation with the H1 LAr Calorimeters“, DESY 93-185

[11] UA1 Collaboration, G.Arnison et al, Phys. Lett. **123B** (1983) 115
und C.Albajar et al., Nucl. Phys. **B309** (1988), S. 405

[12] H1 Collaboration, J.Kurzhöfer, „The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN“, H1-08/94-375

[13] Private Kommunikation mit T. Carli

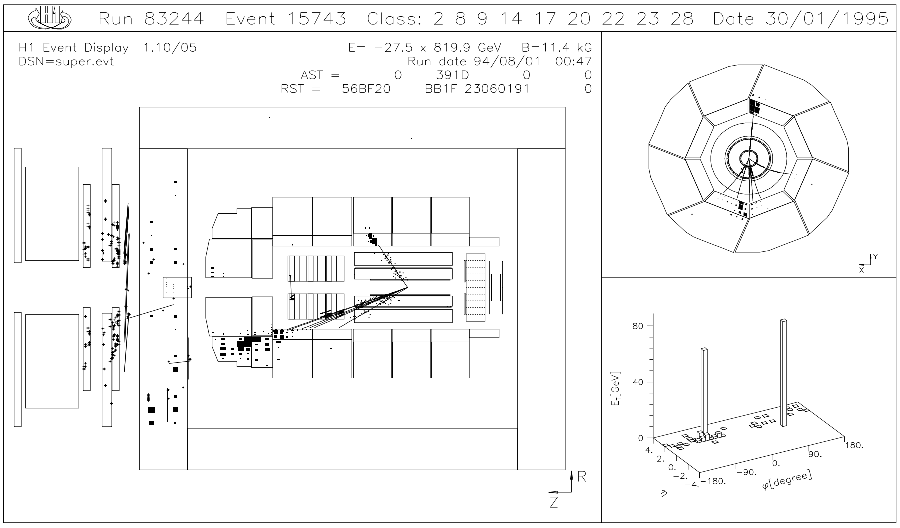
[14] H1 Collaboration, „Determination of the Strong Coupling Constant from Jet Rates in Deep Inelastic Scattering“ , DESY 94-220 (1994)

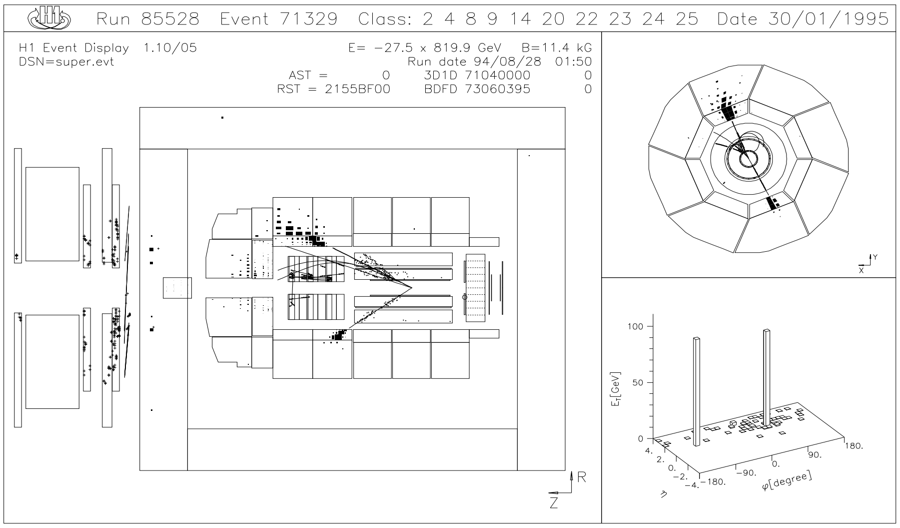
[15] S. Schmitt, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Heidelberg

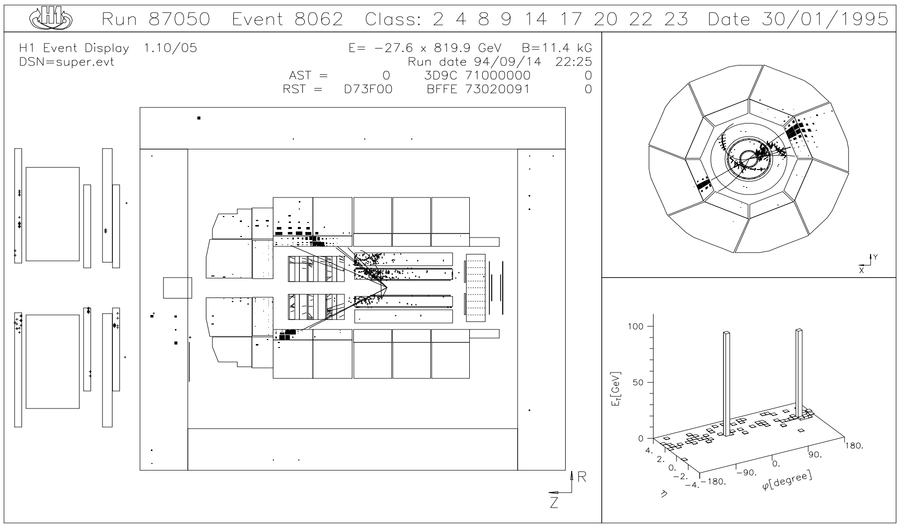
Anhang A

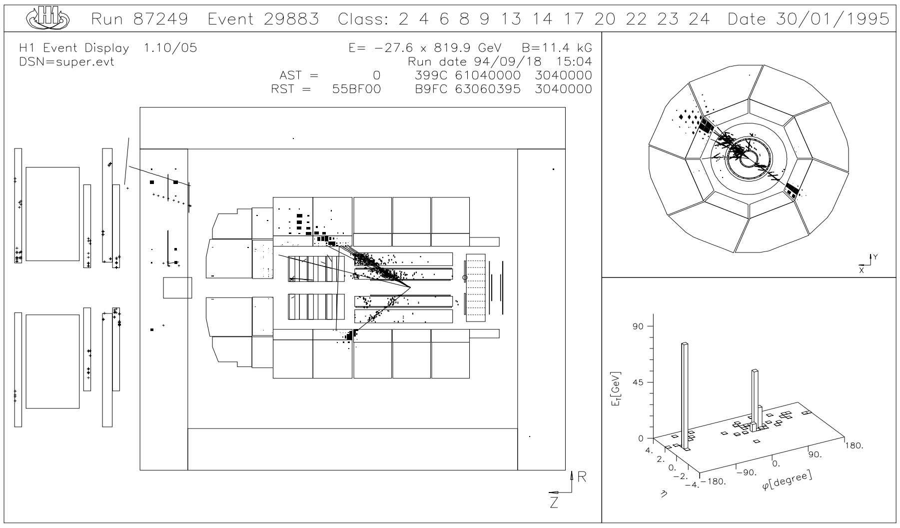
Ereignisse

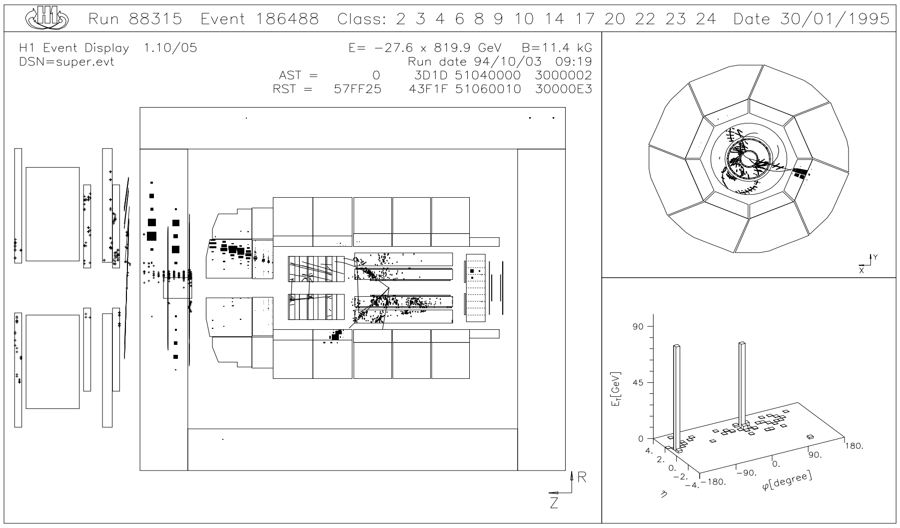
Die sieben Leptoquark-Kandidaten-Ereignisse:

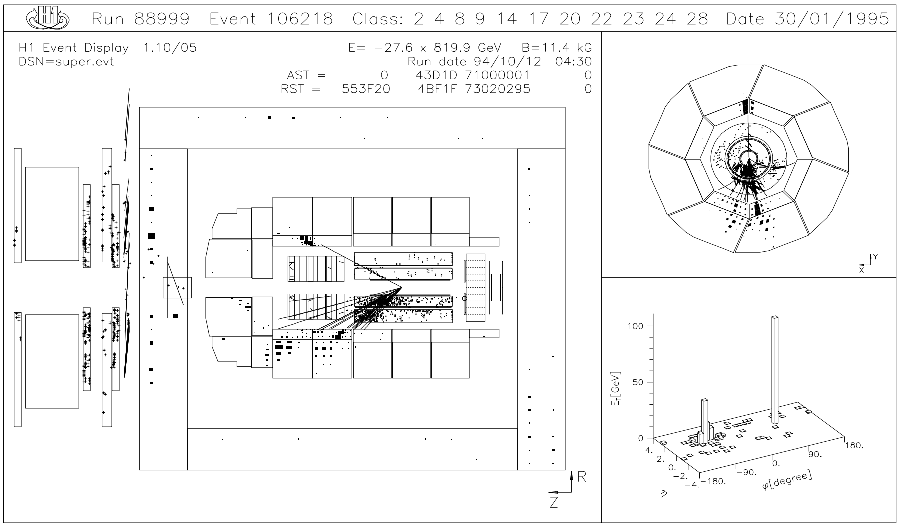


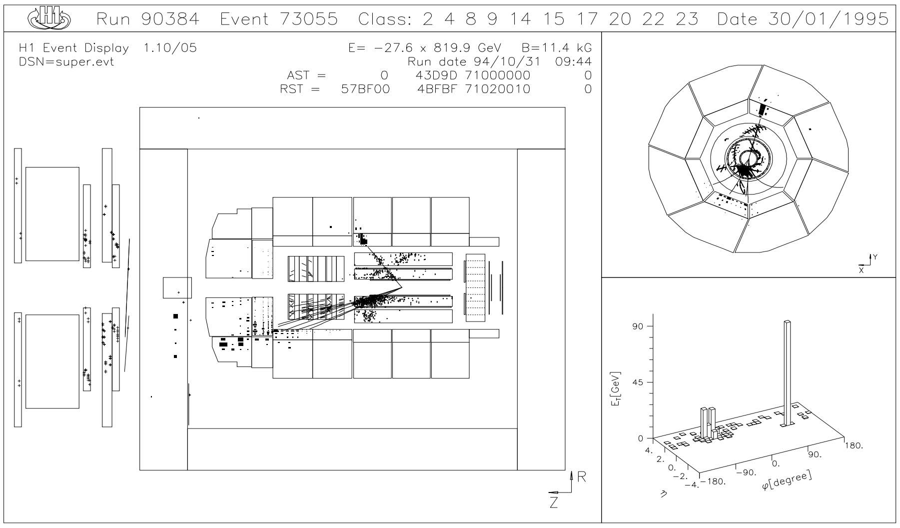



Run 87050 Event 8062 Class: 2 4 8 9 14 17 20 22 23 Date 30/01/1995
H1 Event Display 1.10/05
DSN=super.evt
E= −27.6 x 819.9 GeV B=11.4 kG
Run date 94/09/14 22:25
AST = 0 3D9C 71000000 0
RST = D73F00 BFFE 73020091 0
R
Z
Y
X
E_t[GeV]
φ[degree]
η

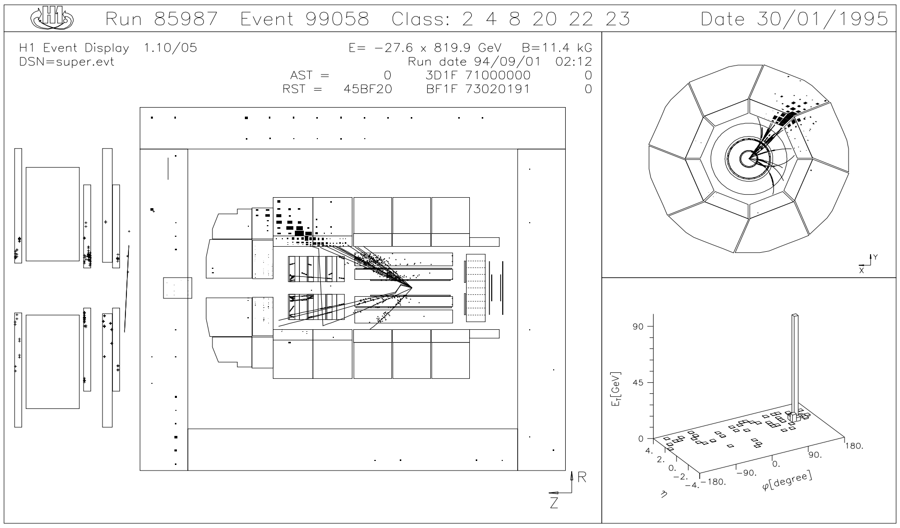

Run 87249 Event 29883 Class: 2 4 6 8 9 13 14 17 20 22 23 24 Date 30/01/1995
H1 Event Display 1.10/05
DSN=super.evt
E= −27.6 x 819.9 GeV B=11.4 kG
Run date 94/09/18 15:04
AST = 0 399C 61040000 3040000
RST = 55BF00 B9FC 63060395 3040000
R
Z
Y
X
E_t[GeV]
φ[degree]
η


Run 88315 Event 186488 Class: 2 3 4 6 8 9 10 14 17 20 22 23 24 Date 30/01/1995
H1 Event Display 1.10/05
DSN=super.evt
E= −27.6 x 819.9 GeV B=11.4 kG
Run date 94/10/03 09:19
AST = 0 3D1D 51040000 3000002
RST = 57FF25 43F1F 51060010 30000E3
R
Z
Y
X
E_t[GeV]
φ[degree]
η


Run 88999 Event 106218 Class: 2 4 8 9 14 17 20 22 23 24 28 Date 30/01/1995
H1 Event Display 1.10/05
DSN=super.evt
E= -27.6 x 819.9 GeV B=11.4 kG
Run date 94/10/12 04:30
AST = 0 43D1D 71000001 0
RST = 553F20 4BF1F 73020295 0
R
Z
Y
X
100
50
0
E_T[GeV]
η
φ[degree]


Run 90384 Event 73055 Class: 2 4 8 9 14 15 17 20 22 23 Date 30/01/1995
H1 Event Display 1.10/05
DSN=super.evt
E= -27.6 x 819.9 GeV B=11.4 kG
Run date 94/10/31 09:44
AST = 0 43D9D 71000000 0
RST = 57BF00 4BFBF 71020010 0
R
Z
Y
X
90
45
0
E_T[GeV]
η
φ[degree]

Das Charged Current Ereignis mit dem höchstem Transversalimpuls von 100 GeV:



Das 2-Elektron-Ereignis mit einer sehr hohen invarianten 2-Elektron-Masse: