Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Stefan Scharein
aus Dortmund

1996

Suche nach Supersymmetrie bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von S. Scharein am
I. Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. F. Eisele
ausgeführt

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der Elektron-Proton-Beschleuniger HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg bietet mit seiner Schwerpunktsenergie von 300 GeV ein hervorragende Chance zur Entdeckung neuer Elementarteilchen, wie sie zwar nicht innerhalb des Standardmodells, so aber doch von vielen darüber hinausgehenden Theorien vorhergesagt werden. Interessant, und in den letzten Jahren viel diskutiert, ist hier insbesondere die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM). Dieses Modell umfaßt zusätzlich zum Standardmodell eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen und ist damit in hervorragender Übereinstimmung mit allen experimentellen Beobachtungen der Physik. Zusätzlich bietet es eine Lösung des Hierarchieproblems des Standardmodells an und erlaubt möglicherweise eine natürliche Vereinheitlichung der elektroschwachen, starken und Gravitationswechselwirkung. Bisherige direkte Suchen nach Supersymmetrie verliefen erfolglos.

Bei HERA ist der vielversprechendste Prozeß $e+p \to \tilde{e}+\tilde{q}+X$, wobei die Bosonen Selektron $\tilde{e}$ und Squark $\tilde{q}$ neue supersymmetrische "Partnerteilchen" der Fermionen Elektron und Quark sind. Bei den anschließenden Zerfällen $\tilde{e} \to e+\chi_1^0$ und $\tilde{q} \to q+\chi_1^0$ entsteht zweimal das leichteste supersymmetrische Teilchen χ_1^0, welches nur schwach mit Materie wechselwirkt, und daher nicht nachgewiesen werden kann. Die daraus entstehende klare Signatur einer scheinbar fehlenden Energie kann zum Nachweis solcher Ereignisse benutzt werden.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

2.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Das DESY[1] Hamburg betreibt seit Mai 1992 den Elektron-Proton-Speicherring HERA[2], die erste Ring-Anlage, bei der Elektron- und Protonstrahlen miteinander kollidieren. Abbildung 2.1 zeigt die Anlage von HERA. Bis Mitte 1994 wurde HERA mit Elektronen betrieben. Seit Sommer 1994

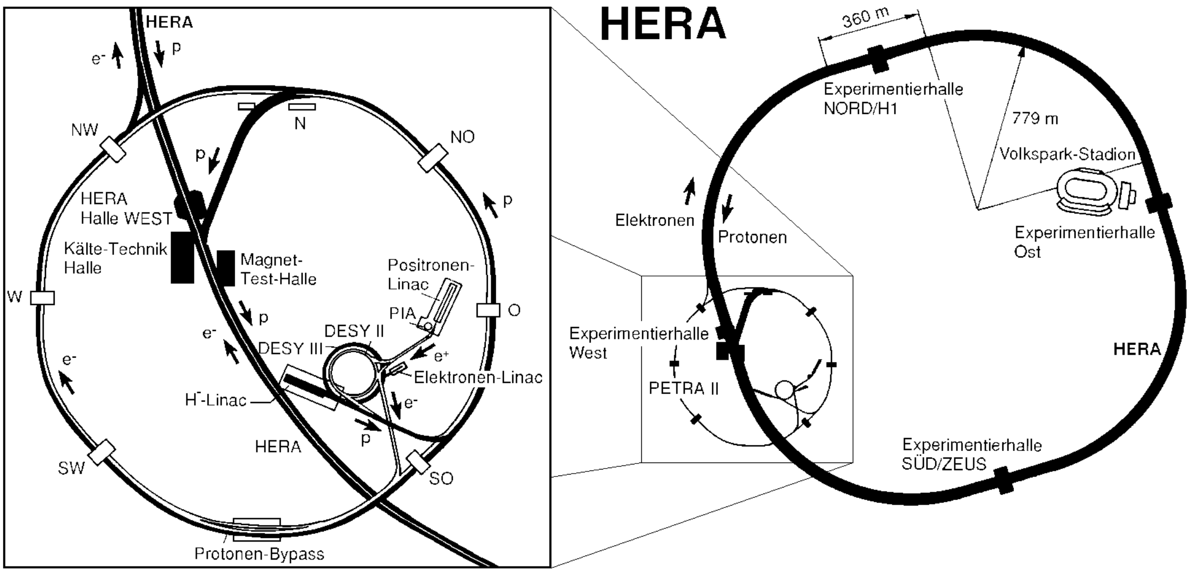

Abbildung 2.1: *Der HERA-Speicherring*

werden statt dessen Positronen verwendet, da sich so auf Grund der verringerten Lepton-Restgas-Wechselwirkung stabilere Betriebsbedingungen und so eine höhere Luminosität erreichen ließ. In der ganzen folgenden Arbeit werden die Begriffe Elektron und Positron synonym gebraucht,

[1]Deutsches Elektronen Synchrotron
[2]Hadron-Elektron-Ring-Anlage

gemeint sind jedoch immer Positronen, da während der analysierten Strahlzeit HERA nur mit Positronen betrieben wurde.

Elektronen und Protonen werden durch die Beschleuniger DESY und PETRA vorbeschleunigt und anschließend in einem 6.3 km langen Ring durch zwei verschiedene Magnet-Systeme gespeichert. Elektron- (27.5 GeV) und Protonstrahl (820 GeV) stehen bei einer in Experimenten mit ruhenden Protonen bisher unerreichten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV in vier großen Forschungslaboren zur Verfügung, so daß viele bisher unerforschbare Bereiche der Physik bei höchsten Energien zugänglich werden. Zwei Experimente, H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) sind multifunktionale Detektoren, und können verschiedenste Aspekte der ep-Streuung untersuchen.

Einige wichtige Themen der physikalischen Analyse sind:

- **Tiefinelastische Streuung über neutrale Ströme:** Hier wechselwirkt ein Elektron über einen neutralen Strom mit einem Quark des Partons. Bei einem Impulsübertrag des Photons auf das Proton von $Q^2 > 4\ GeV^2$ spricht man von tiefinelastischer Streuung. Anhand solcher Prozesse läßt sich beispielsweise die Strukturfunktion F_2 des Protons messen.

- **Tiefinelastische Streuung über geladene Ströme:** Hier wechselwirkt das Elektron über einen geladenen Strom mit einem Quark aus dem Proton, und es entsteht ein Neutrino.

- **Photoproduktion:** Bei einem kleinen Impulsübertrag von $Q^2 \ll 4\ GeV^2$ spricht man von Photoproduktion, bei der ein vom Elektron abgestrahltes, fast reelles Photon mit dem Proton wechselwirkt. Durch die Analyse solcher Prozesse kann zum Beispiel die hadronische Struktur des Photons untersucht werden.

- **Suche nach neuen Teilchen außerhalb des Standardmodells**

In einer dritten Halle ist das Experiment HERMES zur Untersuchung der Spinstruktur des Protons untergebracht. Das physikalische Programm rundet das HERA-B Experiment zur Suche nach CP-Verletzung im B-Meson-System ab, das nur das Halo des Protonstrahls benutzt und 1998 in Betrieb gehen wird.

2.2 H1 - Aufbau des 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. 2.2. 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

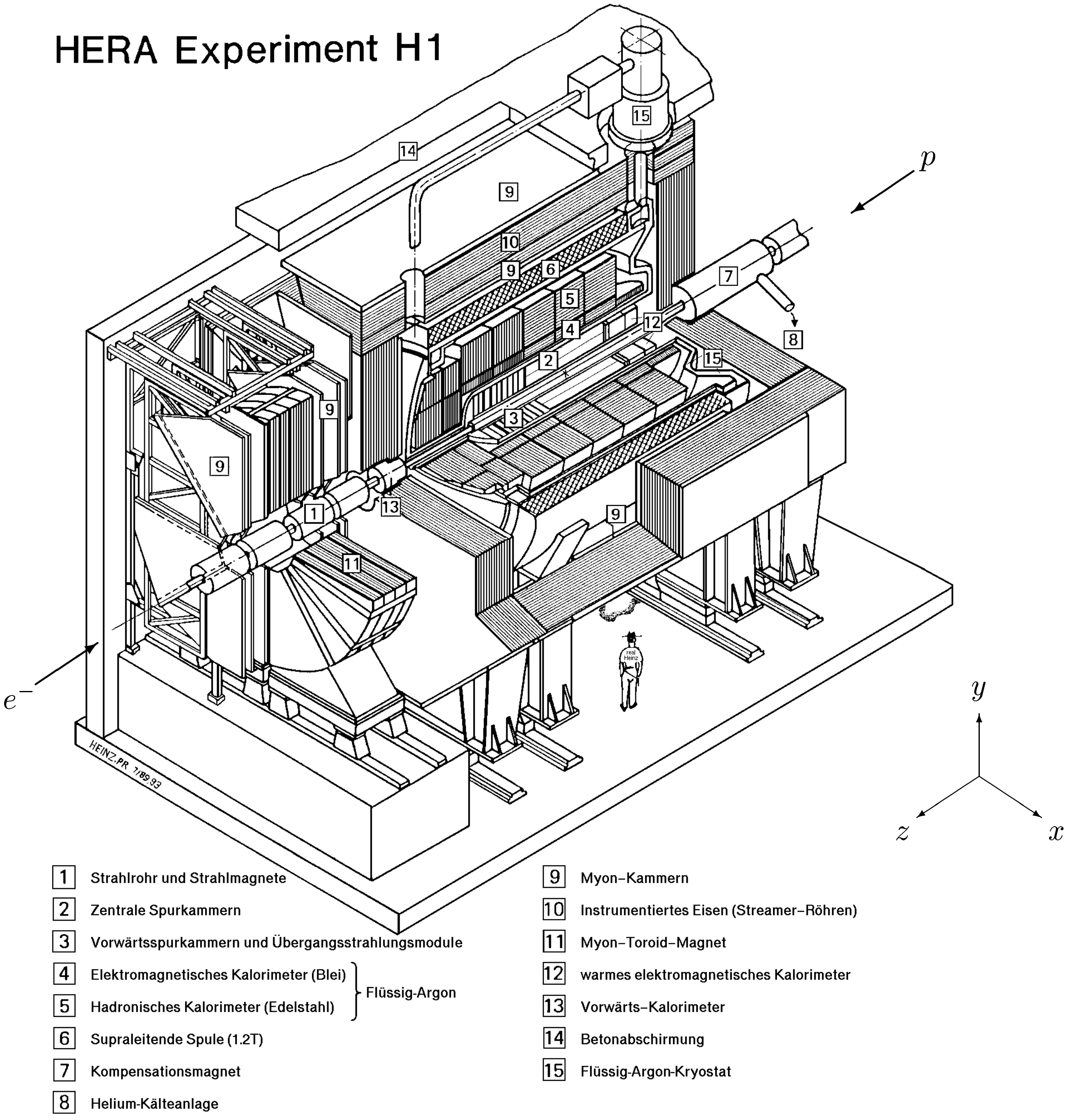

Abbildung 2.2: Die Komponenten des H1-Detektors

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 $25° < \Theta < 155°$ 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 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 BPC wurde im Winter 1994/95 gegen eine in Heidelberg gebaute Driftkammer (Backward Drift Chamber BDC) ausgetauscht. Diese erlaubt ab der Strahlzeit 1995 eine genauere Ortsbestimmung von Spuren gestreuter Elektronen bei kleinen Q^2.

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 orts-

abhängigen Granularität von 10 bis 100 cm^2 werden Bleiplatten bis zu 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.
Die Zellen des LAr sind zu Containern zusammengefaßt, so daß jeweils 8 in Azimuthalrichtung zusammengefügte Container eines der 8 entlang der z-Achse liegende Räder des Kalorimeters bilden. 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 [2] 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 BEMC wurde für die Strahlzeit 1995 gegen ein Spaghetti-Kalorimeter ersetzt und ermöglicht in Kombination mit einer neuen Strahlröhre kleineren Durchmessers eine bessere Orts- und Energieauflösung des gestreuten Elektrons, sowie Messungen bei kleinerem Q^2.

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* (PLUG) $\boxed{13}$ um die Strahlröhre.

2.2.1 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 $ep \to ep\gamma$, dessen Wechselwirkungsquerschnitt nach Bethe-Heitler genau berechenbar ist.

Das Luminositätssystem ist aus zwei Kristallkalorimetern, dem Photonendetektor (γ-tagger) 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.

2.2.2 Trigger

Die Strahlbedingungen bei HERA mit einem Strahlpaketeabfolgeintervall 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 Strahlpaketkollisionen) zu Streuungen kommt. Der dominante Anteil sind zudem Untergrundereignisse, die zum Teil mittels sehr einfacher geometrischer Bedingungen zurückgewiesen werden können. 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 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.

2.2.3 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. Nur der wichtigste Teil wird der Information eines Ereignisses wird auf den DST (Data Summary Tape) gespeichert und anschließend für die Physik-Analysen zur Verfügung gestellt.

Kapitel 3

SM-Physik bei HERA

3.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell (SM) ist eine lokale Quantenfeltheorie mit dem in Tabelle 3.1 angegebenen Teilchenspektrum.

Fermionen Spin=$\frac{1}{2}$					
Leptonen			Quarks		
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	u_R, d_R	c_R, s_R	b_R, t_R

Bosonen Spin=1
γ ,Z^0, $W^\pm$, Gluonen
Higgs–Sektor **Spin=0**
H^0

Abbildung 3.1: *Teilchenspektrum des Standardmodells. Der Index L, R bezieht sich auf die Händigkeit der Teilchen. Der Farbfreiheitsgrad der Quarks wurde weggelassen.*

Die Bosonen vermitteln die Dynamik zwischen den Fermionen und lassen sich aus einer grundlegenden lokalen Eichinvarianz der freien Fermionlagrangedichte unter der Eichgruppe

U(1)xSU(2)xSU(3) herleiten. Das elementare, skalare Higgsfeld gibt den Z_0 und $W^{\pm}$ Bosonen über den Mechanismus der Elektroschwachen Symmetriebrechung eine Masse, wodurch die durch diese Bosonen vermittelte Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen sehr schwach ist. Eine ausführliche Darstellung des SM kann in [3] gefunden werden.

3.2 SM-Prozesse bei HERA

3.2.1 Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung (DIS) wechselwirkt das einlaufende Elektron mit dem Proton über ein Austauschboson der Elektroschwachen Wechselwirkung, und analysiert dessen Struktur bei einer Skala $Q^2 = -q^2 > 4GeV$. Aufgrund der hohen W-Masse sind Reaktionen mit geladenem Strom, bei denen durch Produktion eines Neutrinos nur ein hadronischer Jet im Detektor zu sehen ist, selten. Viel häufiger sind NC-Streuprozesse durch Austausch eines masselosen Photons oder eines Z_0. Das Partonmodell beschreibt diese Prozesse als direkte, elastische Streuung des

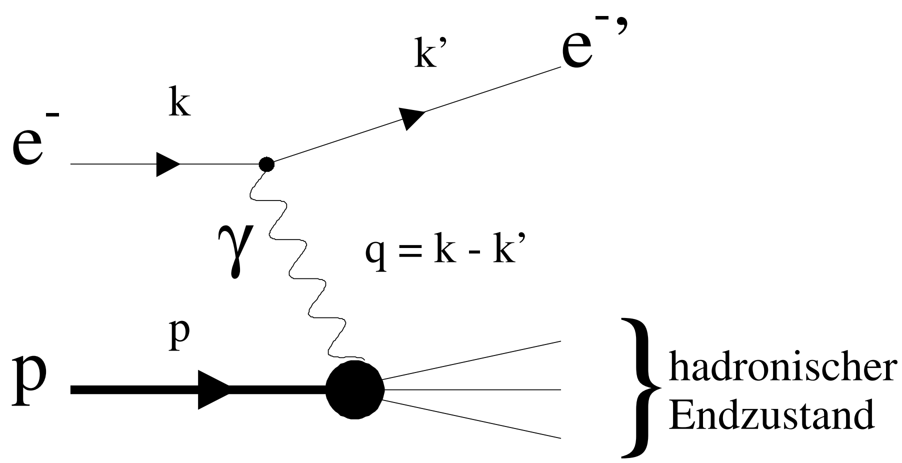

Abbildung 3.2: *Kinematik des Elektron-Proton-Streuprozesses*

Elektrons an Quarks im Proton. Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung wird durch zwei der drei Bjorkenschen Skalenvariablen vollständig beschrieben:

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

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

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

Hierbei ist E_e die Energie des einlaufenden Elektrons, E_l die Energie, θ_l der Polarwinkel, und $P_{T,l}$ der Transversalimpuls des auslaufenden Leptons, E_p die Energie des einlaufenden Protons. p_p ist der 4-Vektor des einlaufenden Protons, p_e ist der 4-Vektor des einlaufenden Elektrons und q ist der 4-Vektor des Impulsübertrags.

x kann als der Impulsbruchteil des einlaufenden Partons am Gesamtimpuls des Protons interpretiert werden. y ist die skalierte Energie des ausgetauschten Photons. Für DIS-Reaktionen können die Variablen allein aus dem gestreuten Lepton gemessen werden. Gestoßenes Quark und die restlichen Spektatorquarks des Protons fragmentieren nach einem Partonschauer in den hadronischen Endzustand.

Der Wirkungsquerschnitt wird durch die Strukturfunktionen F_1, F_2 und F_3 parametrisiert. Diese können aus Messungen bestimmt werden und geben in der Interpretation des Partonmodelles Aufschluß über die Verteilung der Partonen im Impulsraum. Die Wirkungsquerschnitte für die NC- und CC-Streuung lauten:

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

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

  Für $Q^2 > 1\ GeV^2$ und nicht zu kleinen x ist der Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$ 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.

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

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

  wobei G_F die Fermi-Kopplungskonstante ist.

Neben den Born-Prozessen sind in der DIS auch Prozesse höherer Ordnung (Strahlungskorrekturen) möglich. Darunter sind sowohl Multijetereignisse zu zählen, wie auch QED-Korrekturen zur Born-Näherung der DIS-Reaktion.

3.2.2 Photoproduktion

Die ep-Streuung bei kleinen Q^2 wird Photoproduktion genannt und ist der bei HERA bei weitem am häufigsten stattfindende Prozeß. Bei ihr hat das Photon eine so geringe Virtualität, das es als quasireell betrachtet werden kann. Entweder wechselwirkt das Photon direkt mit dem Proton oder kann innerhalb der durch die Heisenbergsche Unschärferelation erlaubten Grenzen in stark wechselwirkende Teilchen fluktuieren, die dann auf Grund ihrer Farbe über den Austausch eines

Gluons mit dem Proton wechselwirken. Die entstandenen Partonen des Photons fragmentieren in Jets. Durch diese hadronische Komponente der Photon-Quark-Wechselwirkung ist der γp-Wirkungsquerschnitt größer, als naiv ohne die beschriebenen Fluktuationen erwartet wird. Für Photoproduktionsereignisse stand kein MC mit ausreichend hoher Statistik zur Verfügung.

3.2.3 W-Produktion

Prozesse, bei denen im SM ein Teil des Transversalimpulses durch Neutrinos oder Myonen verloren geht, können ein Untergrund für die im späteren Teil zu suchenden supersymmetrischen Ereignisse sein. Ein Beispiel ist die Produktion von reellen Vektorbosonen. Diese können, wenn das Z^0-Boson in den Kanal $Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ oder das $W^{\pm}$-Boson in den Kanal $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \overset{(-)}{\nu}$ zerfällt, wie SUSY-Ereignisse aussehen. In der Literatur [4] [5] finden sich folgende Wirkungsquerschnitte mal Verzweigungsverhältnis:

$$\text{Z-Produktion: } 0,09 - 0,11 pb^{-1}$$
$$\text{W-Produktion: } 0,22 - 0,3 pb^{-1}$$

Die Z-Bosonen werden im wesentlichen kollinear zum einlaufenden Elektron produziert und sollten deshalb nur eine kleine transversale Akolinearität haben. Für W-Bosonen ist das nicht der Fall. Beide Prozesse spielen jedoch auf Grund ihres kleines Wirkungsquerschnittes keine Rolle für diese Analyse.

3.3 MC-Generator: Django 6

Der für diese Analyse verwendete MC-Generator DJANGO 6 [6] simuliert tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung unter Berücksichtigung von sowohl QED wie QCD Strahlungskorrekturen. DJANGO 6 ist eigentlich ein Interface zu den Programmen HERACLES 4.4 und LEPTO 6.1.

3.3.1 Generierung und Fragmentation

Für diese Analyse wurden zuerst mit dem Django-MC NC-DIS Ereignisse mit einem $Q^2 > 60 GeV^2$ und einem Winkel des gestreuten Leptons von $\theta_e < 150°$ generiert, wobei die Glück-Reya-Vogt-Parton-Verteilungen und Evolution mit den DGLAP-Gleichungen berücksichtigt wurden. Anschließend werden mit Hilfe von HERACLES QED-Strahlungskorrekturen berücksichtigt und durch ARIADNE QCD-Farbdipol-Partonschauer erzeugt. Mit JETSET 7.4 wird dann der volle hadronische Endzustand unter Benutzung des LUND-Stringmodells erzeugt.

3.3.2 Probleme des Django 6 Generators

Bei der Überprüfung der generierten Ereignisse, wurde festgestellt, daß bei 2,2% der Ereignisse die Fragmentation durch einen Interfacefehler zwischen den Teilprogrammen nicht komplett durchgeführt wurde. Dadurch verschwanden generierte Partonen im Nichts und einige Ereignisse zeigen auf dem Niveau generierter Hadronen bereits P_t^{miss}. Diese Ereignisse wurden notgedrungen aus der Analyse herausgelassen. Es sind dies alle QED-Compton-Ereignisse, die aber durch ihre 2 Elektronsignatur keinen Untergrund darstellten. Etwa die andere Hälfte sind offenbar zufällig herausfallende normale DIS-Ereignisse. Aus diesem Grunde wird angenommen, daß durch das Weglassen dieser Ereignisse kein zusätzlicher systematischer Fehler in die Analyse eingeht.

Insgesamt wurden 97225 Ereignisse generiert, was einer Luminosität von $L_{gen} = 18,6\ pb^-1$ entspricht. Das Django-MC hat also eine 6,6fache Statistik gegenüber den Daten.

3.4 Detektorsimulation

Nach Generierung wurde das Detektoransprechverhalten auf die generierten Teilchen mit dem Standard-H1-Simulationsprogramm berechnet und das Ergebnis dem gleichen Rekonstruktionsprogramm unterworfen, mit dem auch die Daten behandelt werden.

Kapitel 4

Das MSSM

4.1 Supersymmetrie

4.1.1 Motivation für eine Erweiterung des Standardmodells

Das Standardmodell (SM) bietet für alle Phänomene der Teilchenphysik, die an heutigen Beschleunigern zugänglich sind, eine extrem erfolgreiche Beschreibung. Keine eindeutige experimentelle Abweichung von den Vorhersagen des SM wurde bisher gefunden. Trotzdem sind viele theoretische Physiker überzeugt, daß dieser Erfolg bei höheren Energien nicht anhalten wird. Das SM kann nicht bis zu beliebig hohen Energien gültig sein, denn bei Energien nahe der Planckskala ($M_P = \frac{1}{\sqrt{G_N}} \simeq 10^{19}\ GeV$, G_N ist die Wechselwirkungskonstante der Gravitation) wird die Stärke der Gravitationswechselwirkung zweier geladener Teilchen mit ihrer elektromagnetischen Wechselwirkung vergleichbar, d.h. es gilt $E^2 G_N > \alpha_{em}$. Spätestens bei dieser Energieskala erwartet man Modifikationen des SM. In diesem Zusammenhang ist die Kleinheit des Verhältnisses $\frac{m_W}{M_P} \simeq 10^{-17}$ unverständlich. Dies wird das Hierarchie-Problem genannt. Im SM stammt die Skala der Elektroschwachen Wechselwirkung von einem elementaren Skalarfeld (Higgsfeld ϕ), das einen aus Messungen bestimmten Vakuumerwartungswert ($|\Omega>$: Vakuum) von $V =<\Omega|\phi|\Omega>= \frac{2m_W}{g} = 246\ GeV$ hat. Koppelt man jedoch ein skalares Feld, wie das Higgsfeld ϕ, an neue Physik bei einer hohen Skala Λ, so sind die Strahlungskorrekturen zur nackten skalaren quadrierten Masse durch die quadratischen Korrekturen zur skalaren Selbstenergie von der Größenordnung $O(\Lambda^2)$: $m_\phi^2 = m_{\phi,0}^2 + O(\Lambda^2)$. Deshalb ist die natürliche Masse jedes skalaren Teilchens Λ, wobei auf Grund des obigen Argumentes angenommen werden kann, daß $\Lambda = M_P$.

Für eine erfolgreiche Elektroschwache Theorie muß die Higgsmasse aber von der Größenordnung der Elektroschwachen Skala sein. Die Tatsache, daß die Higgsmasse nicht in der Größenordnung ihres natürlichen Wertes M_P ist, wird das Natürlichkeitsproblem genannt. Für die quadrierte nackte Higgsmasse und die quadrierte Renormierungsmassenverschiebung erwartet man also, daß beide ihren natürlichen Wert von $O(M_P^2)$ annehmen. Um eine physikalische quadrierte Higgsmasse von $O(m_W^2)$ zu erhalten, muß auf 34 Stellen genau eine wunderbare Aufhebung("finetuning") zwischen den Paramtern der fundamentalen Theorie stattfinden.

Um eine Lösung für dieses Problem zu finden, ist es sehr instruktiv, ein sehr ähnliches historisches Problem unter neuem Blickwinkel [7] zu betrachten. In den 20er Jahren wurde die Quantenmechanik das SM der Physik. Aber auch diese Theorie hatte ein Hierarchie-Problem: Warum ist $\frac{m_e}{M_P} \simeq 10^{-22}$? Eine Berechnung der Elektronselbstenergie mit Hilfe der nicht-relativistischen Störungstheorie (siehe Abbildung 4.1 links) liefert eine Massenverschiebung, die linear divergent ist. Also ist der natürliche Wert für die Elektronmasse Λ. Das ist nicht überraschend, denn das klassische Analogon ist die Selbstenergie des Elektrons mit Radius r: $E = \frac{e^2}{r}$, welche linear für $\frac{1}{r} \to \infty$ divergiert. Diese lineare Divergenz bleibt auch in einer relativistischen Ein-Elektron-Quantentheorie. Wie löst nun die Quantenelektrodynamik dieses Problem?

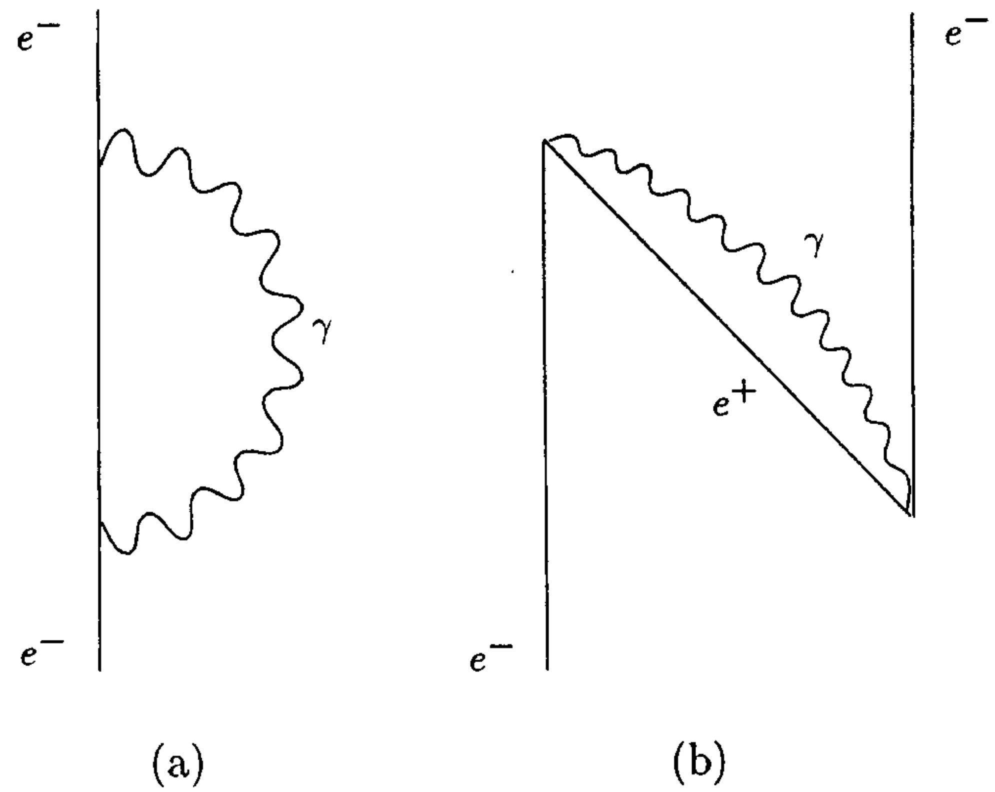

Abbildung 4.1: *Zur Selbstenergie des Elektrons in der zeitgeordneten Störungstheorie beitragende Graphen*

Die Lösung ist erstaunlich. Führe eine neue Symmetrie der Theorie ein, genannt Ladungskonjugationsinvarianz (C). Dann verdoppele das Teilchenspektrum: für jedes Teilchen wird ein Partner ("Antiteilchen") eingeführt. Durch die C-Symmetrie hat jedes Teilchen die gleiche Masse und Wechselwirkungsstärke wie sein Partner. Nun rechnet man wieder mit der Störungstheorie die Elektronselbstenergie aus. Jetzt muß aber ein zweites Diagramm (siehe Abbildung 4.1 rechts) berücksichtigt werden, in dem aus dem Vakuum ein $e^+e^-\gamma$ produziert wird, wobei $e^+\gamma$ mit dem einlaufenden Elektron annihilieren, während das e^- weiterpropagiert. In der etwas altmodischen zeitgeordneten Störungstheorie müssen beide Zeitordnungen wie in Abbildung 4.1 berücksichtigt werden. Durch die C-Symmetrie heben sich nun die führenden linearen Divergenzen zwischen den Graphen auf, und es bleibt nur noch eine logarithmische Divergenz übrig. Die Massenverschiebung des Elektrons ist nur noch proportional zu $e^2 m_e \ln \Lambda$. Das Natürlichkeitsproblem ist gelöst, denn selbst für $\Lambda = M_P$ sind stets die Strahlungskorrekturen zur Elektronmasse von der gleichen Größenordnung wie m_e. Natürlich wurden Antiteilchen nicht eingeführt um die Natürlichkeitsprobleme der Ein-Elektron-Theorie zu lösen. Trotzdem wurde die Aufhebung der linearen Divergenzen in der Diractheorie von Elektronen und Positronen, die 1934 von Weißkopf entdeckt wurde, als ein wichtiger Schritt in der Entwicklung der QED angesehen[1].

Um das Natürlichkeitsproblem der Elektroschwachen Theorie zu lösen, immitiert man die oben angegebenen Schritte. Man "erfindet" eine neue Symmetrie, genannt Supersymmetrie (SUSY) [8] [9].

Die Supersymmetrie ist konkret eine Erweiterung der Poincaré-Gruppe P der Raum-Zeit-symmetrien durch die Hinzunahme antivertauschender spinorieller Generatoren $Q_\alpha, \bar{Q_\alpha} \equiv Q^+_\beta \gamma^0_{\beta\alpha}$ zur Poincare-Algebra (Index α = Spinorindex). Nach Hinzunahme von N spinoriellen Generatoren wird die SUSY als N-SUSY bezeichnet. Im folgenden wird immer N=1 angenommen, womit sich folgende neue Algebra ergibt:

$$\{Q_\alpha, \bar{Q_\beta}\} = 2\gamma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \tag{4.1}$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = \{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 \tag{4.2}$$

$$[Q_\alpha, M_{\mu\nu}] = \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_{\alpha\beta} Q_\beta \tag{4.3}$$

γ^μ: die vier Dirac-Matrizen
$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{i}{2}[\gamma_\alpha, \gamma_\beta]$
$M_{\mu\nu}$: Generatoren für infinitesimale Drehungen in der $x^\mu - x^\nu$-Ebene
P_μ:Generatoren für infinitesimale Translationen

Der Generator Q_α besitzt Spin $\frac{1}{2}$. Wendet man ihn auf einen Boson- bzw. Fermionzustand $|B>$ bzw. $|F>$ an, so wird dessen Helizität um $-\frac{1}{2}$ erniedrigt. Bosonen werden somit in Fermionen und umgekehrt transformiert, symbolisch:

$$Q_\alpha |B> \sim |F>$$

$$Q_\beta |F> \sim |B>$$

[1]Folgende historische Anmerkung sei hier beigefügt. Die oben beschriebenen Divergenzen plagten die theoretischen Physiker bis 1947 so stark, daß Murray Gell-Mann (damals noch Student) urteilte: "Die Theoretiker waren in Ungnade gefallen" und Victor Weißkopf schrieb: "Die Theorie der Elementarteilchen hat einen toten Punkt erreicht". Doch im Frühjahr 1947 maß Willis Lamb am Wasserstoffspektrum den nach ihm benannten Lambshift. Den Theoretikern war nun klar, daß es bei den Strahlungskorrekturen weder um einen Nulleffekt, noch um einen unendlich großen handelte. Nach der berühmten Konferenz von Shelter Island 1947, auf der Lamb seine Ergebnisse vortrug, entwickelte Hans Bethe noch auf der Rückfahrt im Zug die erste Abschätzung für den Effekt, der dann durch Feynmann, Schwinger und Tomonaga in der Renormierungstheorie seine abschließende Erklärung fand. Durch die Renormierung wird die "nackte" Elektronmasse im Elektronpropagator durch ihren renormierten Wert (der auf Grund der nie "abschaltbaren" elektromagnetischen Wechselwirkung der einzig meßbare ist) ersetzt.

Eine solche globale SUSY-Transformation soll die Lagrangedichte des Modells invariant lassen.

Dadurch verdoppelt sich das Teilchenspektrum: für jedes Teilchen gibt es einen Superpartner, der sich im Spin um $\frac{1}{2}$ unterscheidet. Wie in der Diractheorie heben sich die quadratischen Divergenzen zur quadrierten skalaren Masse exakt auf, wenn der virtuelle Austausch der Superpartner zu den Beiträgen des SM hinzugefügt wird. In einer supersymmetrischen Theorie sind sie deshalb die Massen nur noch logarithmisch sensitiv auf die Hochenergieskala Λ. SUSY-Theorien haben also ein verbessertes Ultraviolettverhalten.

Natürlich bietet das historische Beispiel keine exakte Analogie. Aufgrund der in jeder lokalen Quantenfeldtheorie exakt erhaltenen CPT-Symmetrie müssen Teilchen und Antiteilchen massendegeneriert sein. Supersymmetrie kann im Gegensatz dazu keine exakte Symmetrie der Natur sein, da auf Grund experimenteller Befunde Spartikel (wie die supersymmetrischen Teilchen abkürzend genannt werden) nicht massendegneriert mit ihren Partnern sind. Trotzdem, wäre die Skala der Supersymmetriebrechung 1 TeV oder niedriger, würde das Natürlichkeitsproblem des SM gelöst. In solchen "niederenergetischen" Supersymmetrietheorien wäre die SUSY-Brechungsskala an die Skala der Elektroschwachen Symmetriebrechung gebunden.

Neben dieser möglichen Lösung des Natürlichkeitsproblems des SM bietet die SUSY einen attraktiven Rahmen für eine Vereinigung von Teilchenphysik und Gravitation. Bei bisher betrachteten endlichen SUSY-Transformationen der Lagrangedichte einer QFT tritt in den Transformationsformeln ein konstanter Gruppenparameter f auf. Ersetzt man nun ähnlich wie bei den Eichtransfomation von QED, QFT, und QCD f durch eine lokale Funktion $f(x^\mu)$ und fordert Eichinvarianz der Lagrangedichte unter dieser loklen SUSY-Transformation, so ist zur Erhaltung der Eichinvarianz die Einführung eines Spin-2-Feldes in die Lagrangedichte zwingend. Diese Eichtheorie der SUSY ist die Supergravitation (SUGRA). Auf Grund der Freiheitsgrade der Gravitation kann diese nur durch ein Spin2-Feld(Graviton) beschrieben werden. Dieses ergibt sich aus der Lokalisierung der SUSY-Transformationen.

Dies erkennt man auch aus 4.1, denn zwei nacheinander ausgeführte lokale SUSY-Transformationen sind einer lokalen Translation P_μ, d.h. einer lokalen Transformation der Poincaré-Gruppe äquivalent. Wie man aber zeigen kann ([10]), führt gerade die Lokalisierung der Poincaré-Gruppe zur Eichtheorie der Einsteinschen Gravitation.

Eine genaue Untersuchung zeigt jedoch, daß auch die SUGRA noch keine völlig konsistente QFT darstellt. Sie enthält u.a. Quantenanomalien vom Typus der Adler-Bell-Jackiw-Anomalien. Viele Theoretiker sind heute der Ansicht, daß eine konsistente QFT der Gravitation aus dem allgemeineren Modell des Superstrings folgt.

SUSY bietet drüber hinaus eine mögliche Erklärung für die Kleinheit der Kosmologischen Konstanten. Diese ist ein in den Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie mit der allgemeinen Kovarianz verträglicher Term, dessen Kleinheit ($h_{kosmolog} < 3*10^{-52}m^{-2}$) bis heute unverstanden ist. Eine exakte (aber in der Natur nicht realisierte) SUSY würde $h = 0$ implizieren. Auf Grund der Brechung der SUSY ist dieser Schluß so direkt aber nicht mehr möglich, trotzdem bleibt SUSY eine Erklärungsmöglichkeit für diese Tatsache.

Als letzte Motivation sei darauf hingewiesen, daß ein massives, stabiles, ungeladenes, leichtestes Supersymmetrisches Teilchen ein guter Kandidat für Dunkle Materie ist.

4.1.2 Das minimale supersymmetrische Modell

Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) erhält man, indem zum SM die entsprechenden supersymmetrischen Partner aller Teilchen hinzugefügt werden. Zusätzlich enthält das MSSM zwei Hyperladungs $Y = \pm 1$ Higgs-Dubletts, welches die minimale Struktur für die anomal-freie supersymmetrische Erweiterung des SM ist. Außerdem benötigt man zwei Higgs-Dubletts um für "up"- und "down"-artige quarks(und geladenen Leptonen) die Massen zu generieren. Alle renormierbaren supersymmetrischen Wechselwirkungen, die global B-L (B:Baryonzahl,L:Leptonzahl) erhaltend sind, werden in die Lagrangedichte aufgenommen. Zusätzlich werden die allgemeinsten, weichen, SUSY-brechenden Terme aufgenommen. Die Herkunft dieser Terme ist ein unbekannter Mechanismus in der Nähe der Planck-Skala. Sie parametrisieren unser Unwissen über den fundamentalen Mechanismus der SUSY-Brechung (und warum diese bei so niedrigen Energien stattfindet). Um jedoch wie im vorherigen Abschnitt geschildert, das Natürlichkeitsproblem zu lösen, müssen die dimensionsbehafteten Parameter dieser Terme kleiner als 1 TeV sein.

Durch die B-L- Invarianz besitzt das MSSM eine diskrete Symmetrie, die R-Parität:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S}$$

für ein Teilchen mit Spin S. Dadurch haben SM-Teilchen gerade R-Parität, während SUSY-Teilchen ungerade R-Parität aufweisen. Die Erhaltung dieser Größe hat einen wesentlichen Einfluß auf die Phänomenologie supersymmetrischer Prozesse. Zum Beispiel können supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt werden. Im Allgemeinen sind SUSY-Teilchen instabil und zerfallen sehr schnell in leichtere Zustände. Die erhaltene R-Parität erfordert jedoch, daß das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) absolut stabil ist, und deshalb am Ende jeder Zerfallskette eines schwereren SUSY-Teilchens steht. Um im Einklang mit kosmologischen Beobachtungen zu stehen, muß das LSP elektrisch und farbneutral sein. Deshalb hat es nur eine schwache Wechselwirkung mit normaler Materie und verläßt jeden Detektor unbemerkt. Die Parameter des MSSM werden am besten durch eine getrennte Betrachtung des SUSY-erhaltenden und des SUSY-brechenden Sektors beschrieben. Unter den Parametern des SUSY-erhaltenden Sektors sind:

- Eichkopplungen: g_s,g und g', die den SM-Eichgruppen SU(3)xSU(2)xSU(1) entsprechen
- Higgs-Yukawa-Kopplungen λ_e, λ_u und λ_d, die 3x3-Matrizen im Flavour-Raum sind
- Der Higgs-Massenparameter μ

Der SUSY-brechende Sektor enthält die folgenden Parameter:

- Gaugino Majoranamassen M_3, M_2 und M_1 die mit den SU(3),SU(2) und SU(1) Untergruppen des SM zusammenhängen

- Skalare Massenmatrizen für die Squarks und die Sleptonen
- Higgs-Squark-Squark trilineare Kopplungen (die sogenannten A-Parameter) und entsprechende Terme mit den Sleptonen
- Drei skalare Higgs-Massenparameter: Zwei diagonale und ein nebendiagonaler Massenterm für die zwei Higgsdubletts. Diese drei Massenparameter können durch zwei Higgs-Vakuumerwartungswerte v_1 (down-Typ-Quarks), v_2 (up-Typ-Quarks) und eine physikalische Higgsmasse M_{A_0} ausgedrückt werden. Da $v_1^2 + v_2^2 = (246GEV)^2$ durch die W-Masse festgelegt wird, ist nur $\tan\beta = v_2/v_1$ ein freier Parameter des Modells.

Einige Parameter können komplexe Größen sein, und so eine neue Quelle für CP-Verletzung. Im folgenden werden jedoch nur reele Parameter betrachtet. Es gibt 5 physikalische Higgsbosonen in dem Modell(drei neutrale H^0, h^0, A^0 und zwei geladene $H^{\pm}$), wobei besonders für das Leichteste gute Chancen für eine Entdeckung bei LEP 200 bestehen.

R=+1 Standardteilchen	R=−1 SUSY Teilchen	
	Schwache Eigenzustände	Masseneigenzustände
Spin=$\frac{1}{2}$	Spin=0	
$\binom{\nu}{e}_L$	$\binom{\tilde{\nu}}{\tilde{e}}_L$	$\tilde{f}_1 = \tilde{f}_L \cos\phi_f + \tilde{f}_R \sin\phi_f$
$\binom{u}{d}_L$	$\binom{\tilde{u}}{\tilde{d}}_L$	$\tilde{f}_2 = -\tilde{f}_L \sin\phi_f + \tilde{f}_R \cos\phi_f$
e_R, u_R, d_R	$\tilde{e}_R, \tilde{u}_R, \tilde{d}_R$	
Spin=1	Spin=$\frac{1}{2}$	
γ	$\tilde{\gamma}$	$\tilde{\chi}_i^0 = \alpha_i\tilde{\gamma} + \beta_i\tilde{Z}^0 + \gamma_i\tilde{H}^0 + \delta_i\tilde{H}^{0'}$
g	$\tilde{g}$	$i = 1,2,3,4$
$W^{\pm}$	$\tilde{W}^{\pm}$	$\tilde{\chi}_k^{\pm} = \alpha_k\tilde{W}^{\pm} + \beta_k\tilde{H}^{\pm}$
Z^0	$\tilde{Z}^0$	$k = 1,2$
Spin=0	Spin=$\frac{1}{2}$	$\tilde{H}^0 = \tilde{H}_1^0 \sin\beta - \tilde{H}_2^0 \cos\beta$
$h^0, A^0, H^0, H^{\pm}$	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^{\pm}$	$\tilde{H}^{0'} = \tilde{H}_1^0 \cos\beta + \tilde{H}_2^0 \sin\beta$

Abbildung 4.2: *Teilchenspektren des minimalen supersymmetrischen Modells*

Nun zum Teilcheninhalt des MSSM (siehe auch Abbildung 4.2). Das Gluino ist ein Farboktett-Majoranafermionpartner des Gluons mit Masse $M_{\tilde{g}} = |M_3|$. Die SUSY-Partner der Elektroschwachen Eich- und Higgsbosonen (Gauginos und Higgsinos) mischen. Deshalb sind die physikalischen Masseneigenzustände Linearkombinationen dieser Zustände, die Charginos und

Neutralinos. Man erhält sie durch Diagonalisierung der Massenmatrizen. Die Chargino-Massen hängen von M_2, μ, $\tan\beta$ und m_W ab. Während M_2 und $\tan\beta$ immer positiv gewählt werden können, spielt das Vorzeichen von μ eine Rolle.

$$Y_{mn} = \begin{pmatrix} \cos^2\theta_W M_1 + sin^2\theta_W M_2 & (M_2 - M_1)\sin\theta_W\cos\theta_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1)\sin\theta_W\cos\theta_W & \sin^2\theta_W M_1 + cos^2\theta_W M_2 & M_Z & 0 \\ 0 & M_Z & \mu\sin 2\beta & -\mu\cos 2\beta \\ 0 & 0 & -\mu\cos 2\beta & -\mu\sin 2\beta \end{pmatrix}$$

Abbildung 4.3: *Die Neutralinomassenmischungsmatrix*

Die 4x4 Neutralinomassenmatrix (Abbildung 4.3) hängt von M_1, M_2, μ, $\tan\beta$, m_Z und dem schwachen Mischungswinkel θ_W ab. Die Neutralino-Eigenzustände erhält man als Eigenzustände dieser Matrix und die zugehörigen Eigenwerte geben die Neutralinomassen. Sie werden mit $\tilde{\chi}_i^0$ (i=1,...,4) bezeichnet, wobei die Nummerierung in aufsteigender Massenreihenfolge erfolgt. Typischerweise ist das χ_1^0das LSP. Die wesentlichen Komponenten des χ_1^0[12] sind in Abbildung 4.4 für $\tan\beta = 1$ zu sehen. Die eingezeichnete dicke schwarze Linie hat für diese Analyse keine

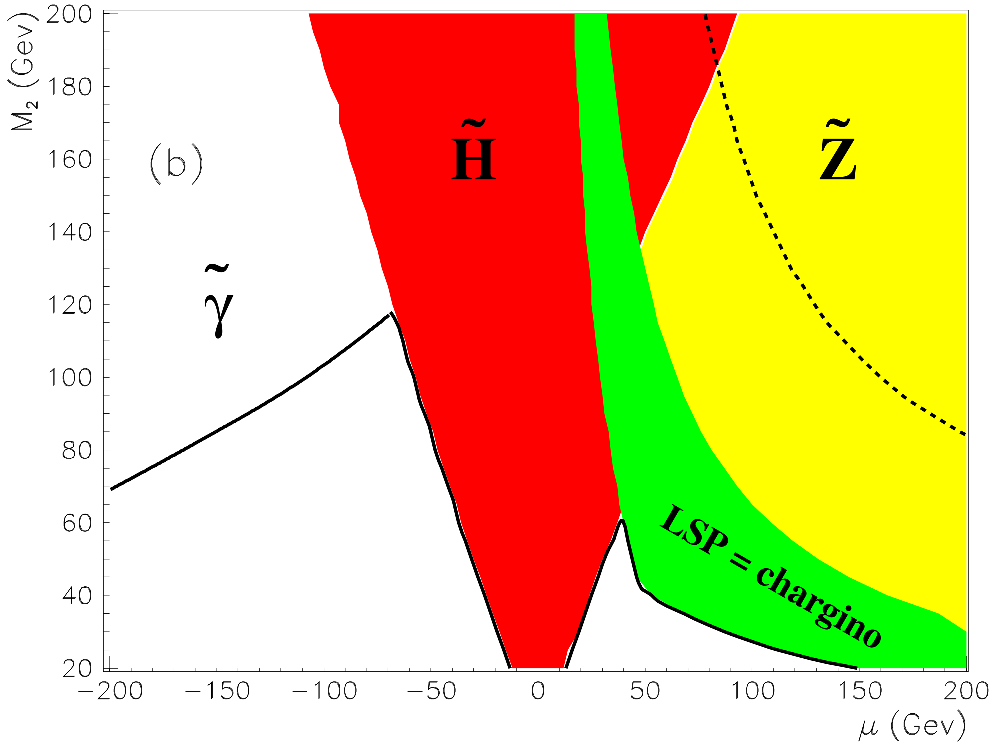

Abbildung 4.4: *Hauptkomponenete des leichtesten Neutralinos χ_1^0in Abhängigkeit vom Ort in der Parameterebene (M_2, μ) für* $\tan\beta$ $= 1$. *Die dicke schwarze und die dünne gestrichelte Kurve sind für diese Analyse nicht von Bedeutung.*

Bedeutung. Für μ nahe Null ist das χ_1^0mehr Higgsinoartig, für negative μ und $M_2 \to 0$ ist es mehr Photinoartig und für positive μ ist das χ_1^0mehr ein Zino. Fälle, in denen das χ_1^0ein Chargino ist, werden auf Grund kosmologischer Argumente in dieser Analyse nicht weiter verfolgt.

Häufig wird in der Literatur die Annahme einer großen Vereinigung (GUT) aller Kopplungen nahe der Planckskala gemacht. Zwischen den Gaugino-Massenparametern ergeben sich dann die folgenden Zusammenhänge bei der elektroschwachen Skala:

$$M_3 = (g_s^2/g^2)M_2$$

$$M_1 = (5g'^2/3g^2)M_2$$

In dieser Analyse wird, um den vieldimensionalen Parameterraum zu reduzieren, die zweite Annahme gemacht. Es sei jedoch bemerkt, daß sich die Annahme einer Gauginomassenvereinigung als falsch herausstellen kann. Im vorletzten Kapitel wird nochmal auf die hier gemachte Vereinfachung eingegangen werden. Für $\tan\beta = 4$ sind unter dieser Annahme in Abbildung 4.5 Massenkonturen [11] für das χ_1^0als Funktion von M_2 und μ gezeigt.

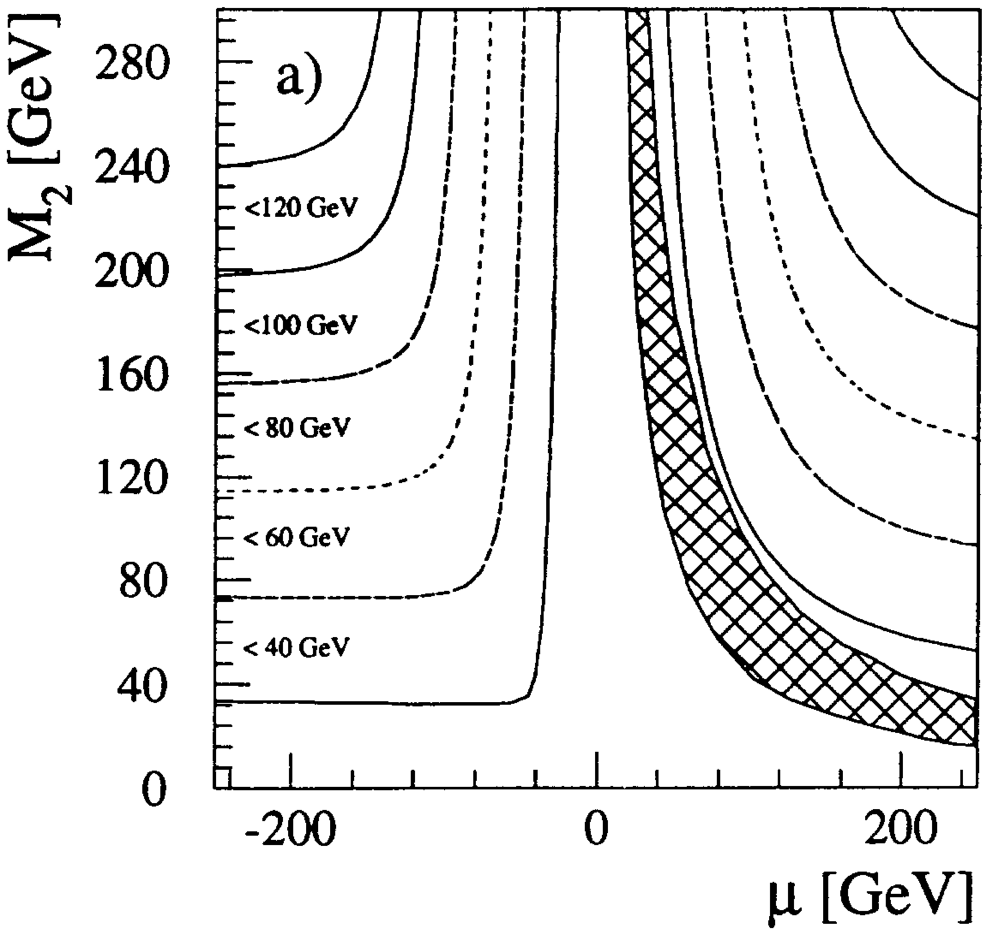

Abbildung 4.5: *Massenkonturen für die Masse des* χ_1^0*in der* (M_2, μ)*-Ebene für* $\tan\beta = 4$.

Die supersymmetrischen Partner der Quarks und Leptonen sind Spin 0 Bosonen: die Squarks, Sleptonen und Sneutrinos. Für ein gegebenes Fermion f gibt es zwei supersymmetrische Partner $\tilde{f}_L$ und $\tilde{f}_R$ (es gibt kein $\tilde{\nu}_R$), welche skalare Partner der korrespondierenden links- und rechtshändigen Fermionen sind. Diese können untereinander mischen, was hier aber nicht weiter betrachtet werden soll. In dem hier betrachteten Modell werden die vier leichtesten Squarkflavour als massendegeneriert betrachtet. Außerdem sollen $\tilde{f}_L$ und $\tilde{f}_R$ massendegeneriert zueinander sein. Das gleiche gilt für die Selektronen. Eine Massenaufspaltung zwischen den rechts und linkshändigen Zuständen hätte nur einen kleine Veränderung des Wirkungsquerschnitt [13] zur Folge..

In dieser Arbeit nicht weiter betrachtete Super-Gravitations-Unifizierungsmodelle (SUGRA) geben Massenrelationen für alle SUSY-Teilchen über die entsprechenden Renormierungsgruppengleichung aus nur fünf skalaren Massenparametern. Solche Modelle sind aber sehr speziell und deshalb werden in dieser Arbeit allgemeinere SUSY-Modelle untersucht.

4.2 Erzeugung supersymmetrischer Teilchen bei HERA

Grundlage für die Suche nach Supersymmetrie bei HERA ist die Produktion eines Selektrons und eines Squarks durch den t-Kanal Austausch eines Neutralinos zwischen Elektron und einem Quark aus dem Proton (Abbildung 4.6).

Diese Sfermionen zerfallen dann wieder unter Abstrahlung eines χ_1^0in Elektron und Quark.

$$e + q \rightarrow \tilde{e} + \tilde{q} \rightarrow e + q + \chi_1^0 + \chi_1^0$$

Dieser Prozeß ist nach verschiedenen Untersuchungen z.B. [17] der bei HERA für eine Entdeckung von Supersymmetrie mit erhaltener R-Parität am besten geeignete.

4.3 MC-Generator: HERASUSY

Zur Analyse der Selektron-Squark-Produktion wurde der SUSY-MC-Generator HERASUSY geschrieben, der auf dem Programm ISASUSY [14] aufbaut.

4.3.1 Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse

HERASUSY [15] rechnet zuerst unter Berücksichtigung der verschiedenen Polarisationen der Sfermionen im Anfangszustand und der Interferenz der vier verschiedenen Neutralinoaustauschdiagramme [13] den totalen Wirkungsquerschnitt σ für den Prozeß $e + q \rightarrow \tilde{e} + \tilde{q}$ aus. Als Parameter muß dazu ein Satz von Variablen

$$M_1, M_2, \mu, \tan\beta, M_{\tilde{e}}, M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{g}}$$

eingegeben werden. Gleichzeitig wird das Verzweigungsverhältnis für die Zerfälle

$$\tilde{e} \rightarrow e + \chi_1^0$$

und

$$\tilde{q} \rightarrow q + \chi_1^0$$

errechnet. Nur wenn diese beiden Zerfälle stattfinden, gehört der Prozeß zu dem untersuchten Kanal.

Zerfällt das Selektron zum Beispiel in Elektron und $\tilde{\chi}_2^0$, so würde das $\tilde{\chi}_2^0$ weiter zerfallen, und es käme zu einem sogenannten Kaskadenzerfall. Hiedurch würde aber mehr als ein Fermion produziert. Diese Kaskadenzerfälle werden in dieser Analyse nicht weiter untersucht.

Eine Bedingung für die Wahl der Parameter ist, daß das Gluino nicht das leichteste supersymmetrische Teilchen sein darf. Dies ist durch kosmologische Daten weitestgehend ausgeschlossen und würde auch zu anderen Ereignissignaturen durch die Farbladung des Gluinos führen. Seine genaue Größe geht aber nicht in die Nachweiseffizienz ein und wurde deshalb auf 100 GeV festgelegt.

Der Wirkungsquerschnitt variriert stark mit der Summe $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$, wohingegen die aus der SUSY-Brechung stammenden Parameter den Wirkungsquerschnitt nur langsam variieren.

4.3.2 Ereignisgeneration

Als zweite Funktion kann HERASUSY auch ganze Ereignisse generieren. Dazu wird zuerst der harte Subprozeß berechnet und anschließend der im Ruhesystem der Sfermionen isotrope Zerfall in χ_1^0 und Fermion durchgeführt. Nach Partonschauern und Fragmentation, die mit den Programmen Pythia5.7 [16] und Jetset7.4 ausgeführt werden, werden die Ereignisse durch die H1-Detektorsimulation simuliert und anschließend rekonstruiert. Insgesamt wurden 7734 SUSY-Ereignisse mit unterschiedlichen Parametern generiert und für diese Analyse verwendet.

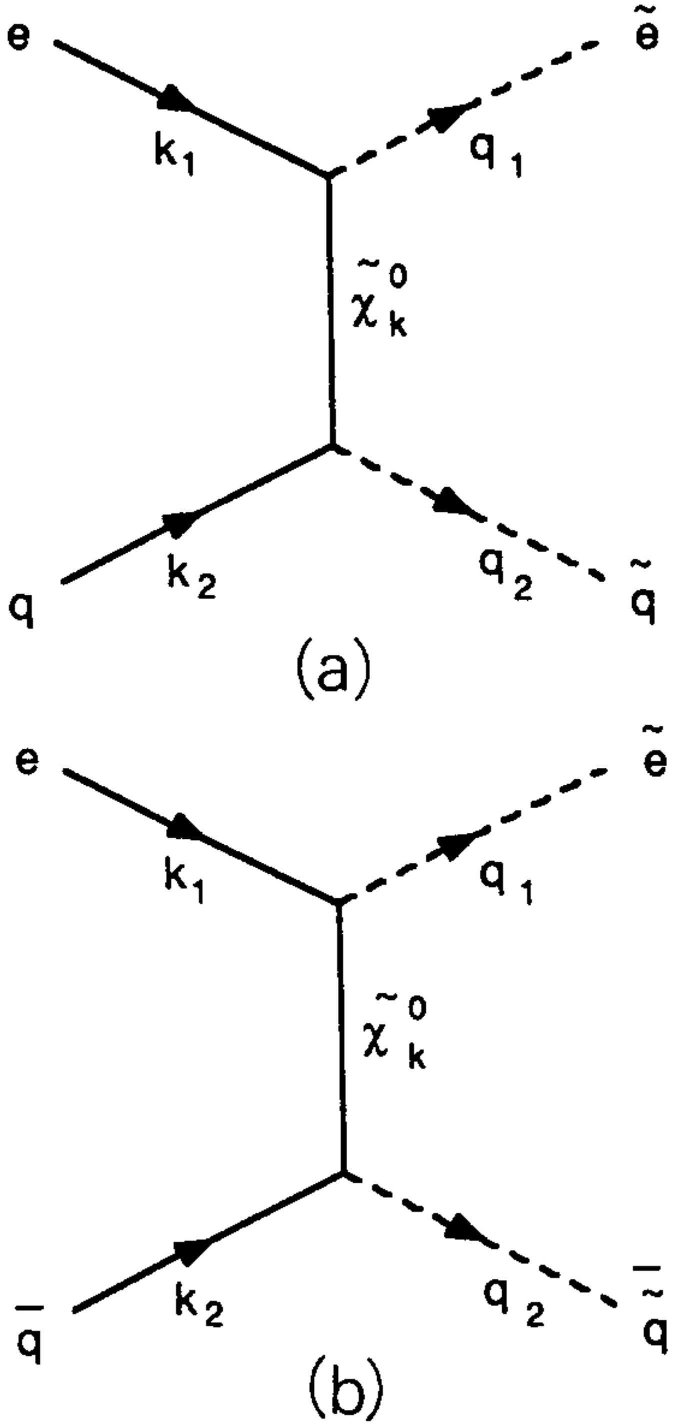

Abbildung 4.6: *Feynmann-Diagramme für den T-Kanal-Austausch eines Neutralinos. Es werden alle möglichen Graphen berücksichtigt, d.h. jedes der Neutralinos* $\tilde{\chi}^0_k, k = 1, \ldots, 4$ *kann ausgetauscht werden.*

Kapitel 5

Signaturen supersymmetrischer Reaktionen bei HERA

In diesem Kapitel wird die Kinematik der Erzeugung und des Zerfalls von Selektronen und Squarks bei HERA mit der von tiefinelastischen Streuprozessen verglichen. Das Ziel ist die Herausarbeitung wichtiger Unterscheidungsmerkmale zwischen den Reaktionstypen.

5.1 Kinematische Variablen

Die Kinematik von SM-Streuprozessen bei HERA ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Sie wird zum

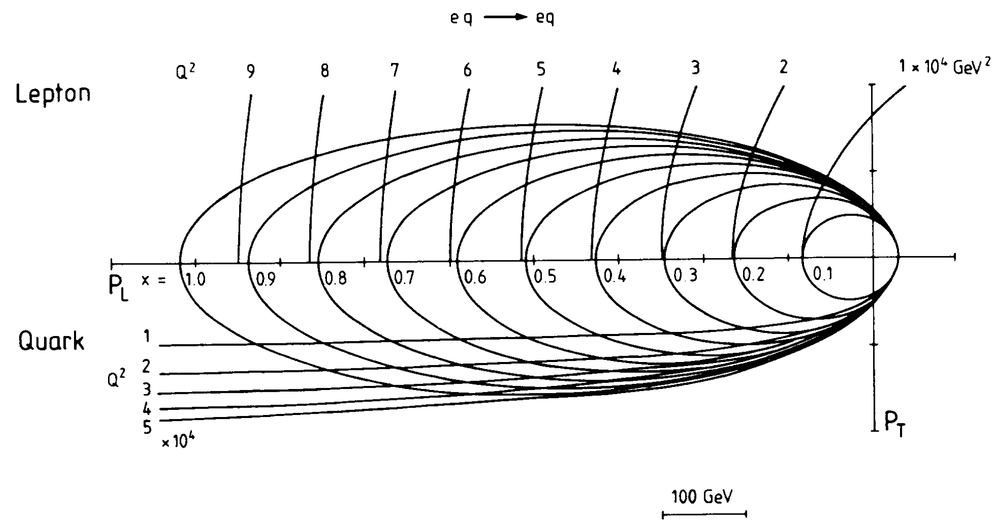

Abbildung 5.1: *Die Kinematik der eq-Streuung für masselose Teilchen bei HERA*

einen durch das Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2, zum anderen durch den Impulsbruchteil x des gestoßenen Partons im Proton festgelegt. Transversaler Impuls P_t und longitudinaler Impuls P_z sind dann für das Elektron und das Parton bekannt. Durch die unterschiedlichen

Strahlenergien des Proton- und des Elektronstrahles besitzt das Schwerpunktsystem einen Lorentzboost von $\gamma_{ep} = \frac{E_p+E_e}{4E_pE_e} = 2.8$ gegenüber dem Laborsystem. Dadurch werden die im Schwerpunktsystem kreisförmigen Streukurven gleichen x - Wertes zu Ellipsen in Protonrichtung deformiert. Elektronen aus Prozessen mit großem Q^2 liegen daher weiter vorne im Detektor, als solche mit kleinem Q^2.

Bei der Erzeugung schwerer supersymmetrischer Teilchen gibt es in der Kinematik signifikante Unterschiede zur tiefinelastischen Streuung des Standardmodells, bei der normalerweise die Masse des auslaufenden Elektrons und Partons vernachlässigt werden kann. Der erste Unterschied ist die Erzeugung zweier *schwerer* Sfermionen durch den Austausch eines Neutralinos. Dies erfordert eine Mindestschwerpunktsenergie im harten Subprozeß

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{xs} = 2\sqrt{xE_eE_p} \approx \sqrt{x} * 300\ GeV \geq M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}\ \geq 90\ GeV$$

auf Grund der von LEP gesetzten Massen-Grenzen für Sfermionen.

Die Mindestschwerpunktenergie zur Erzeugung von $\tilde{e}$ und $\tilde{q}$ wirkt bei SUSY-Ereignissen wie ein kinematischer Abschneideparameter. Wäre x gerade groß genug (d.h. bei y=1) um $\tilde{e}$ und $\tilde{q}$ zu produzieren, also bei $x = \frac{(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}}\ )^2}{4E_eE_p}$, so würden sie in ihrem Schwerpunktssystem in Ruhe produziert. Der Lorentzboost ihres Ruhesystems in das Laborsystem hängt in diesem Spezialfall nur von $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ und der Leptonstrahlenergie E_e ab:

$$\gamma_{\tilde{e}\tilde{q}} = \frac{M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}}{4E_e} + \frac{E_e}{M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}}$$

Durch den Boost hätten beide Sfermionen im Laborsystem einen Longitudinalimpuls in Protonrichtung, der von ihrer Ruhemasse abhängt:

$$P_z\ = \frac{M_{\tilde{f}}}{\frac{\gamma}{\beta} - \gamma\beta}$$

Dies ist in Abbildung 5.2 zu sehen, in der die Kinematik [17] eines solchen SUSY-Prozesses dargestellt ist. Selektron- und Squarkmasse wurden hier gerade so gewählt, daß $P_z \approx M_{\tilde{f}}$. Der Abschneideparameter zusammen mit dem Boost erzeugt die Verschiebung der kinematischen Ellipsen in Protonrichtung.

Gleichzeitig geht bei diesem Prozeß kinetische Energie in Ruhemasse der Sfermionen über. Dadurch ist nicht mehr soviel kinetische Energie für $\tilde{e}$ und $\tilde{q}$ vorhanden, und die bei gleichem Q^2 und x erreichbaren P_t und P_z sinken. Dadurch wird der ausgefüllte Impulsraum kleiner. In dem gezeigten Beispiel sieht man, daß durch die Kinematik keine Selektronen mehr in Rückwärtsrichtung des Detektors gestreut werden.

Die Verteilungen der aus dem gestreuten Elektron ermittelten kinematischen Variablen x, y und Q^2 für Sfermionproduktion an einem repräsentativen SUSY-Parameterpunkt werden in Abbildung 5.3 mit dem benutzten Django-MC für die DIS verglichen. Das in dieser und allen

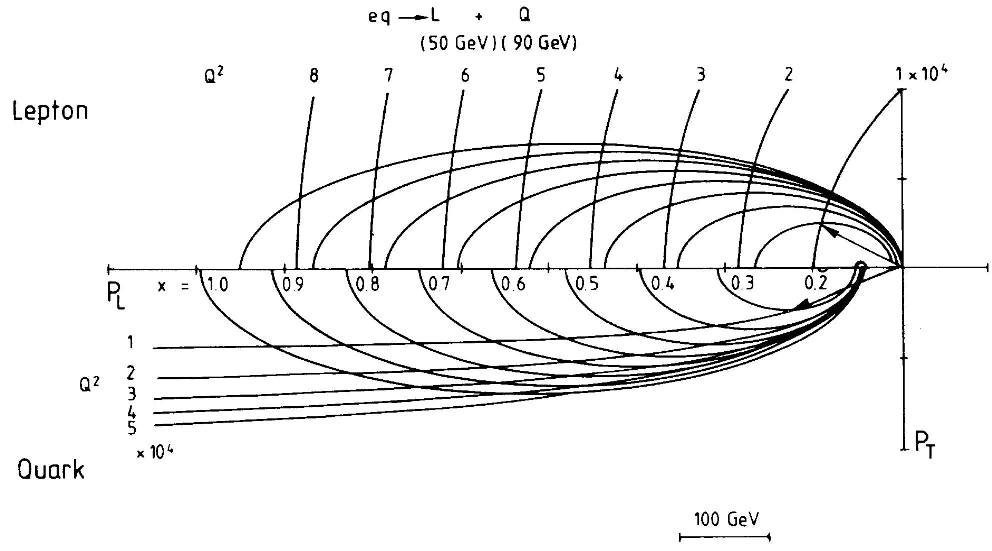

Abbildung 5.2: *Die Kinematik für* $eq \rightarrow \tilde{e}\tilde{q}$*, wobei* $M_{\tilde{e}} = 50\ GeV$ *und* $M_{\tilde{q}} = 90\ GeV$*.*

folgenden Abbildungen verwendete SUSY-MC gibt die durchschnittliche Kinematik eines SUSY-Prozesses gut wieder und hat folgende Parameter: $M_1 = 30\,GeV$, $M2 = 59\,GeV$, $\mu = -200\,GeV$, $M_{\tilde{g}} = 100\ GeV$, $\tan\beta\ = 1$, $M_{\tilde{q}} = 50\ GeV$, $M_{\tilde{e}} = 50\ GeV$, $M_{\chi_1^0} = 34\ GeV$.

Hier ist jetzt auch der zweite Unterschied der MSSM-Prozesse mit berücksichtigt, und zwar der *Zerfall* der produzierten Selektronen und Squarks in jeweils ein entsprechendes SM-Fermion und ein LSP. Da die Sfermionen Spin-0-Teilchen sind, ist dieser Zerfallsprozeß isotrop in ihrem Ruhesystem und die beiden LSPs sind nicht miteinander korreliert. Da zusätzlich die LSPs nicht mit dem Detektor wechselwirken, verlassen sie den Detektor ungemessen und führen zu einer weiteren Verschiebung der Verteilungen. Man sieht, daß das gemessene x klein ist, obwohl der Impulsbruchteil des gestoßenen Quarks ja nicht zu klein sein darf. MSSM-Prozesse finden bei hohen y statt, d.h. das Elektron ist im Zentral- und im Vorwärtsbereich des Detektors zu finden.

5.2 Gestreutes Elektron und hadronischer Fluß

Die in den Abbildungen 5.1 und 5.2 gezeigten Impulskinematiken sagen noch nichts über die Phasenraumbelegung der Ereignisse aus. Diese ist für 2 SUSY-MonteCarlos in Abbildung 5.4 zu sehen.

Der Wirkungsquerschnitt nimmt auch für SUSY-Produktionsprozesse mit zunehmenden Q^2 ab, was man deutlich an der abnehmenden Ereignisdichte für große P_t^e und P_z^e sehen kann. Das im oberen Bild gezeigte SUSY-MC hat eine LSP-Masse von 34 GeV und eine Sfermionmasse von $M_{\tilde{e}} = M_{\tilde{q}} = 50\ GeV$, das untere hat eine LSP-Masse von 49 GeV und $M_{\tilde{e}} = M_{\tilde{q}} = 55\ GeV$. Nähert sich die LSP-Masse der Sfermionmasse bleibt für das Elektron immer weniger Phasenraum und damit transversale Energie übrig. Der Hauptteil der Energie geht dann in das abgestrahlte LSP. Dies macht eine gute Elektronidentifikation auch bei niedrigen P_t^e nötig, gleich-

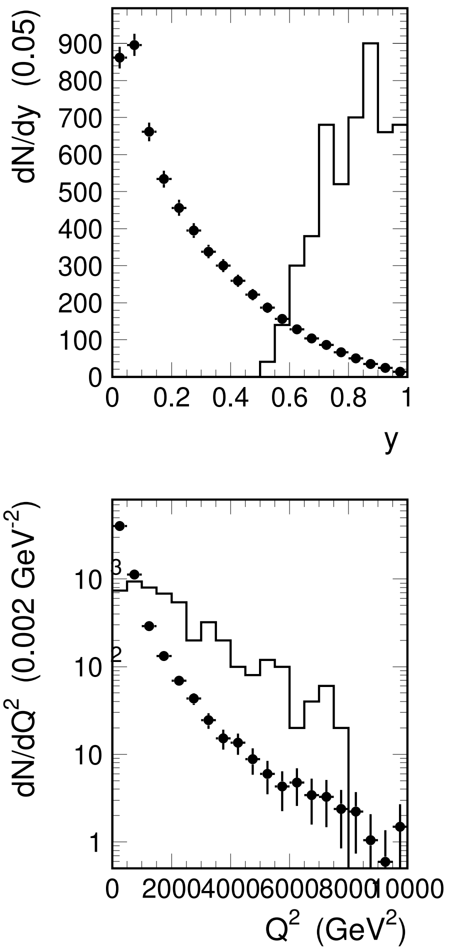

Abbildung 5.3: *Vergleich Django-MC(Meßpunkte) und SUSY-MC(Histogramm): aus dem generierten Elektron bestimmte y,x und Q^2-Verteilungen.*

zeitig hängt die SUSY-Nachweiseffizienz entscheidend von der Massendifferenz $M_{\tilde{e}} - M_{\chi_1^0}$ ab. Zusätzlich sieht man in diesen beiden Abbildungen einen interessanten Effekt. Durch zwei aufeinanderfolgende Zweikörperzerfälle entsteht bei kleinen P_t^e und P_z^e ein ellipsenförmiger Bereich völlig frei von produzierten Elektronen, auch wenn dies in der unteren Figur nicht sehr deutlich zu erkennen ist. Dies kann man sich folgendermaßen erklären:

Elektron und gestoßenes Quark bilden ein System C. Zwei aufeinanderfolgende Zweikörperzerfälle

$$C \longrightarrow A + B \longrightarrow A + a + b$$

führen im Ruhesystem von C zu einem minimalen Impuls der Endzustandsteilchen (z.B. für b):

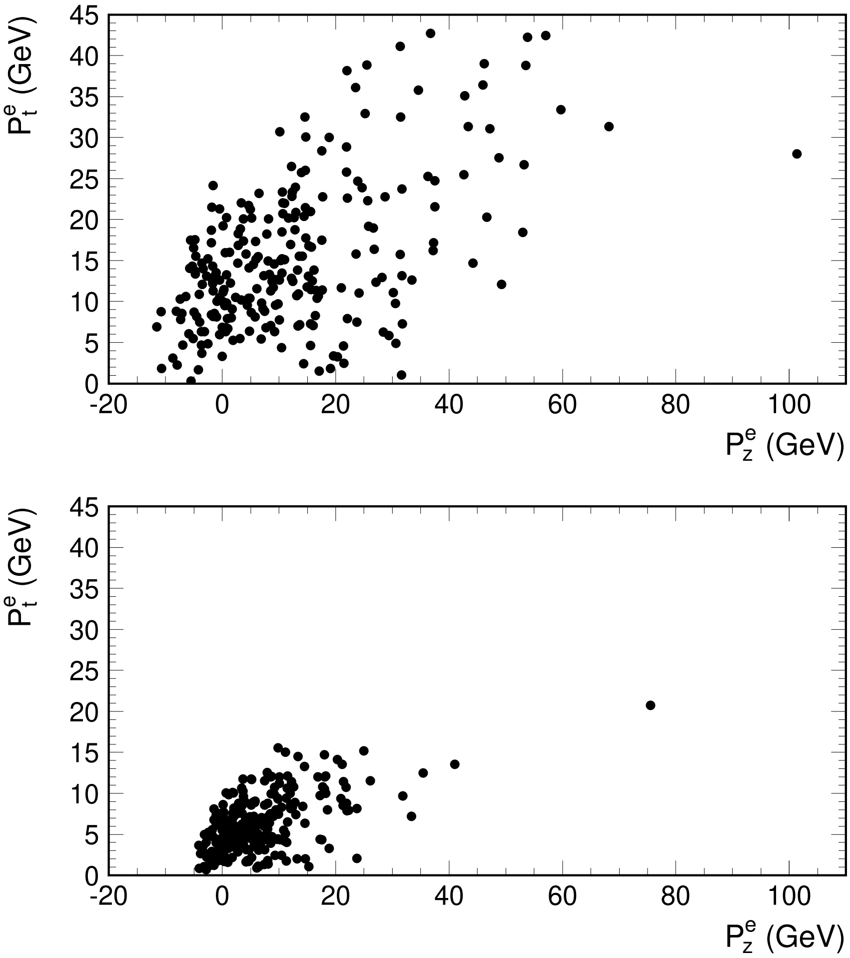

Abbildung 5.4: *Vergleich zweier SUSY-MC: P_t^e gegen P_z^e. Das obere SUSY-MC hat die Parameter $M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{e}} = 50\ GeV, M_{\chi_1^0} = 34\ GeV$. Das untere SUSY-MC hat die Parameter $M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{e}} = 55\ GeV, M_{\chi_1^0} = 49\ GeV$.*

$$p_{min}^b = 0.5(E_B - P_B)$$

Hierbei wurde m(a)=m(b)=0 GeV angenommen, sonst wäre diese Gleichung komplizierter, ohne das qualitative Resultat zu ändern. E_B und p_B sind die Energie und der Impuls von Teilchen B. Man erwartet also für eine feste Masse m(C) ein kreisrundes Gebiet ohne Besetzung von b. Erhöhung von m(C) läßt den Kreis schrumpfen, weswegen p_{min}^b minimal für das größte m(C) ist, also $\sqrt{s} = 300\ GeV$, ist. Im Laborsystem wird dieser Kreis in eine Ellipse transformiert. Solch ein Loch ist ein Beweis für einen Zwei-Körperzerfall des Sfermions und sein maximales p_t könnte bei einer Entdeckung Information über die Selektronmasse liefern.

Dieses Loch in der Elektronimpulsverteilung hat ihr Analogon in der P_t^e gegen θ_e Verteilung in Abbildung 5.5. Elektronen mit niedrigem P_t liegen entweder bei großen oder bei kleinen θ_e.

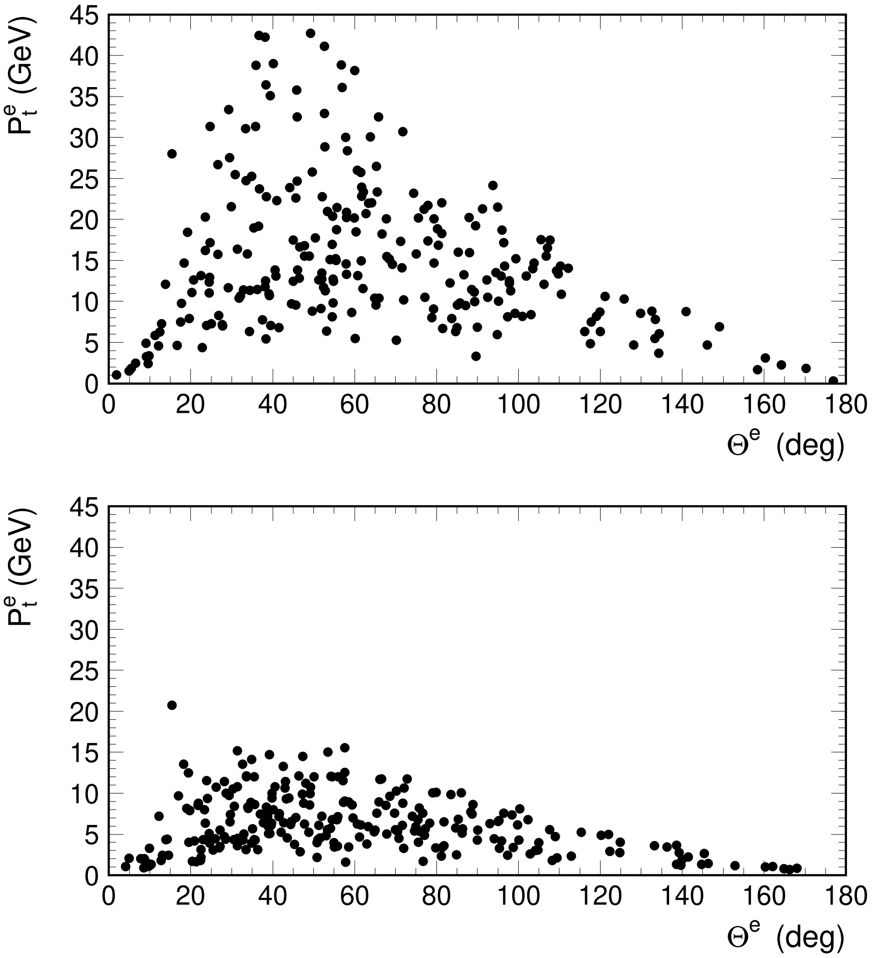

Abbildung 5.5: *Vergleich zweier SUSY-MC: P_t^e gegen θ_e. Das obere SUSY-MC hat die Parameter $M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{e}} = 50\ GeV, M_{\chi_1^0} = 34\ GeV$. Das untere SUSY-MC hat die Parameter $M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{e}} = 55\ GeV, M_{\chi_1^0} = 49\ GeV$.*

Da der benutzte Elektronsucher aber nur für Elektronen mit einem $P_t^e > 5\ GeV$ effizient ist, reicht in dieser Analyse zur Messung des Leptons das LAr-Kalorimeter aus.

In Abbildung 5.6 sind die generierten differenziellen P_t und θ Verteilungen für das Elektron und das hadronische System dargestellt. Vergleicht man hier die Verteilungen für SUSY und SM Monte-Carlo, so sieht man bereits, wie gut ein Schnitt auf die Richtung des gestreuten Leptons für die Detektion von MSSM-Ereignissen geeignet ist. In den P_t Verteilungen sieht man sowohl auf der Lepton wie auf der Hadronseite den Einfluß der LSP-Abstrahlung in Form einer im Mittel erniedrigten transversalen Energie. Der Winkel des hadronischen Systems scheint keine geeignete Schnittgröße zu sein. Man beachte aber, daß das hadronische System näher an die

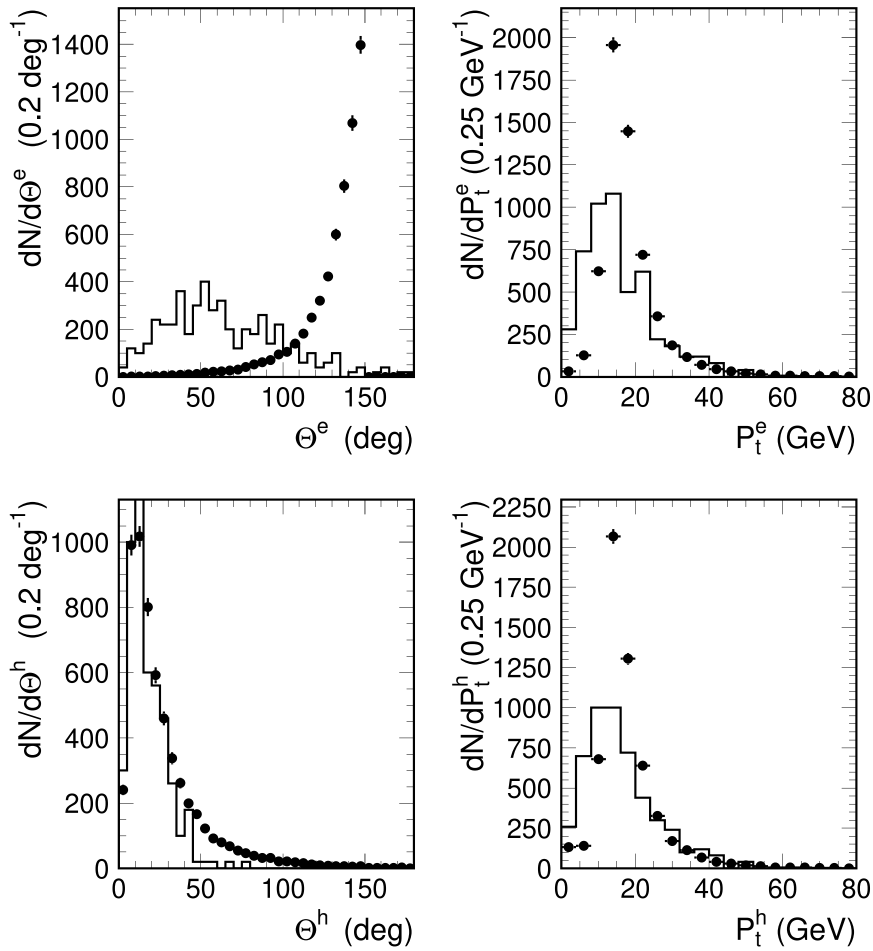

Abbildung 5.6: *Vergleich Django-MC(Meßpunkte) und SUSY-MC(Histogramm): aus dem generierten Elektron und dem (innerhalb des Akzeptanzbereich des H1-Detektors liegenden) generierten hadronischem System ermittelte Variablen θ_e, P_t^e, θ_h und P_t^h.*

Strahlröhre gedrückt wird, und seine Messung dadurch verfälscht wird. Liegt ein Jet in Richtung der vorderen Strahlröhre, so wird die Energie des hadronischen Endzustandes auf Grund von Akzeptanzverlusten zu gering gemessen.

5.3 Energie-Impulsbalance

In Abbildung 5.7 sind drei wichtige Analysevariablen dargestellt, die sich aus Kombination von Elektron und hadronischem System ergeben. Die Abstrahlung der LSP's führt in beiden Zweigen zu fehlendem Energie-Impulsfluß, deren Richtung nicht miteinander korreliert ist. Für einen idealen Detektor (volle Raumwinkelakzeptanz) und Ereignisse ohne Neutrinos im Endzustand

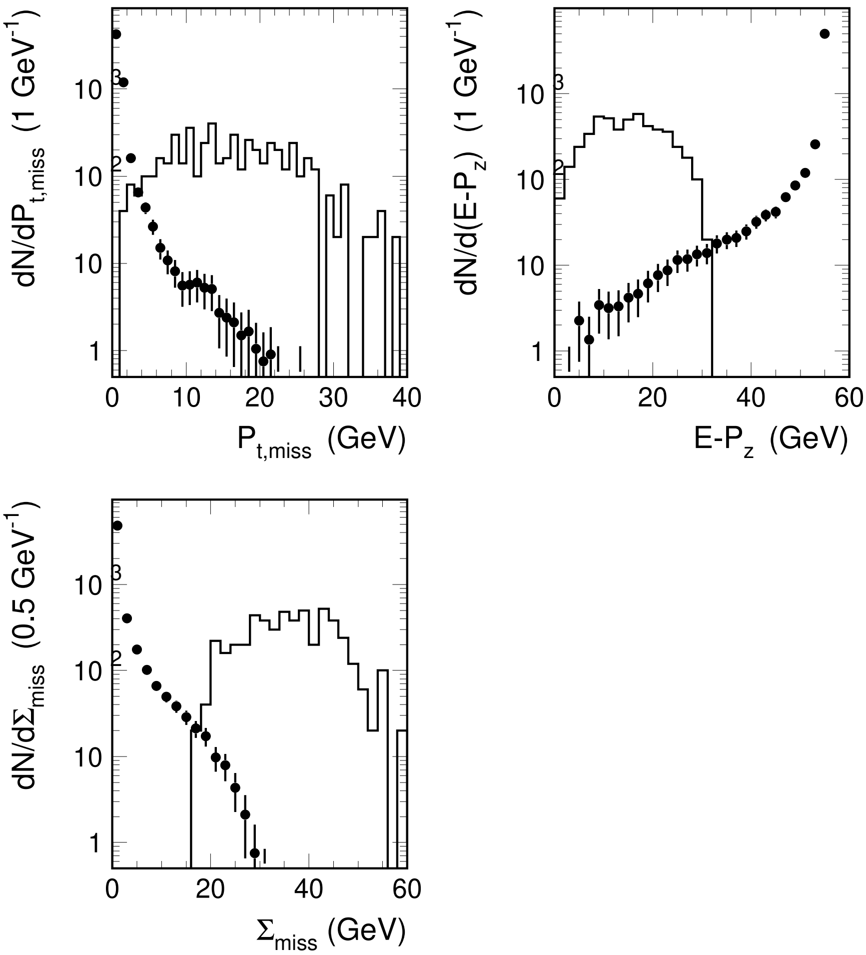

Abbildung 5.7: *Vergleich Django-MC(Meßpunkte) und SUSY-MC(Histogramm): Aus den in den H1-Akzeptanzbereich gestreuten Teilchen ermittelte Größen* $P_t^{miss}, E - P_z$ *und* Σ_{miss}.

erwartet man im Standardmodell, daß der fehlende Gesamttransversalimpuls $\vec{P}_t^{miss} = 0$ ist.

Im linken oberen Bild sieht man in der Verteilung für das SM-MC, wie P_t^{miss}durch die nicht vollständige Raumwinkelakzeptanz erzeugt wird. Die meisten SUSY-Ereignisse weisen ein großes $P_{t,miss}$ auf. Dies ist eine der zentralen Signaturen von MSSM-Ereignissen bei HERA.

Die Variable $E - P_z$ (Abbildung 5.7 rechts oben) ist für das H1-Experiment besonders geeignet, da sie einerseits für ideale SM-Prozesse eine Erhaltungsgröße ist, und bei mbox$E - P_z = 2 * E_{e-Strahl} = 55\ GeV$ liegt, andererseits unterdrückt sie das hadronische System und dort insbesondere den meistens schlecht gemessenen Protonrestjet und ist stärker auf das gestreute Elektron sensitiv. Auf Grund der oben beschriebenen Kinematik liegen alle SUSY-Ereignisse bei kleinen $E - P_z$. Ein Teil der SM-Ereignisse liegt durch die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand bei kleinen $E-P_z$. Eine weitere Klasse von SM-Prozessen bei kleinen $E-P_z$ sind Photoproduktionsereignisse. Für eine Abschätzung ihres Einflußes stand in dieser Analyse aber kein MC mit ausreichender Statistik zur Verfügung stand.

Die in der letzten Teilabbildung gezeigte Variable ist die global fehlende Energie, die aus $E-P_z$ und P_t^{miss}gebildet wird:

$$\Sigma_{miss} \;=\; P_t^{miss} \;+\; \frac{1}{2}\,(55\;GeV-(E-P_z\;))$$

Der von den LSPs weggetragene Viererimpuls erzeugt ein großes Σ_{miss}. Diese Variable ist deshalb eine weitere wesentliche Analysegröße zur Trennung von SUSY und SM-Ereignissen.

5.4 Transversale Akolinearität

Die transversale Akolinearität ist der Winkel in der transversalen Ebene (azimuthal) zwischen Elektron und hadronischem Endzustand. Für SM-Prozesse liegen diese beiden Systeme Rücken an Rücken, d.h. $|\phi_e-\phi_h|=180°$.

Für SUSY-Ereignisse gilt das wegen der Abstrahlung der LSPs nicht mehr, siehe Abbildungen 5.8 und 5.9. Die SM-Ereignisse sind um 180 Grad verteilt, während die SUSY-Verteilung

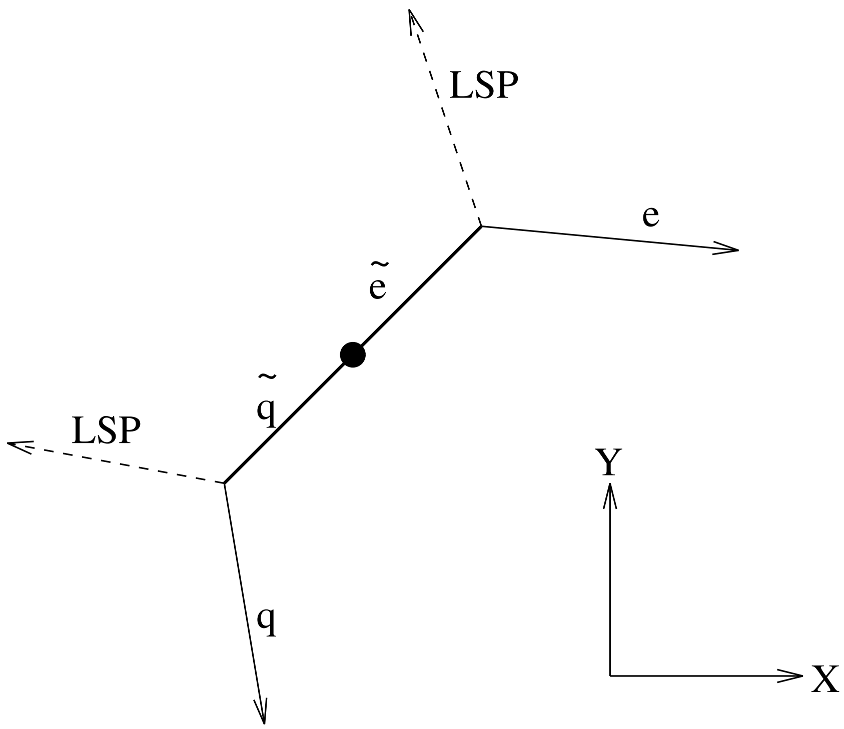

Abbildung 5.8: *Transversale Sicht eines $\tilde{e}\ \tilde{q}$-Produktionsprozesses mit anschließendem istropen Zerfall der Sfermionen in jeweile ein Sfermion und ein LSP.*

nur eine schwache Korrelation aufweist. In der oberen Abbildung sieht man $|\phi_e-\phi_h|$ ohne

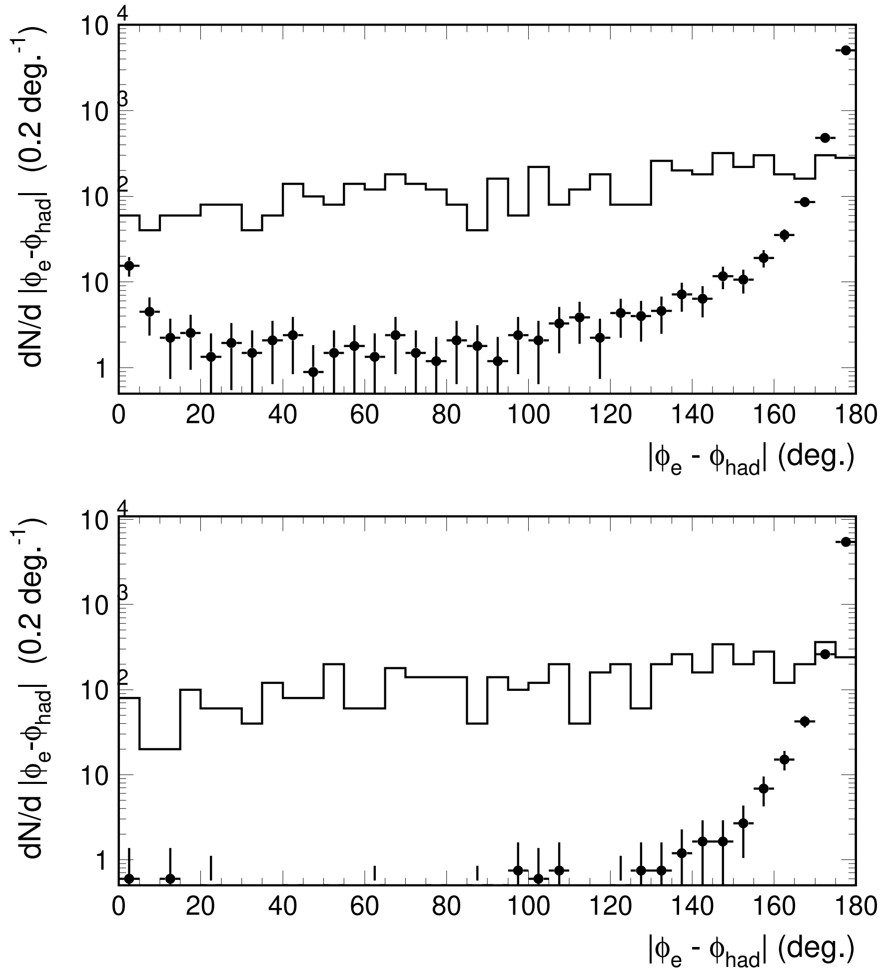

Abbildung 5.9: *Vergleich Django-MC(Meßpunkte) und SUSY-MC(Histogramm): Generierte transversale Akolinearität ohne (oben) und mit (unten) Berücksichtigung des Akzeptanzbereiches des PLUG-Kalorimeter.*

Berücksichtigung des PLUG-Kalorimeter. Erkennbar streuen viele Ereignisse über den ganzen ϕ -Bereich. Die untere Darstellung zeigt die gleiche Größe, jedoch unter Einbeziehung der im PLUG-Kalorimeter deponierten Energien. Deutlich erkennbar ist der Einfluß des PLUG auf die $|\phi_e - \phi_h|$ -Messung, weswegen eine gute Messung der Energien im PLUG-Kalorimeter notwendig ist. Auf Grund der Unabhängigkeit dieser Größe von den anderen Analysevariablen, ist die transversale Akolinearität ein weiteres Selektionskriterium für supersymmetrische Prozesse bei HERA.

Kapitel 6

Datenselektion

6.1 Basisdatensatz

Als Basisdatensatz zur Suche nach supersymmetrischen Ereignissen bei HERA wurde die 2. Strahlperiode des Jahres 1994 ausgewählt, die vom 31.7.1994 bis zum 1.11.1994 dauerte. Während dieses Zeitraumes wurde der Lepton-Proton-Collider HERA zum erstenmal mit Positronen betrieben. Auf Grund der verringerten Lepton-Restgas-Wechselwirkungen konnte die während dieses Zeitraumes registrierte Gesamtluminosität im Vergleich zu den vorherigen Elektron-Proton-Strahlzeiten nahezu verzehnfacht werden. Dadurch wird die Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie bei HERA erstmals sinnvoll.

Die gesamte integrierte Luminosität beträgt L=2,79 pb^{-1}, ist mit einem Fehler von 3% behaftet und berücksichtigt folgende Korrekturen:

- Abzüge auf Grund von Anteilen der Luminosität, die nicht im gewählten Vertexfenster liegt (Satellitenbunche)
- Berücksichtigung des Hochspannungs-Status der Detektorkomponenten
- Herausnahme von Strahlzeiten, deren Gesamtqualität als schlecht bewertet wurde, oder während der größere Detektorprobleme auftraten.

6.1.1 Ereignisklassifikation

Nach Triggerung des Detektorausleseprozesses und Zwischenspeicherung der Daten werden die gemessenen Ereignisse rekonstruiert. Dabei wird neben einer Selektion zur Unterdrückung von Untergrundereignissen (u.a. Strahl-Restgas und Strahl-Wand Ereignisse sowie ein Vertex-Schnitt) eine erste physikalische Selektion in 25 Ereignisklassen durchgeführt. An Hand dieser Einteilung findet eine grobe Vorselektion der gemessenen Daten statt.

Für diese Analyse wurde eine Ereignisklasse ausgewählt, die eine möglichst hohe Nachweiseffizienz für den zu untersuchenden Prozeß

$$e + q \to e + q + \chi_1^0 + \chi_1^0$$

ermöglicht.

Wie in Kapitel 5 beschrieben, hat dieser Prozeß die Topologie eines NC-Ereignisses bei hohen Q^2, d.h. es ist ein gestreutes Elektron im LAr-Kalorimeter zu finden. Gleichzeitig weisen die supersymmetrischen Ereignisse viel $P_{t,miss}$ auf. Wegen dieser zwei charakteristischen Merkmale wurde die Ereignisklasse 8 als Grundlage für diese Analyse ausgewählt.

Um ein Ereignis in die Klasse 8 einzuordnen, muß es folgende zwei Kriterien erfüllen:

1. Es gibt mindestens eine rekonstruierte Spur in der Zentralen Spurkammer

   und

2. - Die vektorielle Summe aller Energiedepositionen in den Kalorimetern ergibt eine transversale Impulsinbalance von

     $$P_t^{miss} > 10\ GeV$$

     oder

   - Die Energiedepositionen in den Zellen der Kalorimeter werden zu Clustern zusammengefaßt. Hat ein Cluster eine Energie von mehr als 5 GeV wird er als Elektronkandidat festgehalten, testweise aus dem Ereignis herausgeschnitten und der verbleibende transversale Impuls ermittelt. Ist dieser größer als 10 GeV, so wird das Ereignis akzeptiert.

Die Effizienz der Klasse 8 für supersymmetrische Ereignisse hängt von den Paramtern des MSSM ab, dabei besonders stark von der Massendifferenz $M_{\tilde{e}} - M_{\chi_1^0}$. Für $M_{\tilde{e}} - M_{\chi_1^0} > 15\ GeV$ ist sie immer größer als 85%.

Von allen während der Meßzeit registrierten Ereignissen wurden insgesamt 71.356 Ereignisse in die Ereignisklasse 8 eingestuft.

6.1.2 Trigger und Hochspannungsstatus

Der Trigger des H1-Detektors besteht aus mehreren Subtriggern, die das Auslesen des Detektors steuern. Für diese Datenselektion wird verlangt, daß für die zu untersuchenden Ereignisse der Subtrigger

st 75: LAr-Elektron-Medium-Treshhold-Trigger

gesetzt sein muß.

Für den LAr Trigger werden aus benachbarten Kalorimeterzellen Signale abgezweigt und zu sogenannten Trigger - Towern zusammengefaßt. Jeder Trigger-Tower besteht entweder aus elektromagnetischen oder aus hadronischen Zellen, die projektiv möglichst gut auf den Vertex zeigen. Überschreitet die Energie in einem elektromagnetischen Tower 6 GeV so spricht das Triggerelement LAr-Elektron-Medium-Treshhold an. Ein ursprünglich vorgesehenes Veto auf Energie in dem entsprechenden, radial weiter außerhalb liegenden hadronischen Tower wird seit Anfang 1994 nicht mehr verwendet. Außerdem wird neben einigen weiteren Kriterien zur

Untergrundreduktion die Existenz mindestens einer Spur verlangt. Der Subtrigger 75 hat für die interessierenden Elektronen mit einem $P_t^e > 6\ GeV$, $E_e > 10\ GeV$ und $\theta_e > 17°$ eine Effizienz von $\epsilon > 99\%$ [18]. Diese Triggereffizienz wird am Ende in der MSSM-Nachweiseffizienz berücksichtigt.

Während der Laufzeit des Experimentes wird ständig die Hochspannungsversorgung der einzelnen Detektorkomponenten überprüft und mit den Ereignisdaten gespeichert. Da in dieser Arbeit sowohl auf die Lage des Vertex, wie auch auf die Existenz einer Spur (Klasse 8) geschnitten wird, wurde für die untersuchten Ereignisse das Anliegen der Hochspannung an den beiden inneren Spurkammern CJC1 und CJC2 verlangt. Um die Energiemessungen nicht zu beeinträchtigen wurde außerdem der Hochspannungsstatus des Flüssig-Argon Kalorimeters überprüft. Ereignisse mit schlechtem HV-Status oder nicht gesetztem Subtrigger wurden verworfen.

6.1.3 Untergrundreduktion

Um den Ereignisdatensatz weiter von nicht-DIS Ereignissen zu reinigen wurden spezielle Suchprogramme benutzt. Diese suchen nach Prozeßsignaturen, um Myonen, die nicht von einem ep-Streuereignis erzeugt werden, herauszufiltern. Solche Myonen stammen aus Wechselwirkungen der kosmischen Höhenstrahlung oder aus Stößen der Strahlprotonen mit Restgas- oder Strahlrohratomen. Die Halomyonen entstehen auf der hinter dem BEMC gelegenen Detektorseite und fliegen auf Grund des Lorentzboostes parallel zur Protonstrahlrichtung. Auch Strahl-Restgas- und Strahl-Wand-Ereignisse werden herausselektiert. Die Suchprogramme reduzieren die Datenmenge um einen Faktor von 4.7 bei einer Effizienz für DIS Ereignisse von 99% [19]. Diese Effizienz wird auch für die gesuchten SUSY-Ereignisse angenommen, da ihre Topologie der von DIS-Ereignissen entspricht, bis auf die Tatsache, daß Elektron und hadronisches System weniger Energie besitzen. Auf Grund der Kriterien der Suchprogramme wird auch kein Einfluß durch die Akolinearität der SUSY-Ereignisse erwartet. Der daher marginale Effizienzverlust wird später in der Nachweiseffizienz berücksichtigt.

10839 Ereignisse werden durch die obigen Schnitte als gute Ereigniskandidaten identifiziert und bilden den Basisdatensatz für die weitere Analyse.

6.2 Vorselektion der Ereignisse

Der Basisdatensatz enthält noch einige Ereignisse, die der gesuchten Reaktionskinematik nicht entsprechen, wie z.B Strahl-Wand und Strahl-Gas Ereignisse, aber auch Kosmische- und Halomyonen, sowie Überlagerungen solcher Ereignisse mit DIS-Reaktionen. Diese unerwünschten Ereignisse werden in einer Vorselektion durch weitere physikalische Schnitte ausgesondert.

6.2.1 Vertexposition

Die erste Bedingung ist, daß das Ereignis einen aus mindestens einer rekonstruierten Spur gemessenen Vertex besitzt.

Die z-Position dieser Vertices ist während der Strahlzeit gaußisch um einen Mittelwert von $z_{vtx} = +3,5\ cm$ verteilt gewesen. Um noch verbliebene Strahl-Gas-Ereignisse und Myonen, deren z-Vertex-Verteilung flach entlang der z-Richtung ist, zu unterdrücken, wurde folgender Vertexschnitt gemacht:

$$|z_{vtx} - 3,5\ cm| < 35\ cm$$

6.2.2 Spurkammerereigniszeitpunkt

Die besondere Bauart der CJC-Driftkammer mit geneigten Zellen führt dazu, daß eine vom Vertex kommende Spur immer wenigstens einmal die Signaldrahtebene kreuzt. Das erlaubt für jede Spur auch den 'Zeitnullpunkt' T_0^{Spur}, d.h. die Zeit zu der das Teilchen durch die Kammer geht, relativ zur HERA-Wechselwirkungszeit zu bestimmen. Der Mittelwert dieser Spurzeitnullpunkte ergibt dann die Spurkammerereigniszeit T_0 (in ns) relativ zur HERA-Wechselwirkungszeit. Zu dieser muß auf Grund der Flugzeit der Strahlteilchen eine Korrektur $t_{vtx} = \frac{zvtx}{c}$ für eine z-Verschiebung des Vertex relativ zum nominalen Wechselwirkungspunkt addiert werden. Der Spurkammerzeitpunkt $T_0 + t_{vtx}$ ist gaußisch verteilt und hat eine Standardabweichung von 1 ns. Es gibt in dieser Verteilung aber einige Ereignisse, die eine hohe zeitliche Verschiebung ($> 5\ ns$) aufweisen. Dies sind u.a. Ereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung, da der Zeitpunkt solcher Ereignisse nicht mit dem Strahlpaketkreuzungszeitpunkt korreliert ist. An Hand des Spurkammerzeitpunktes kann deshalb bestimmt werden, ob ein Ereignis aus der Kollision zweier Strahlpakete und damit einer ep-Streuung stammt. Um Untergrundereignisse herauszufiltern wird für den Spurkammerzeitpunkt $T_0 + t_{vtx}$ verlangt:

$$|T_0 + t_{vtx}| < 5\ ns$$

6.2.3 Gesamt $E - P_z$

Gemessene Ereignisse müssen, sofern alle Teilchen im Detektor nachgewiesen werden, den Energie-Impuls-Erhaltungssatz erfüllen. Das ist jedoch in der Realität nie exakt der Fall, da es immer zu Fehlern bei der Energiemessung sowie nicht nachgewiesenen Teilchen auf Grund der Detektorakzeptanz kommt. Eine für diese Analyse in diesem Zusammenhang besonders geeignete Variable ist das gesamte $E - P_z$,

$$E - P_z \ = \sum_i (E_i - P_{z,i}) \ \approx \ \sum_i \ E_i(1 - \cos\theta_i)$$

wobei die Summe über alle Endzustandsteilchen bzw. alle Energiedepositionen im Detektor zu bilden ist.

$E - P_z$ ist eine Erhaltungsgröße jedes ep-Streuprozesses, sowie additiv. Im Anfangszustand hat das Proton ein $E - P_z = 0\ GeV$ und das Lepton eines von $E - P_z = 2 * E_e = 55\ GeV$. Also liegt das gemessene $E - P_z$ regulärer DIS-Ereignisse bei ungefähr 55 GeV, mit Schwankungen verursacht durch Fluktuationen bei der Messung einzelner Energiedepositionen,d.h. Auflösungseffekten. Teilchen, die in negative z-Richtung gestreut werden, tragen stärker zu $E - P_z$ bei als solche, die in Vorwärtsrichtung produziert werden, wodurch die Größe $E - P_z$ besonders sensitiv auf das gestreute Lepton ist.

Bei einer Reihe von Prozessen ist das $E - P_z$ kleiner als 55 GeV, was an der nicht 100%igen Akzeptanz des Detektors liegt. So wird bei γ-p-Ereignissen im Normalfall das Elektron nicht nachgewiesen, da es unter sehr kleinem Winkel gestreut wird. Bei DIS-Ereignissen gibt es auf Grund von QED-Prozessen höherer Ordnung einen Anteil mit Photonabstrahlung kollinear zum Elektron. Beides führt zu kleinen $E - P_z$. Diese Ereignisse lassen sich durch Nutzung des Elektrontaggers und des Photontaggers untersuchen, die eine Teilakzeptanz für diese Ereignisse haben. Auch bei Protonstrahl-Restgas-Untergrundereignissen mißt man ein kleines $E - P_z$, da bei diesen im Anfangszustand $E - P_z = 0$ ist.

Myonen, die mit echten Ereignissen zeitlich überlappen und im hinteren Detektorbereich aufschauern, können zu $E - P_z$ -Werten führen, die viel zu groß sind, als daß sie noch mit ep-Reaktionen verträglich sind. Solche Untergrundereignisse verwirft folgender Schnitt:

$$E - P_z \;\; + \;\; 2\;(E_{e-Tagger} + E_{\gamma-Tagger}) \;\; < \;\; 75\;GeV$$

6.2.4 Energie im BEMC

Wie in Kapitel 5 gezeigt, wird durch den großen Boost und das Schwellenverhalten bei der Produktion von Selektron-Squark-Paaren mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} \;\geq 90\;GeV$, das Lepton fast immer in das LAr-Kalorimeter gestreut. Das gilt auch für den hadronischen Endzustand und eine Analyse der HERASUSY-Monte-Carlos zeigt, daß bei supersymmetrischen Reaktionen ein produziertes Hadron nie in das BEMC-Kalorimeter gestreut wird. Deshalb kann das BEMC als Veto-Detektor für fehlidentifizierte DIS-Ereignisse bei kleinen Q^2 genutzt werden.

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streuung ist proportional zu $\frac{1}{Q^4}$, außerdem ist $Q^2 \propto E_e \sin^2\frac{\theta_e}{2}$, wodurch Ereignisse mit einem gestreuten Lepton im BEMC ($\sin\theta_e \approx 0$) viel häufiger sind, als solche bei hohen Q^2 (Lepton im LAr). Ab und zu identifiziert der benutzte Elektronsucher (siehe Kapitel 6.3) solche auf Grund des Wirkungsquerschnittes sehr häufigen Ereignisse bei kleinen Q^2 falsch, z.B wenn ein π° einen isolierten Energieschauer im elektromagnetischen Kalorimeter erzeugt. Da jedoch das wahre Elektron seine Energie im BEMC deponiert hat, können solche mißidentifizierten Ereignisse durch den folgenden Schnitt auf die summierte Energiedeposition herausgefiltert werden:

$$E_{BEMC} \;\; < \;\; 5\;GeV$$

Der Schnitt darf nicht niedriger liegen, da elektronisches Rauschen Energiedepositionen bis 5 GeV vortäuschen kann.

6.3 Messung des Elektrons

Die im Detektor meßbare Topologie der gesuchten supersymmetrischen Reaktionen mit einem Elektron und einem Jet ist die gleiche, wie die normaler tiefinelastischer Streuprozesse:

$$e + p \longrightarrow e + Hadronen$$

Deshalb stellt sich auch für MSSM-Reaktionen die Aufgabe, die Energiedeposition des gestreuten Leptons im Detektor zu identifizieren und auszumessen. Zwei Anforderungen an die Methode zur Elektronmessung sind jedoch in dieser Analyse im Gegensatz zur Untersuchung von Standardmodellprozessen von besonderer Bedeutung.

Elektronen aus SUSY-Ereignissen im Vorwärtsteil des Detektors können viel kleinere Energien haben als für DIS-Ereignisse. Es muß daher zum einen sichergestellt werden, daß auch Elektronen mit kleinem P_t^e gefunden werden. Zum anderen ist die Energiemessung des Elektrons von besonderer Bedeutung. Die scheinbare Verletzung der Energie- und Impulserhaltung ist das Erkennungszeichen supersymmetrischer Ereignisse und deshalb ist eine möglichst genaue Elektronenergiemessung sehr wichtig.

Durch das NC-MC Django 6 wurden nur Ereignisse mit einem $Q^2_{gen} > 60\ GeV^2$ generiert. Damit diese Schwelle bei Vergleichen zwischen Daten und MC nicht Migrationseffekte in den Verteilungen erzeugt, wird ein aus dem Elektron gemessenes

$$Q_e^2 \ > \ 100\ GeV^2$$

verlangt. Einen Effizienzverlust bei der SUSY-Nachweisempfindlichkeit erzeugt dieser Schnitt nicht.

6.3.1 Topologische Elektronidentifikation

Zuerst werden die Energiedepositionen im Detektor von einem topologischen Elektronsucher (QETOPO) auf räumliche Zusammengehörigkeit untersucht. Hadronischer Energiefluß und gestreutes Elektron liegen bei SM-Prozessen der Tiefinelastischen Streuung in unterschiedlichen Hemisphären des Detektors. Indem diese relative Isolation des durch das Lepton erzeugten elektromagnetischen Schauers ausgenutzt wird, kann das gestreute Elektron identifiziert werden. Der topologischen Elektronsucher ist ausführlich in der Diplomarbeit von O. Kaufmann [20] beschrieben.

Für diese Analyse wurde die Steuerung der Suchmethode etwas verändert. Der Konusradius in η und ϕ für die Isolation des Elektrons wurde auf 0.5 vergrößert, um eine bessere Reduktion des Untergrundes zu erreichen. Ein noch größerer Radius ist nicht möglich, da sonst Ausläufer des hadronischen Flusses in dem Isolationskonus um den Elektronkandidaten liegen und die Effizienz der Methode rapide absinkt. Außerdem wurde der Mindestprozentsatz an Energie aus dem elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters für einen Elektronkandidaten auf mbox85% festgelegt. Das verringert die Effizienz der Suchmethode ein wenig, vorwiegend werden jedoch zwar gefundene, auf Grund von Spalten im Kalorimeter schlecht gemessene Elektronen nicht mehr selektiert. Landet ein Elektron in einem Spalt, so kann ein Teil seiner Energie in den hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters lecken. Diese Ereignisse werden durch den Schnitt auf den elektromagnetischen Energieanteil verworfen. Dadurch sinkt die Effizienz ein Elektron zu finden, aber bei Verzicht auf diesen Schnitt würden nehr Ereignisse mit einem schlecht gemessenen P_t^e, und daher großem P_t^{miss}gefunden. Der Schnitt ist also ein indirekter Spaltschnitt, der die Erkennung von SUSY-Ereignissen bei hohem P_t^{miss}erleichtert.

Nur 10 % der Energie innerhalb des Isolationskonus darf außerhalb eines Zylinders mit Radius 20 cm um die Achse Schauerschwerpunkt-Vertex liegen, und wird nicht mehr zum Elektron gezählt.

Durch den Verlust an Energie an das abgestrahlte LSP kann das Selektron nur in ein niederenergetischeres Elektron zerfallen. Zur Erlangung einer guten Effizienz für Elektronen aus SUSY-Ereignissen wird deshalb ein niedriger minimaler transversaler Tansversalimpuls des Elektrons P_t^e von 6 GeV festgelegt.

6.3.2 Schauerformanalyse

QETOPO liefert als Ergebnis eine Liste der topologischen Elektronkandidaten. Diese werden nun einer Schauerformanalyse unterzogen. Hierbei werden fünf Schätzgrößen wie longitudinale Energieverteilung, transversale Energieverteilung und ihre Korrelationen, deren Verteilung für Elektronenschauer bekannt ist, gewichtet. Aus diesen Schätzgrößen für die Verteilung der im LAr-Kalorimeter deponierten Energien wird ein χ^2 gebildet. Dieses wird dann in eine Wahrscheinlichkeit dafür umgerechnet, daß der Kandidat tatsächlich ein Elektron ist.

$Prob(\chi^2, ndf = 5)$ sollte für ein gut gewähltes χ^2 eine flache Verteilung sein. Dies ist für den hier benutzten Schauerformtest nicht der Fall, da zur Effizienzsteigerung einige Modifikationen[20] vorgenommen wurden. Sie steigt nun steil für $Prob(\chi^2) \longrightarrow 1$ an. Als erster Versuch wurde auf $Prob(\chi^2) > 0.001$ geschnitten, wodurch sich die Anzahl der Elektronkandidaten bereits drastisch reduziert. Wie man aus dem Vergleich Daten-MC (Abbildung 6.1 erkennt, liegen in den Daten bei sehr kleinen Wahrscheinlichkeitswerten mehr Ereignisse. Dies deutet darauf hin, daß entweder in diesem Bereich die Schauerformkenngrößen nicht mehr gut durch die Detektorsimulation beschrieben werden, oder es sind Untergrundereignisse, die bei kleinen $Prob(\chi^2)$ erwartet werden, in die Verteilung hineingekommen. Um auf der sicheren Seite zu sein, wird deshalb in dieser Analyse

$$Prob(\chi^2) \; > \; 0.02$$

verlangt, so daß Daten und Django-MC-Verteilungen gut miteinander übereinstimmen. Durch Variation dieses Schnittes läßt sich am Ende zeigen, daß er keinen signifikanten Einfluß auf die Supersymmetrienachweiseffizienz hat und auch keine spektakulären SUSY-Kandidaten aus den Daten entfernt.

Von den Ereignissen mit topologisch und Schauerform getesteten Elektronen werden nur die selektiert, die genau ein Elektron im Endzustand

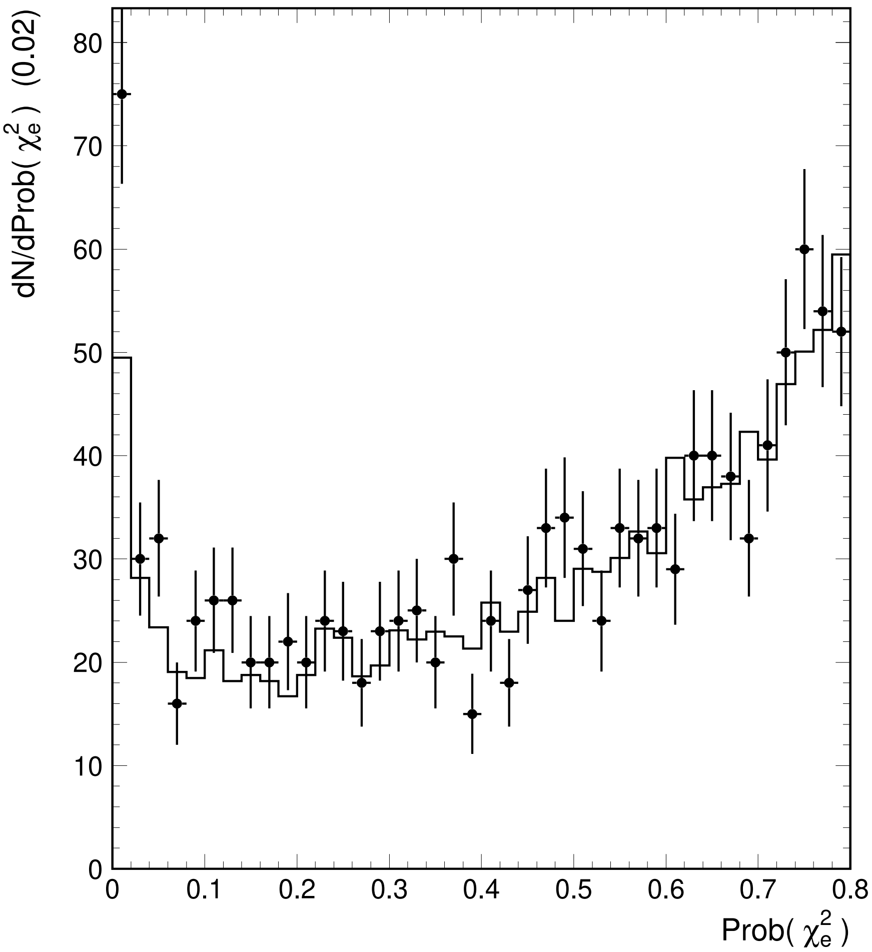

Abbildung 6.1: *Vergleich Daten(Meßpunkte) und SM-MC(Histogramm) nach den ersten Analyseschnitten: Wahrscheinlichkeit*(χ_e^2).

$$N_{el} \;=\; 1$$

haben. Dieser Schnitt eliminiert verbleibende QED-Compton-Prozesse und anderen Untergrund.

6.3.3 Akzeptanz

Die Akzeptanz des Elektronsuchers ist auf das LAr-Kalorimeter beschränkt. Dies ist aber kein Nachteil (siehe Kapitel 5), denn supersymmetrische Ereignisse mit Elektronen im extremen Vorwärts- und Rückwärtsbereich haben nur sehr wenig P_t^e, so daß auch die Ereignisklasse 8 nicht mehr empfindlich auf solche Ereignisse ist. Diese Unempfindlichkeit ist ein Grund dafür, daß die SUSY-Nachweiseffizienz nicht 100% beträgt. Da nur sehr wenige Leptonen in die Rückwärtsrichtung fliegen, wird in dieser Analyse auch der Bereich des BBE zwischen CB1 und BEMC

($\theta_{BBE} \approx 146°$) herausgeschnitten, in dem kein hadronisches Kalorimeter existiert. Zum einen ist die Energieskala des BBE nicht so genau bekannt, wie die des restlichen LAr-Kalorimeters. Zum anderen hat der Schauerformtest in diesem Bereich Ineffizienzen, deren Ursache häufig in elektromagnetischen Schauern liegt, die sich noch in das angrenzende BEMC oder LAr-Rad CB1 erstrecken, oder deren Energie durch Energieflußverluste nicht vollständig gemessen wird.

Im vorderen Detektorbereich muß ein Elektronschauer vollständig im LAr-Kalorimeter enthalten sein, um ihn zu finden. Deshalb und um vom Protonrest nicht zu stark beeinflußt zu werden, wird auch im Vorwärtsbereich ein Akzeptanzschnitt auf den Winkel des gestreuten Elektrons gemacht. Zusätzlich wird die Energieschwelle des LAr-Triggers im IF-Bereich des LAr-Kalorimeters immer höher. Die Effizienz der LAr-Triggers ist deshalb im IF-Bereich kleiner als die für den Barrelbereich angegeben 99%. Deshalb werden nur Elektronen im FB und CB des LAr-Kalorimeter gesucht.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich folgender Schnitt:

$$17° \ < \ \theta_e \ < \ 140°$$

Weitere Akzeptanzverluste treten durch den Aufbau des LAr-Kalorimeters aus Segmenten auf. Zwischen diesen Segmenten liegen Spalte, in denen durch totes Material die gute Messung des Elektrons nicht mehr möglich ist. Anhand des SM-MC wird die Ineffizienz des Elektronsucher (Abbildung 6.2) gegen den generierten Azimuthwinkel des Elektrons für ein $P_t^e > 10\ GeV$ (um von der Schwelle des e-Suchers von $P_t^e = 6\ GeV$ entfernt zu sein) ermittelt. Deutlich ist der

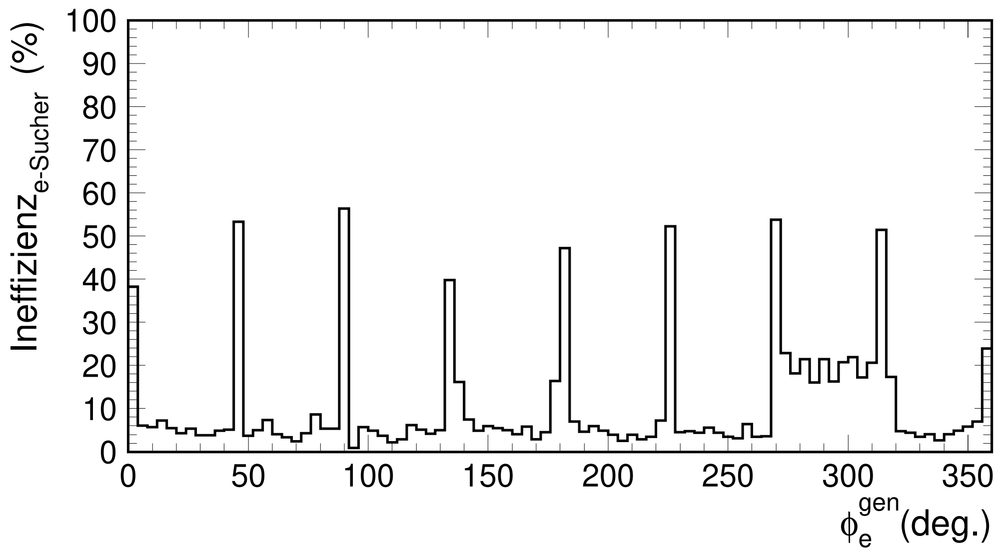

Abbildung 6.2: *Django-MC: Ineffizienz des Elektronsuchers in Abhängigkeit von der Azimuth-Richtung des generierten Elektrons.*

Einfluß der ca. 4 cm breiten ϕ-Spalte zu sehen. Außerdem erkennt man eine erhöhte Ineffizienz für $270^o \ < \ \phi^e \ < \ 315^o$. In diesem Bereich hat ein Teil der LAr-Elektronik (Analog-Box) versagt, was zu einem toten Bereich im LAr-Kalorimeter führte.

In Abbildung 6.3 ist die Ineffizienz gegen die z-Position des Elektronschauers relativ zum nominalen Wechselwirkungspunkt gezeigt. Für diese Abbildung wurden die ϕ-Spalte herausgeschnitten. Neben den ϕ-Spalten erzeugt der vom nominalen Vertex aus fast senkrecht zur

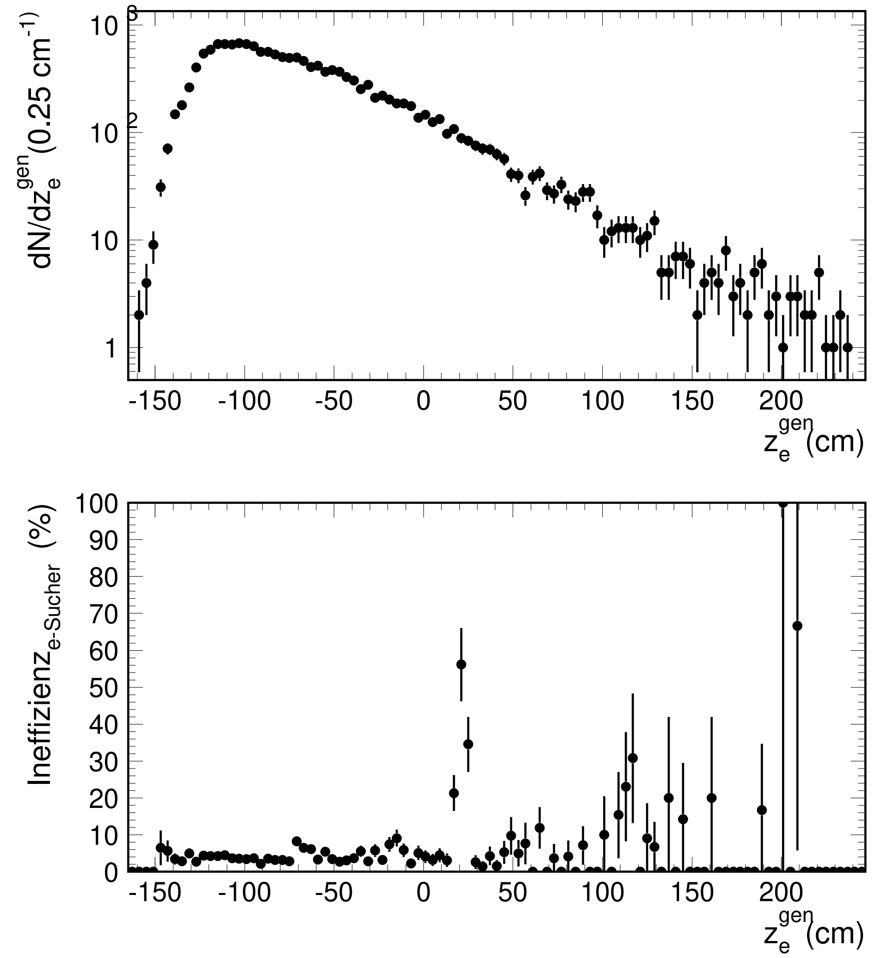

Abbildung 6.3: *Django-MC: Oben: Generierte z-Position des Elektronschauers. Unten: Ineffizienz des Elektronsuchers in Abhängigkeit von der generierten z-Position des Elektronschauers, ohne Berücksichtigung der Elektronen, die in einen ϕ-Spalt oder den Bereich der toten Analogbox gestreut werden.*

Strahlachse liegende z-Spalt zwischen CB2 und CB3 ($z_e^{gen} \approx 23\ cm$) auf einer Breite von ca. 8 cm den größten Akzeptanzverlust. Die Verluste in den Spalten CB1-CB2 und CB3-CB4 sind ebenfalls deutlich zu erkennen, sie sind aber weit weniger stark, da das Elektron in diese in einem flacheren Winkel gestreut wird. Im nicht durch Spalte beeinflußten Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters beträgt die Elektronidentifikationseffizienz ungefähr 95 %.

6.3.4 Energiemessung und Kalibration

Um die Energie des Elektrons zu kalibrieren, wird zuerst im Monte-Carlo das rekonstruierte mit dem generierten P_e^t verglichen und daraus ein Korrekturfaktor für die Elektronenergie bestimmt. Dieser Faktor berücksichtigt die Verschiebung der Elektronenergieskalen durch Effekte von totem Material vor den LAr-Oktanten sowie der Schnitte gegen rauschende Zellen. Diese Effekte unterscheiden die H1-Messung von der Energieskala, wie sie mit den Teststrahlen am CERN gemessen wurden. Mit Hilfe der Zwei-Winkel-Methode (Vergleich $E_e(\theta_{had}, \theta_e)$ mit E_e) wird sodann an einem gemessenen Datensatz die absolute Kalibrationskonstante der Elektronenergie überprüft.

Für den MC-Korrekturfaktor ergibt sich [21] für Ereignisse bei hohen Q^2 ein Wert von 1.02. Die Zwei-Winkel-Methode zeigt die Richtigkeit der so korrigierten absoluten Kalibrationskonstanten. Die Elektronenergien werden also mit einem Faktor von

$$K_e \; = \; 1.02$$

korrigiert, um die Leptonenergie möglichst genau zu bestimmen.

In Abbildung 6.4 oben ist $\frac{P_{t,e}^{rek}}{P_{t,e}^{gen}}$ gegen die rekonstruierte z-Position des Elektronschauers aufgetragen, und man erkennt, wie sich mit dem Korrekturfaktor die Detektoreffekte zur Energiemessung des Elektrons gut korrigiert werden. Die Ausnahmen sind die z-Spalte. Diese erzeugen starke Fehlmessungen des Elektrons. Den größten Einfluß hat wieder der Spalt bei z = + 23 cm, denn hier wird häufig weniger als 60 % des transversalen Elektronimpulses gemessen. Im Gegensatz dazu erzeugt der Spalt bei z = - 65 cm eine weniger starke Streuung der Energiemessung. Die zu klein gemessene Elektronenergie erzeugt global fehlenden Transversalimpuls parallel zum Elektron $P_{t,miss}^{||e^+}$. Dieser ist in der unteren Figur zu sehen.

Das durch die z-Spalte erzeugte $P_{t,miss}^{||e^+}$ist für den Spalt CB2-CB3 größer als für den bei CB1-CB2. Da die Akzeptanz der Elektronsuchers im Bereich des Spaltes bei z = +23 cm bereits klein ist, wird dieser Bereich für diese Analyse herausgeschnitten, also ein z-Spalt-Schnitt von

$$| \; z_e \; - \; 23 \; cm \; | \; > \; 4.5 \; cm$$

gemacht.

6.4 Messung des hadronischen Flusses

Wie in Kapitel 5 gesehen, gewinnt man aus dem Vergleich von Elektron und hadronischem Endzustand die Signaturen supersymmetrischer Ereignisse bei HERA. Auch das hadronische System muß also möglichst gut in seiner absoluten Energie und Richtung bekannt sein, da dieses z.B in die Messung von $P_t^{miss} \; = \; | \; \vec{P}_t^e \; + \; \vec{P}_t^h \; |$ stark eingeht.

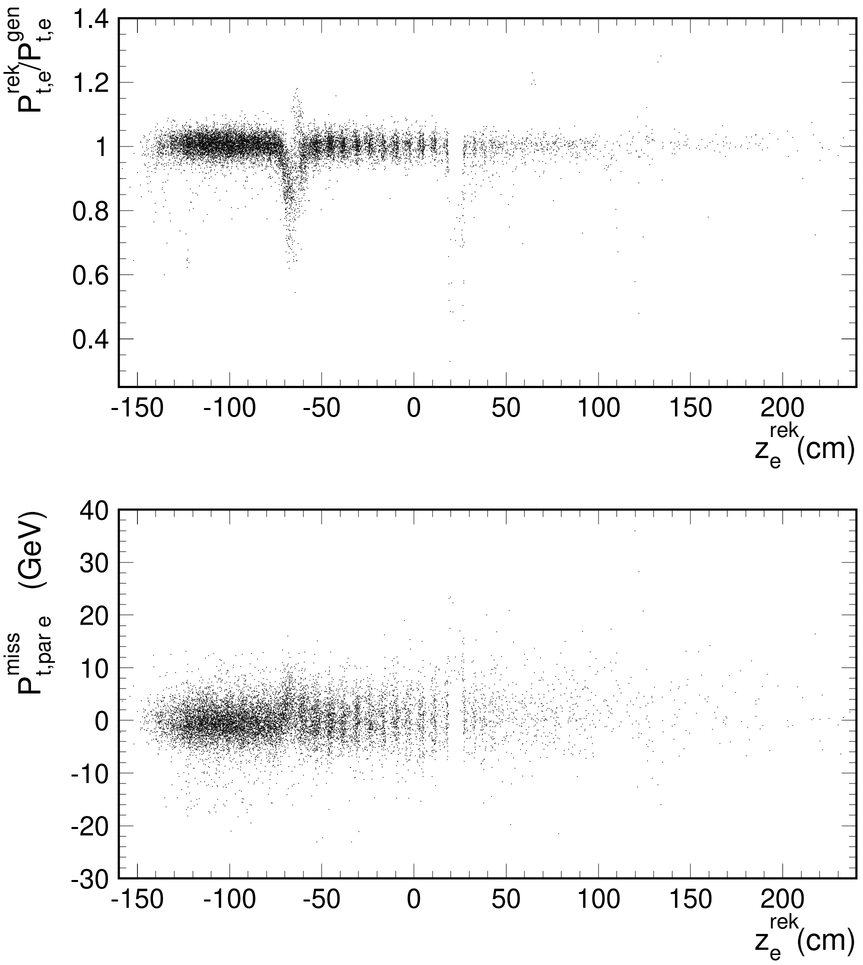

Abbildung 6.4: *Django-MC: Oben: Verhältnis von rekonstruiertem zu generiertem P_t des Elektrons in Abhängigkeit von der rekonstruierten z-Position des Elektronschauers. Unten: $P_{t,miss}^{||e^+}$in Abhängigkeit von der rekonstruierten z-Position des Elektronschauers.*

6.4.1 Detektorakzeptanz und Energieflußverluste

Das hadronische System setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Einerseits aus dem Protonrest, der aus der Fragmentation der beiden Zuschauerquarks des Protons, die am harten Subprozeß nicht beteiligt sind, entsteht. Da die Zuschauerquarks einen Longitudinalimpuls von $P_z^{p-Rest} = (1-x)E_p$ besitzen und nur einen mittleren Transversalimpuls $< P_t^{p-Rest} > \approx 1\ GeV$ (entspricht der Confinment-Energie der Quarks im farblosen Proton) mit sich führen, liegt der Protonrest immer sehr nahe an der Strahlröhre im vordersten Detektorbereich. Er wird teilweise im PLUG-Kalorimeter nachgewiesen, welches jedoch keine volle Akzeptanz für ihn besitzt. Sein

Beitrag zu $E - P_z$ ist vernachlässigbar, er kann jedoch die Messung des gesamten transversalen Impulses eines Ereignisses beeinflussen.

Die zweite Komponente ist der aus dem fragmentierenden, gestreuten Parton auf Grund des hohen Q^2 und zusätzlicher Partonabstrahlung entstehende Hadron-Jet. Seine Richtung entspricht ungefähr der des Partons, kann also auch sehr weit vorne liegen. Da bei SUSY-Prozessen hohe Massen erzeugt werden und daher ein großes x_p erforderlich ist, wird dies durch den Boost noch verstärkt.

Das durch Strahlrohr und Lücke zwischen PLUG- und LAr-Kalorimeter geschaffene Akzeptanzloch im Vorwärtsbereich erzeugt nun bereits auf dem Niveau der generierten Hadronen auf Grund der in Vorwärtsrichtung produzierten, aber nicht gemessenen Hadronen einen fehlenden Transversalimpuls $\vec{P}_t^{miss}$, wie in Abbildung 6.5 zu sehen.

Im oberen Bild sind große Ausläufer und ein Buckel bei 16 GeV zu erkennen, da in dieser Abbildung generierte Hadronen im Akzeptanzbereich des PLUG-Kalorimeters bei der Berechnung von P_t^{miss}nicht berücksichtigt wurden. In der unteren Abbildung, bei der PLUG-Akzeptanzbereich in die Messung aufgenommen wurde, sieht man, daß die gleiche Verteilung viel kleinere Ausläufer zeigt und auch der Buckel fast komplet verschwunden ist. Der Akzeptanzbereich des PLUG-Kalorimeter ist also von großer Wichtigkeit, um Jets aus Partonabstrahlung im Anfangszustand kollinear zum Proton zu messen, und so die Ausläufer in der P_t^{miss}-Verteilung zu verkleinern.

Auf Grund der mangelnden Akzeptanz im Vorwärtsbereich darf der Jet nicht zu nahe an der Strahlröhre liegen, da sonst die P_t^h-Messung stark beeinträchtigt ist. Deshalb wird ein Schnitt auf den Winkel des gesamten hadronischen Systems gemacht. Ist dieser Winkel nämlich zu klein, so bedeutet das, daß zum einen durch die Akzeptanzverluste, zum anderen durch die schlechte Energiemessung im PLUG (diese ist mit einem großen Fehler behaftet) die Messung der hadronischen Systems für diese Analyse nicht verläßlich genug ist. Folgender Schnitt wird deshalb gemacht, wobei in der Formel die Summe über alle hadronischen Energiedepositionen läuft:

$$\arccos \frac{\sum_i \; P_{z,i}^{had}}{|\sum_i \; \vec{P}_i^{had}|} \; = \; \theta_{had} \; > \; 6^\circ$$

Ein weiterer Effekt, der die Energiemessung verfälscht, sind Leckverluste hochenergetischer Jets im LAr. Deshalb werden in dieser Analyse auch die Energiedepositionen, die im instrumentierten Eisen (tail catcher) gemessen werden, addiert.

6.4.2 Kalibrierung des PLUG-Kalorimeter

Die Energiemessung im PLUG-Kalorimeter leidet stark darunter, daß vor diesem Kalorimeter sehr viel inhomogenes totes Material (Strahlrohr, Synchrotronkollimatoren und LAr-Kryostat) liegt. Das benutzte MC versucht die Materialverteilung und deren Effekt bestmöglich zu simulieren. Außerdem hat das PLUG auf Grund seiner kleinen Größe Leckverluste. Abbildung 6.6 links oben zeigt das im MC gewonnene Verhältnis von generiertem zu rekonstruiertem P_t^{Plug}. Es

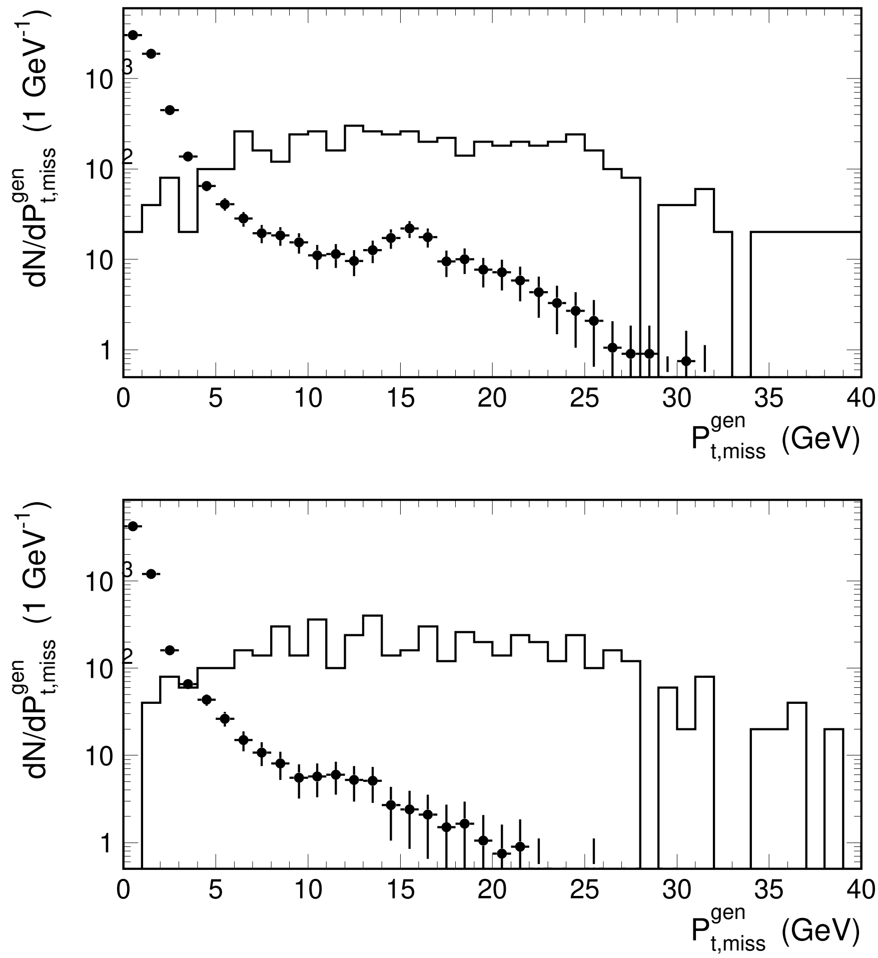

Abbildung 6.5: *Vergleich Django-MC(Meßpunkte) und SUSY-MC(Histogramm): Generiertes P_t^{miss} ohne (oben) und mit (unten) Berücksichtigung des Akzeptanzbereiches des PLUG-Kalorimeter.*

zeigen sich ein Maximum bei einem Verhältnis von 1.7 und erhebliche Ausläufer zu weit höheren Werten. Eine präzise Messung von Energien im PLUG-Akzeptanzbereich ist für einzelne Ereignisse offenbar nicht erreichbar. Da eine externe Kalibration des PLUG nicht möglich ist, wird ein Kalibrationsfaktor K=1.7 verwendet, um zumindest den Maximalwert der Verteilung auf den wahren Wert zu normieren. Das Resultat ist in der oberen rechten Figur gezeigt.

In der unteren Figur von Abbildung 6.6 sind Daten- und MC-Verteilung dargestellt. Für die Datenereignisse ist dabei die Kalibration aus [22] übernommen worden.

Um zu zeigen, daß diese Vorgehensweise Sinn macht, ist in Abbildung 6.7 unten für Ereignisse mit $P_t^{Plug} > 1\ GeV$ die Verteilung des Azimuthwinkels zwischen $\vec{P_t}$ gemessen im PLUG und $\vec{P_t}$ aus den anderen Kalorimetern gezeigt. Die $\vec{P_t}$ liegen in diesen Fällen vorwiegend Rücken an

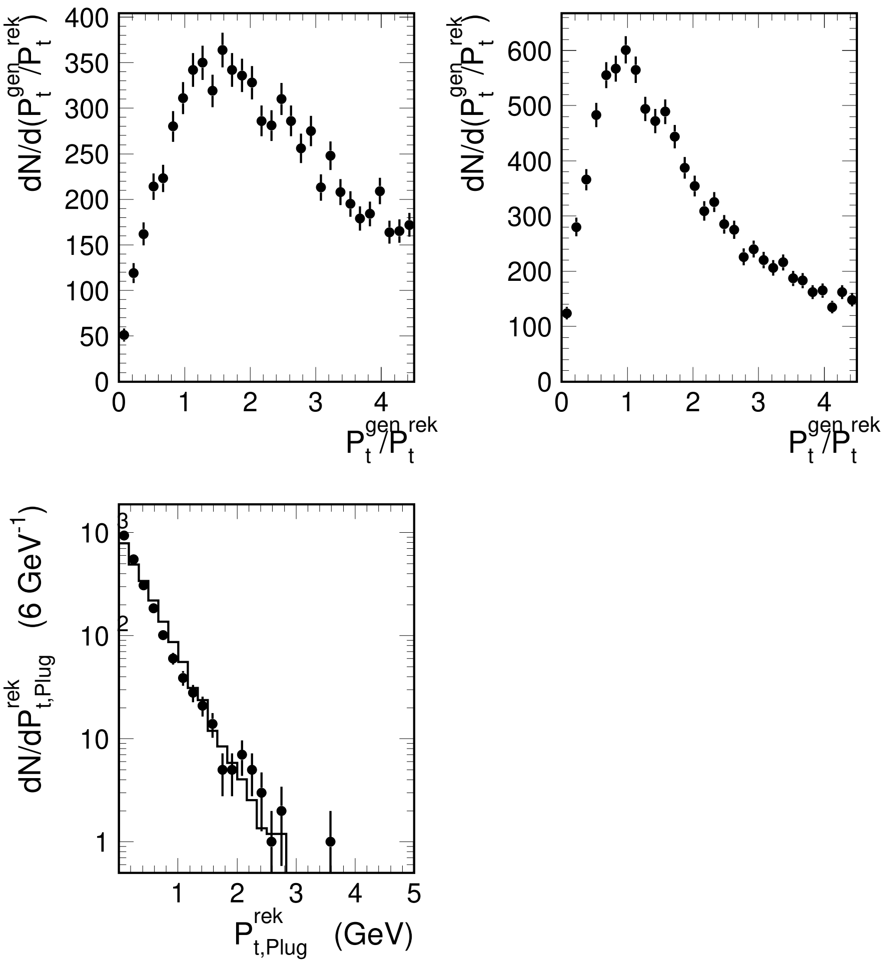

Abbildung 6.6: *Oben links ist das aus dem Django-MC gewonnene Verhältnis von generiertem zu rekonstruiertem* P_t^{PLUG} *ohne Kalibrationsfaktor dargestellt. Oben rechts ist die gleiche Verteilung aber mit einem Kalibrationsfaktor von 1,7 auf die Energien im PLUG dargestellt. In der unteren Figur ist für Daten (Meßpunkte) und Django-MC (Histogramm) das rekonstruierte* P_t^{PLUG} *mit angewendeten Korrekturfaktoren dargestellt.*

Rücken, d.h. für einige Ereignisse kann ein Teil des fehlenden Transversalimpulses tatsächlich im PLUG gemessen werden. In der oberen Figur von Abbildung 6.7 ist für Ereignisse, die mehr als 5 GeV P_t^{Plug} haben, der Transveralimpuls unter Berücksichtigung von Energien im PLUG ($P_t^{La\_Ir\_Pl}$) gegen den Tranveralimpuls ohne Energien im PLUG ($P_t^{La\_Ir}$) aufgetragen. Durch Berücksichtigung der Energien im PLUG und mit der oben angegebenen Kalibration kann offensichtlich das durch nahe an der Strahlröhre liegende Jets erzeugte P_t^{miss}reduziert werden.

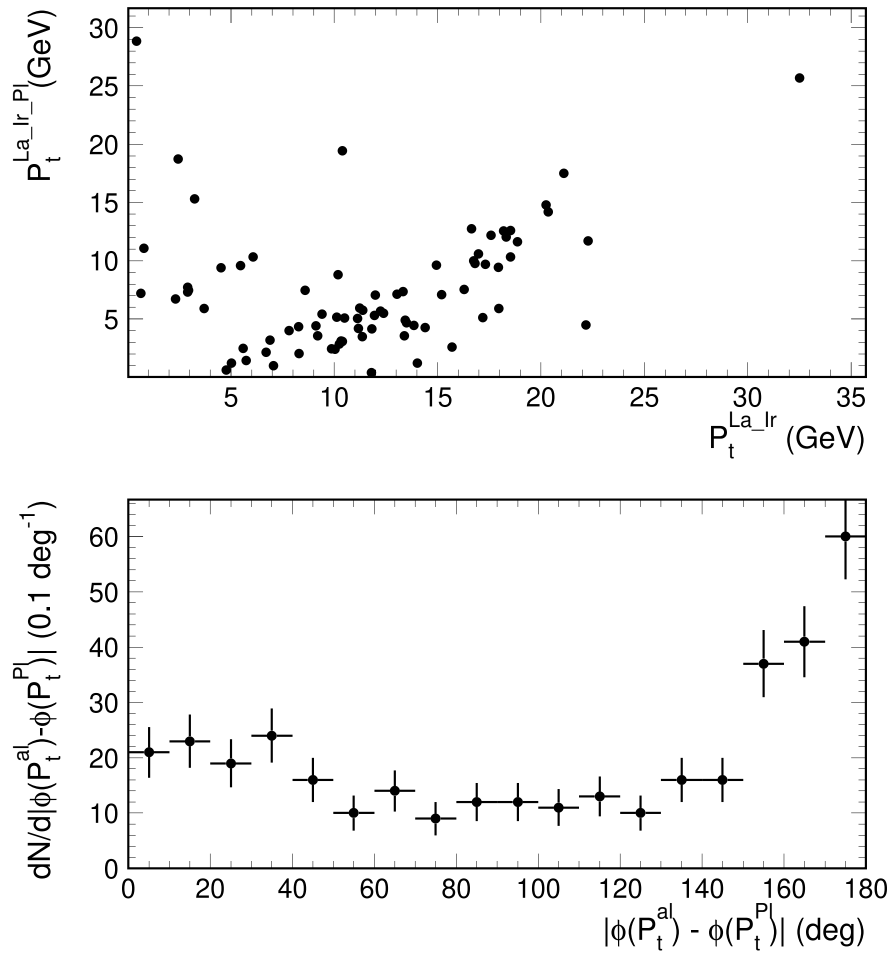

Abbildung 6.7: *Django-MC: Die obere Figur zeigt die Korrelationsverteilung von P_t nur aus LAr- und Eisenkalorimeter gegen P_t aus LAr-, Eisen- und Plugkalorimeter für $P_t^{PLUG} > 5$ GeV. In der unteren Figur ist der azimuthale Winkel zwischen der ϕ-Richtung des P_t^{PLUG} und des P_t^{LAr} für $P_t^{PLUG} > 1$ GeV gezeigt.*

6.4.3 Absolute Kalibrierung der hadronischen Energieskala

Für ideal gemessene DIS-SM-Ereignisse gilt:

$$\mid \vec{P}_t^e \mid \; = \; \mid \vec{P}_t^h \mid \qquad \Longrightarrow \qquad \frac{\mid \vec{P}_t^h \mid}{\mid \vec{P}_t^e \mid} \; = \; 1$$

Auf Grund der gaußisch verteilten Fehler der Energiemessungen in den einzelnen Kalorimetern (z.B. für den hadronischen Teil des LAr: $\Delta E = \frac{50\%}{\sqrt{E}}$) ist die $\frac{P_t^h}{P_t^e}$-Verteilung im Bereich um 1 gaußisch verteilt. Die Akzeptanzverluste und Fehlmessungen durch Spalte erzeugen aber weite Ausläufer in dieser Verteilung.

Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht kompensierendes Kalorimeter, das im Prinzip in Strahltests kalibriert wurde. Da die Übertragung auf H1 aber nicht leicht möglich ist, muß auch die absolute hadronische Energieskala an Hand der Daten relativ zur besser bestimmbaren Elektronkalibration überprüft werden. Für die hadronischen Energien muß entsprechend ein Korrekturfaktor ermittelt werden, der dafür sorgt, daß im Mittel die Balance zwischen hadronischem System und Elektron stimmt, d.h. daß der Gaußpeak der $\frac{P_t^h}{P_t^e}$-Verteilung bei 1 liegt.

Dieser Faktor wurde für NC-Ereignisse bei hohen Q^2 zu [21]

$$K_{had} = 1.08$$

bestimmt und wird in dieser Analyse auf alle hadronischen Energien angewendet. Für Daten und MC ergeben sich dann Verteilungen mit einem Maximum bei 1 (Abbildung 6.8), die gut übereinstimmen. Es ist aber klar, daß die genaue Bestimmung der Kalibration nicht so wichtig für diese Analyse ist. Er beinflußt im wesentlichen Breite und Lage des Gaußpeaks, aber supersymmetrische Ereignisse werden gerade in den Ausläufern dieser Verteilung erwartet, da sie durch die Abstrahlung zweier LSP's eine hohe transversale Inbalance zwischen Elektron und hadronischem System aufweisen. Die erreichte Kalibrierung ist deshalb zufriedenstellend.

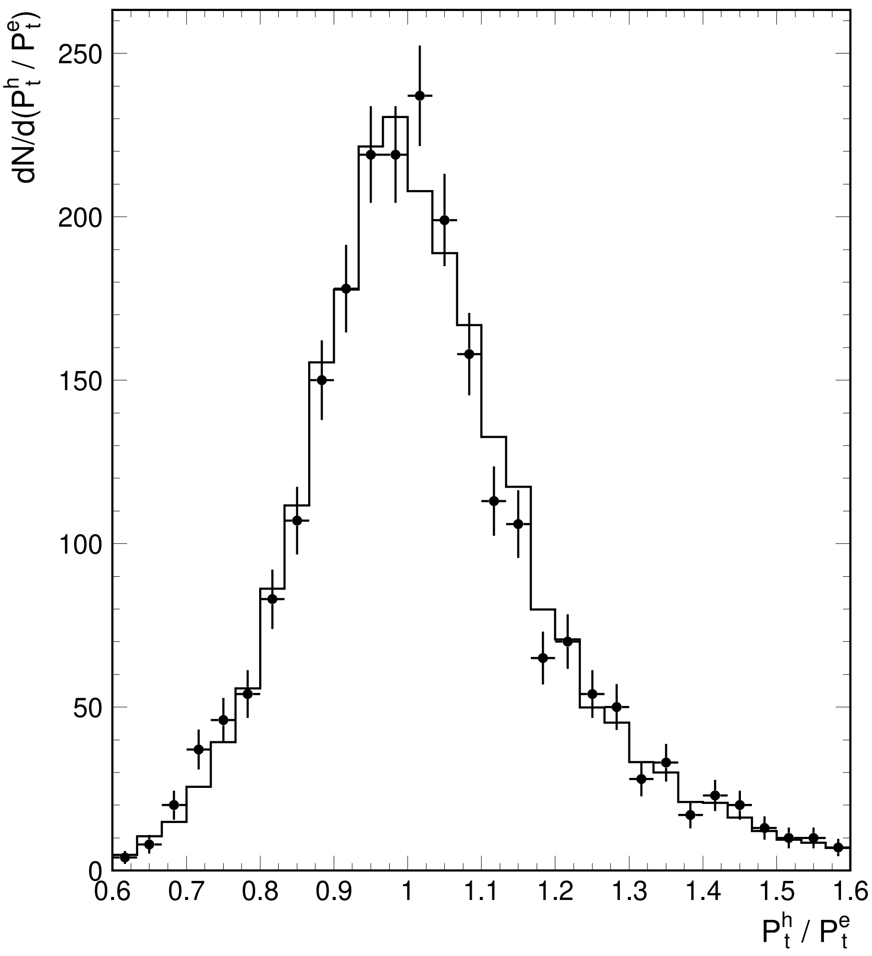

Abbildung 6.8: *Vergleich Django-MC(Meßpunkte) und SUSY-MC(Histogramm): Überprüfung der Energie-Kalibration mit Hilfe der Verteilung P_t^h/P_t^e.*

Kapitel 7

Analyse

7.1 Kontrollverteilungen

In diesem Kapitel soll nun gezeigt werden, daß die gemessenen Daten in ihren systematischen Verteilungen verstanden sind und vom Standardmodell gut beschrieben werden. Auf Grund des kleinen Wirkungsquerschnittes in dem für H1 erreichbaren und noch nicht von anderen Experimenten ausgeschlossen Parameterbereich für SUSY-Ereignisse werden in der Menge von 2370 gemessenen Datenereignissen höchstens 10 supersymmetrische Ereignisse erwartet. Sie würden also zu keiner signifikanten Abweichung in den Kontrollverteilungen führen.

7.1.1 Globale Variablen

In Abbildung 7.1 und 7.2 oben sind die Kontrollverteilungen für die aus dem gemessenen Elektron rekonstruierten kinematischen Variablen x_e,y_e und Q_e^2 dargestellt. Die als Histogramm dargestellten Monte-Carlo Verteilungen stimmen gut mit den gemessenen Verteilungen überein. Da das Django-MC einer 6,7 fachen Luminosität entspricht, sind die Fehler der MC-Verteilungen vernachläßigbar klein. Daten und MC sind innerhalb der statistischen Schwankungen kompatibel. Auch die globale Normierung der Verteilungen aufeinander

$$V = \frac{N_{Daten}}{N_{MC}} = \frac{2370}{2385} = 0.995$$

ist gut. Durch den Fehler der Luminositätsmessung und die begrenzte Statistik des SM-MC beträgt der Normierungfehler

$$\delta V = \pm(\sqrt{(0.03)^2 + (\frac{\sqrt{N_{MC}}}{N_{MC}})^2}) = \pm 0.036$$

In Abbildung 7.2 ist die Summe der transversalen Energien der einzelnen Energiedepositionen im Detektor

$$E_t = \sum_i E_i \sin\theta_i$$

gezeigt. Man sieht, daß für den selektierten Ereignisdatensatz im Mittel eine transversale Energie von 50 GeV im Detektor gemessen wird.

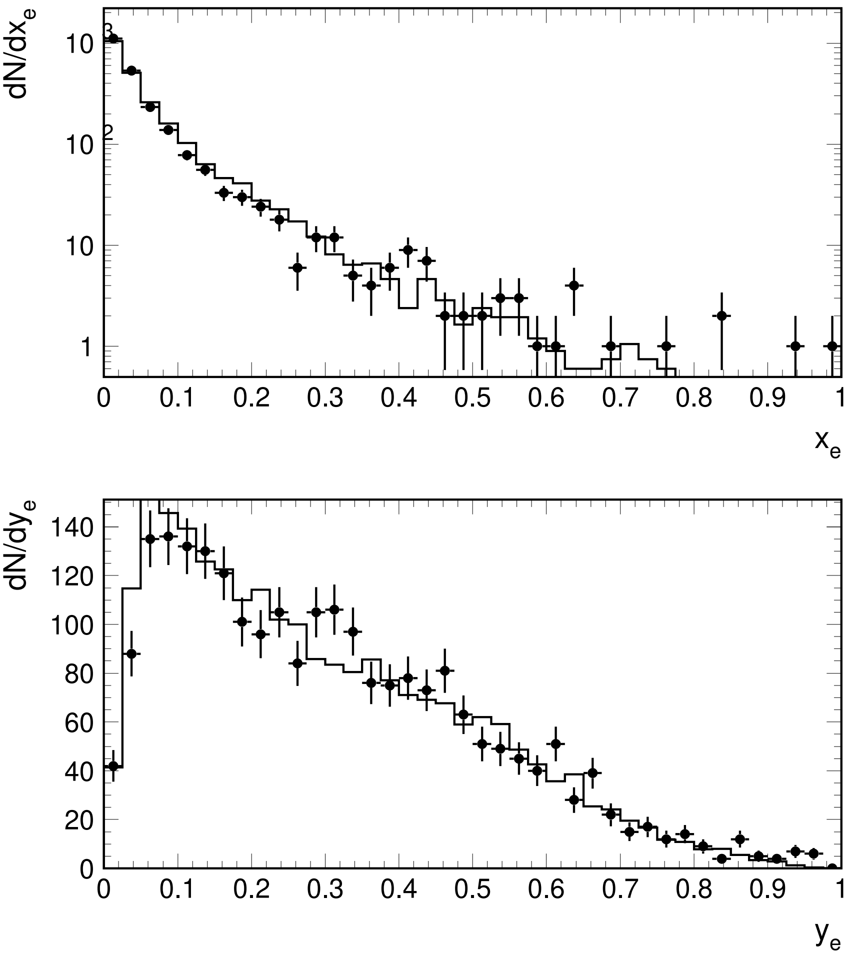

Abbildung 7.1: *Kontrollverteilungen: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): x_e und y_e nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

7.1.2 Elektronvariablen

In Abbildung 7.3 sind die das gestreute Elektron charakterisierenden Variablen P_t^e und θ_e dargestellt, aus denen sich die oben gezeigten kinematischen Variablen ergeben. In der Verteilung sieht man bei kleinen P_t^e deutlich das Schwellenverhalten der verschiedenen Kriterien zur Elektronidentifikation. Ein Schnitt durch den topologischen Elektronsucher von $P_t^e > 6\ GeV$, ein Schnitt durch die Akzeptanz des LAr-Barrelbereiches $17^\circ < \theta_e < 140^\circ$, ein Schnitt durch die Triggerschwelle $E_e > 10\ GeV$ und einen Schnitt durch die Ereignisklasse 8. Der θ_e-Schnitt ist noch deutlicher in der unteren Figur erkennbar. Diese Schnitte werden durch die Simulation gut reproduziert.

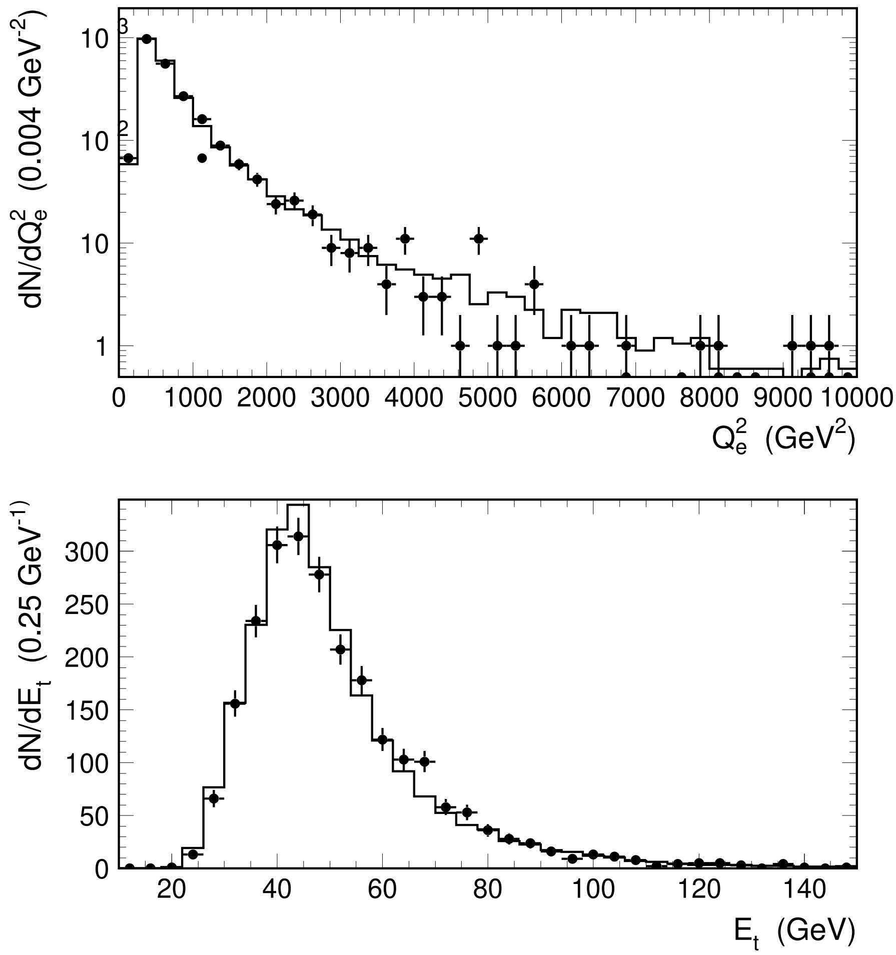

Abbildung 7.2: *Kontrollverteilungen: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): Q_e^2 und E_t nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

7.1.3 P_t-Balance

In idealen tiefinelastischen Streuprozessen ist mit der transversalen Energie des gestreuten Leptons der gesamte transversale Endzustand festgelegt. Dies gilt nur noch näherungsweise für real gemessene Ereignisse. Auf Grund der ϕ-Symmetrie des Anfangszustandes der DIS-Prozesse kann die ϕ-Richtung des gestreuten Leptons immer in +x-Richtung, d.h. $\phi_e = 0$ eines transversalen Koordinatensystem zur Beschreibung eines Ereignisses gelegt werden. Dann gilt die folgende Überlegung. Für den transversalen Endzustand aus Hadronischem System had und Elektron e sind im Ereignis noch 3 Größen frei:

$$P_t^e, P_t^{had}, \phi_{had}$$

Für DIS-Ereignisse gilt auf Grund der näherungsweisen transversalen Energie-

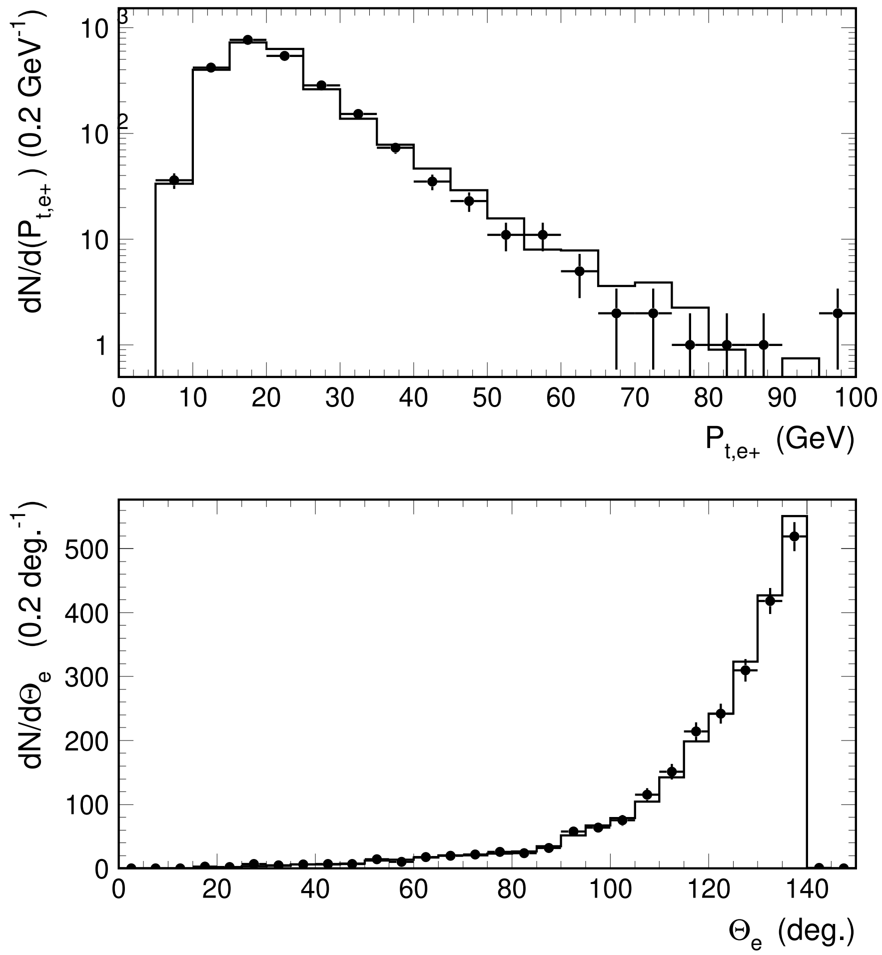

Abbildung 7.3: *Kontrollverteilungen: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): Elektronvariablen P_t^e und θ_e nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

Impulserhaltung

$$P_t^e \approx P_t^{had}$$

$$\phi^{had} \approx 180^\circ + \phi_e \approx 180^\circ$$

P_t^e legt also für DIS-Ereignisse die transversale Kinematik bis auf kleine Schwankungen fest.

Die drei Größen $P_t^e, P_t^{had}, \phi^{had}$ können durch eine Variablentransformation nun in andere Größen transformiert werden, die für die MSSM-Analyse besser geeignet sind. Insbesondere kann anhand dieser neuen Größen die transversale Energie-Impulserhaltung überprüft werden.

Eine dieser Größen und eines der wichtigsten Erkennungsmerkmale supersymmetrischer Ereignisse ist der große fehlende Transversalimpuls $P_t^{miss} = |\vec{P}_t^e + \vec{P}_t^h|$. Die Kontrollverteilung dieser Größe ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Man erkennt, daß die Verteilung gut beschrieben

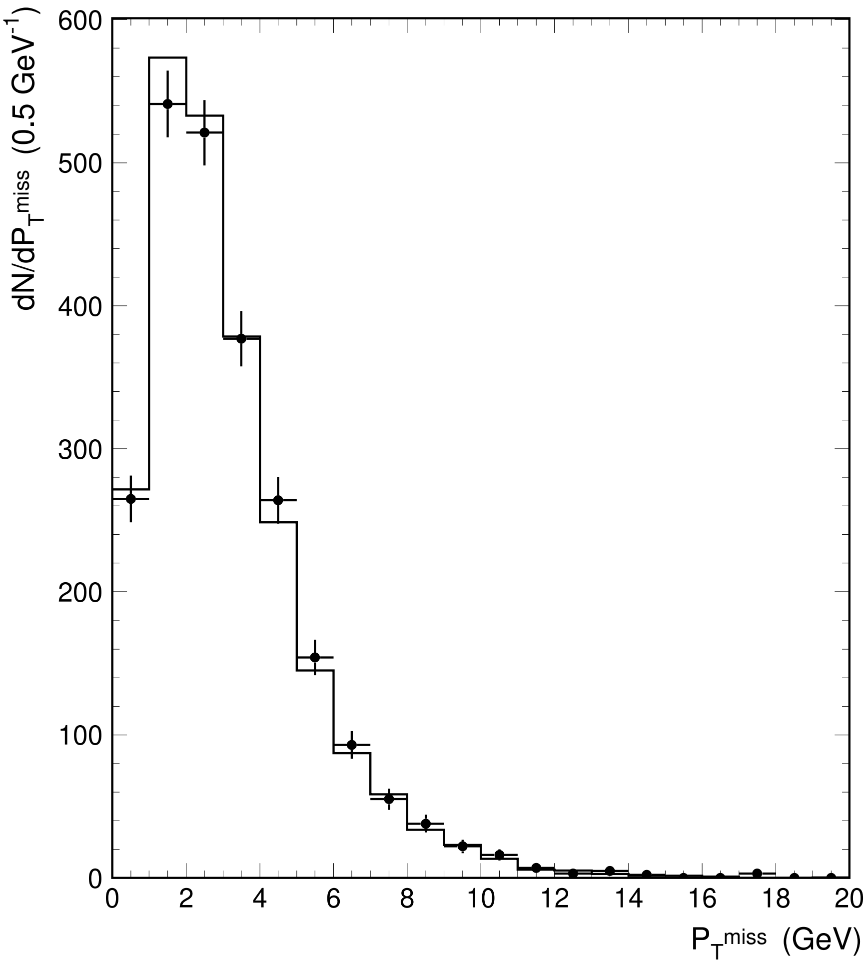

Abbildung 7.4: *Kontrollverteilung: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): P_t^{miss} nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

ist, und das es nur wenige Ereignisse mit einem fehlenden Transversalimpuls größer als 6 GeV gibt. Der Grund hierfür ist der große Akzeptanzbereich, die gute Auflösung und die Tatsache, daß das Kalorimeter geschlossen ist.

Das gesamte $P_t^{miss} = |\vec{P}_t^{miss}|$ ist jedoch nur eine Teilinformation aus der transversalen Impulsbalance. Man kann den Vektor $\vec{P}_t^{miss}$ in zwei physikalisch wertvolle Komponenten parallel und senkrecht zur azimuthalen Elektronrichtung aufspalten:

$$P_{t,miss}^{||e^+} = P_t^e + P_t^h * \cos(\phi_{had} - \phi_e)$$

$$P_{t,miss}^{\perp e^+} = \qquad P_t^h * \sin(\phi_{had} - \phi_e)$$

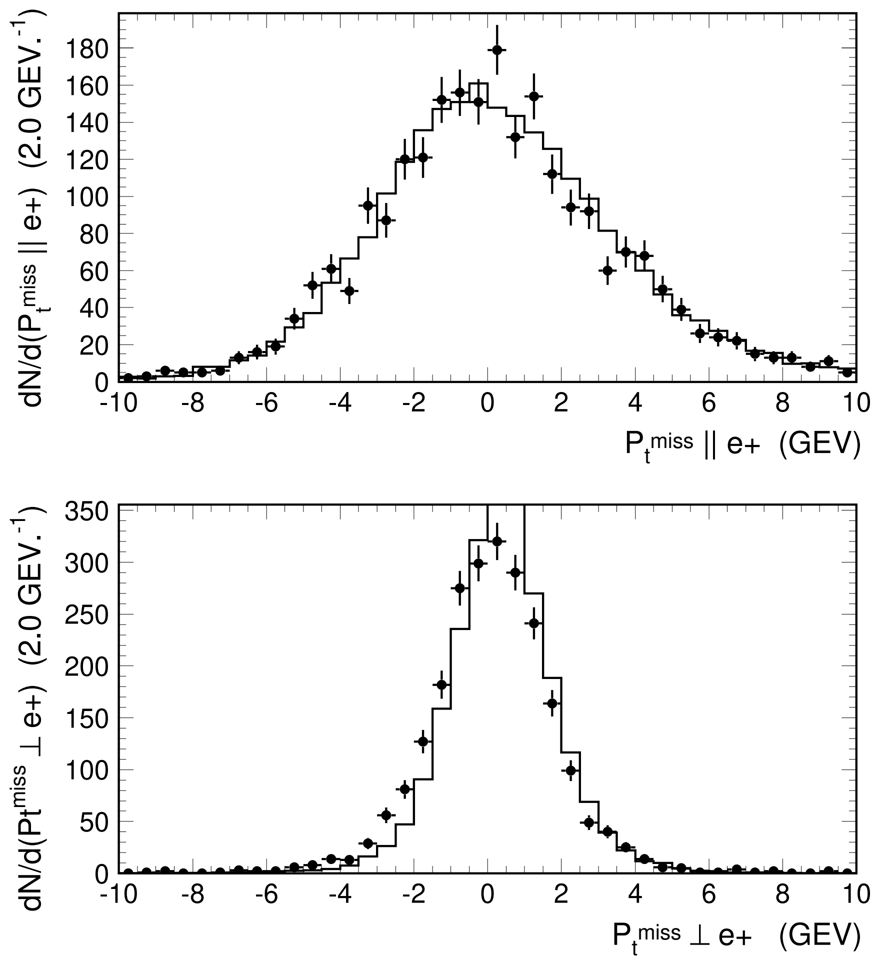

Abbildung 7.5: *Kontrollverteilungen: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): $P_{t,miss}^{||e^+}$ und $P_{t,miss}^{\perp e^+}$ nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

Die Verteilung dieser beiden Größen ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Die Verteilung $P_{t,miss}^{||e^+}$ist viel breiter, als die von $P_{t,miss}^{\perp e^+}$. Dies ist sofort klar, denn bei normalen DIS-Ereignissen wird in der transversalen Ebene der größte Teil der Energie entlang von Elektron und Jet gemessen, da zur Elektronrichtung transversale Energiedepositionen nur durch Prozesse höherer Ordnung und Fragmentation im Jet entstehen. Da die P_t^{miss}-Auflösung $\propto \sqrt{E_t}$ und $E_t^{||e^+} \ll E_t^{\perp e^+}$ ist, weist die $P_{t,miss}^{\perp e^+}$-Verteilung eine viel kleinere Breite auf, als die $P_{t,miss}^{||e^+}$-Verteilung. Dies drückt sich auch im Fehler der Azimuthwinkelmessung aus. Im Gegensatz zum Elektron, dessen Richtung man viel genauer ($\approx 1°$) bestimmen kann, ist die Richtung des den Jet verursachenden Partons nur mit einer Genauigkeit von $\approx 5°$ bestimmbar. Die ungenaue Messung des hadronischen Endzustandes erzeugt also transversales $P_{t,miss}^{\perp e^+}$, daß für einen idealen Detektor und SM-Prozesse ohne Myonen und Neutrinos im Endzustand Null sein muß.

Für positive $P_{t,miss}^{||e^+}$erkennt man einen höheren Anteil von Ereignissen mit hohem $P_{t,miss}^{||e^+}$als für negative $P_{t,miss}^{||e^+}$. Elektronen in den Spalten des LAr-Kalorimeters (siehe 6.3.4), deren Energie trotz Korrekturen für totes Material zu gering gemessen wird, erzeugen diese Ausläufer in der $P_{t,miss}^{||e^+}$-Verteilung.

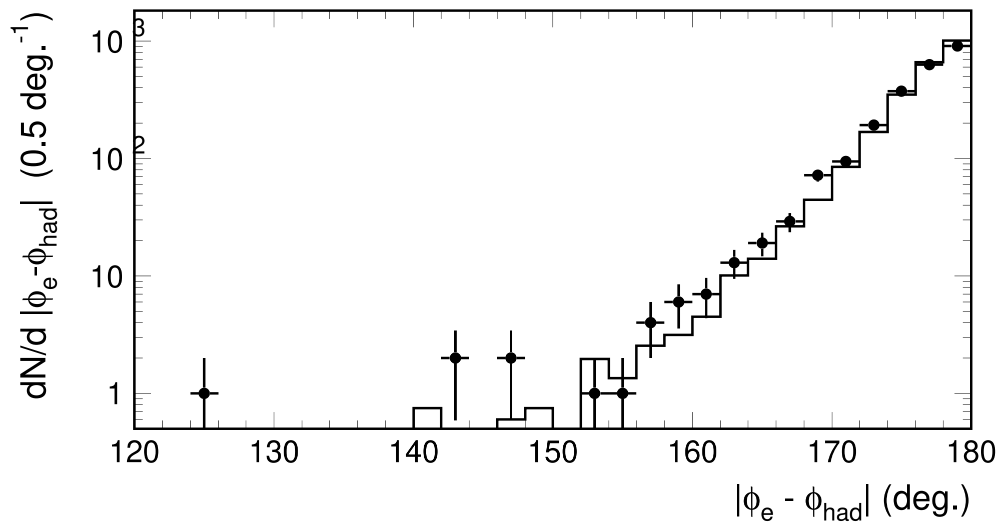

Abbildung 7.6: *Kontrollverteilung: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): transversale Akolinearität nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

Aus der Winkelinformation der drei Variablen läßt sich die transversale Akolinearität gewinnen.

$$\Delta\phi(e,h) = |\phi_e - \phi_h|$$

Auf Grund der rechts-links-Symmetrie der Ereignisse kann hier der Betrag genommen werden.

Die Verteilung ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Wie erwartet liegt für die meisten Ereignisse die transversale Akolinearität nahe bei 180°.

7.2 SM-Prozesse bei kleinen $E - P_z$

In Abbildung 7.7 ist die Kontrollverteilung für die $E - P_z$ -Variable gezeigt. Man erkennt das Maximum bei 55 GeV, wie es für vollständig im Detektor gemessene Ereignisse erwartet wird. Die durch die Auflösung bedingte Breite der Verteilung wird vom MC gut reproduziert. Im Maximum gibt es in den Daten einen leichten Unterschuß gegenüber dem Django-MC. Ein Teil der fehlenden Ereignisse ist bei größeren $E - P_z$ zu finden, was an Überlagerungen von Ereignissen mit Untergrundprozessen liegen kann. Eine andere Möglichkeit ist die Messung von Energien aus Ereignissen, die einige Strahlpaketekreuzungen vorher lagen, aber durch die langsame Detektorreaktion zum Zeitpunkt des Auslesens des Detektors noch teilweise mitgemessen werden. Auch

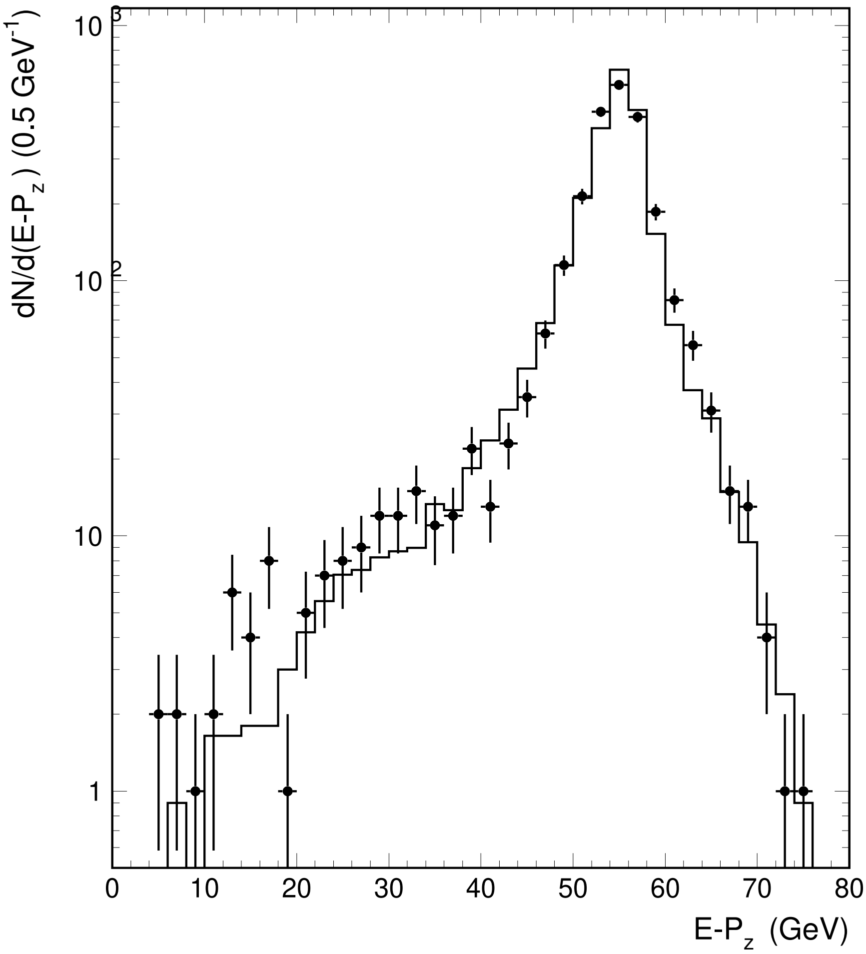

Abbildung 7.7: *Kontrollverteilung: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): $E-P_z$ nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

nicht simuliertes elektronisches Rauschen kann kleine Energiemengen vortäuschen, die nicht vom eigentlichen DIS-Ereignis stammen.

Zu kleinen $E-P_z$ hin erkennt man im MC den Schwanz von Ereignissen mit Photonabstrahlung im Anfangszustand. Teilweise wird dieses Photon im Photontagger nachgewiesen, aber auf Grund seiner beschränkten Akzeptanz nicht immer. Diese $E-P_z$ -Flanke sieht man auch in den Daten, jedoch erkennt man für $E-P_z < 35\ GeV$ einen signifikanten Überschuß, der in Abbildung 7.8 oben noch einmal in nicht logarithmischer Darstellung zu sehen ist. Nun gibt es neben der Strahlung im Anfangszustand noch einen weiteren Prozeß bei kleinen $E-P_z$, und zwar die ep-Streuung bei kleinen Q^2 (Photoproduktion). Bei ihr hat das Photon eine so geringe Virtualität, das es als quasireell betrachtet werden kann. Entweder wechselwirkt das Photon direkt mit dem Proton oder kann innerhalb der durch die Heisenbergsche Unschärferelation er-

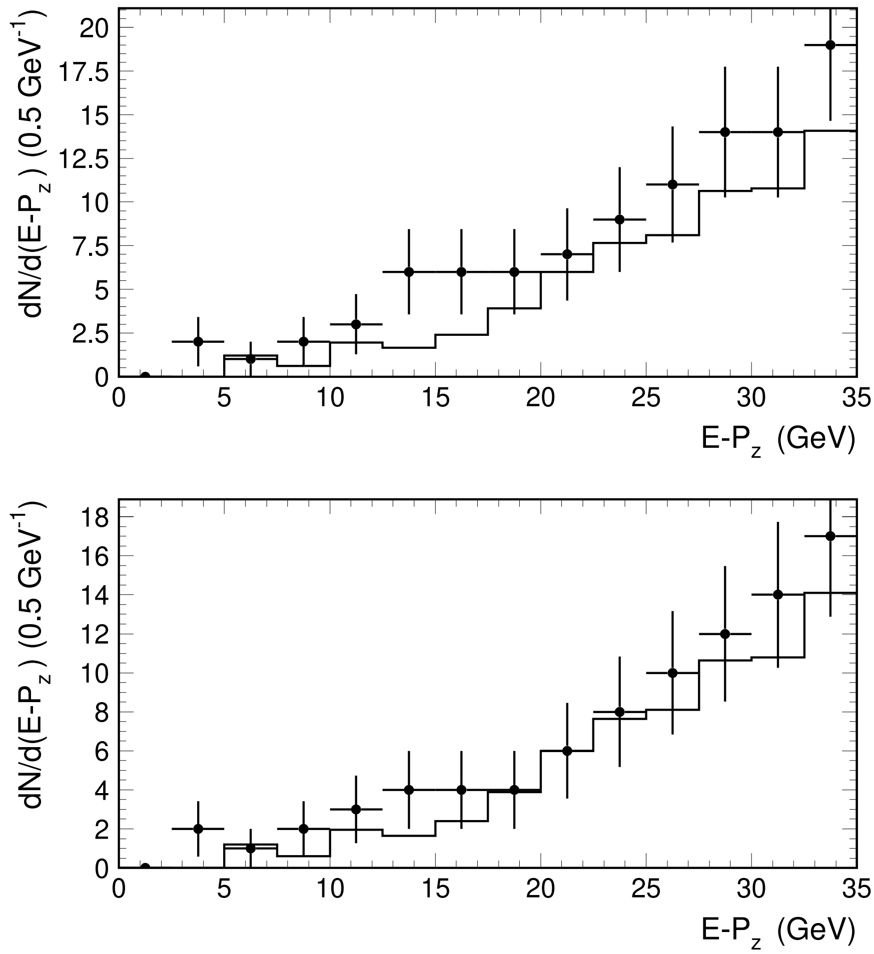

Abbildung 7.8: *Kontrollverteilungen: Daten (Meßpunkte) und SM-MC (Histogramm): In der oberen Figur ist ein Ausschnitt aus der $E - P_z$ -Verteilung für $E - P_z$ < 35 GeV nach Anwendung der Datenselektionsschnitte gezeigt. Die untere Figur zeigt die gleiche Verteilung, jedoch mit einem zusätzlichen Schnitt auf die Energie im Elektrontagger $E_{e-Tagger} < 2$ GeV.*

laubten Grenzen in stark wechselwirkende Teilchen fluktuieren, die dann auf Grund ihrer Farbe über den Austausch eines Gluons mit dem Proton wechselwirken. Die entstandenen Partonen des Photons fragmentieren in Jets. Wie in Kapitel 5 beschrieben, kann die Fehlidentifikation eines dabei entstehenden neutralen Pions ein DIS-Ereignis vortäuschen. Ein Teil dieser γp-Ereignisse kann durch Detektion des auf Grund des kleinen Q^2 im kleinen Winkel gestreuten Elektrons erkannt werden. Der Elektrontagger des Luminositätssystems bietet eine begrenzte Akzeptanz für solche Ereignisse. Es wurde nun ein Schnitt auf die Energie im Elektrontagger

Schnitte	Daten	Django-MC
Basisselektion und $E - P_z \; < 35$	100	69
Basisselektion und $E - P_z \; < 35$ und $E_{e-Tagger} < 2GeV$	87	69

Tabelle 7.1: *Anzahl der Ereignisse für Daten und Django-MC in der Abbildung 7.8.*

$$E_{e-Tagger} < 2\ GeV$$

gemacht, um getaggte Photoproduktionsereignisse zu verwerfen. Das Ergebnis ist in der unteren Figur von Abbildung 7.8 und in Tabelle 7.1 zu sehen: Etwa 40% des Überschusses sind auf solche γp-Ereignisse zurückzuführen. Für den restlichen Überschuß kann deshalb angenommen werden, daß es sich ebenfalls um γp-Ereignisse handelt, da die Akzeptanz des Elektrontaggers nur 40% für Photoproduktionsereignisse in dem untersuchten kinematischen Bereich ist.

Die Ereignisse, die durch das im Photontagger nachgewiesene, zum einlaufenden Elektron kollineare Photon als radiativer Prozeß identifiziert werden, und durch kleine $E - P_z$ -Werte SUSY-Ereignissen ähnlich sind, werden mit Hilfe des folgenden Schnittes auf die Energie im Photontagger ausselektiert:

$$E_{\gamma-Tagger} < 2\ GeV$$

7.3 Trennung zwischen SUSY- und SM-Ereignissen

Aus den gezeigten Kontrollverteilungen ist ersichtlich geworden, daß das Django-MC die Daten sehr gut beschreibt, wenn man zusätzlich noch einen kleinen Anteil fehlidentifizierter γp-Ereignisse berücksichtigt. Ohne auf die gemessenen Daten zu schauen werden im folgenden Vergleiche zwischen einem repräsentativen SUSY-MC und dem Django-MC gemacht, um Variablen zu selektieren, die sich für eine Trennung möglichst gut eignen (im Folgenden: Signaturvariablen) und um die zugehörigen Schnitte in den Signaturvariablen zu optimieren.

Das in diesen Verteilungen als Histogramm unterlegte SUSY-MC hat folgende Parameter:

$$M_{\tilde{e}} = M_{\tilde{q}} = 50\ GeV$$

$$M_{\chi_1^0} = 34\ GeV$$

7.3.1 Vergleich von MC-Verteilungen

In Abbildung 7.9 werden SUSY und SM-Verteilungen für die Variable

$$\Sigma_{miss} = P_t^{miss} + \frac{1}{2}(55GeV - (E - P_z\ )),$$

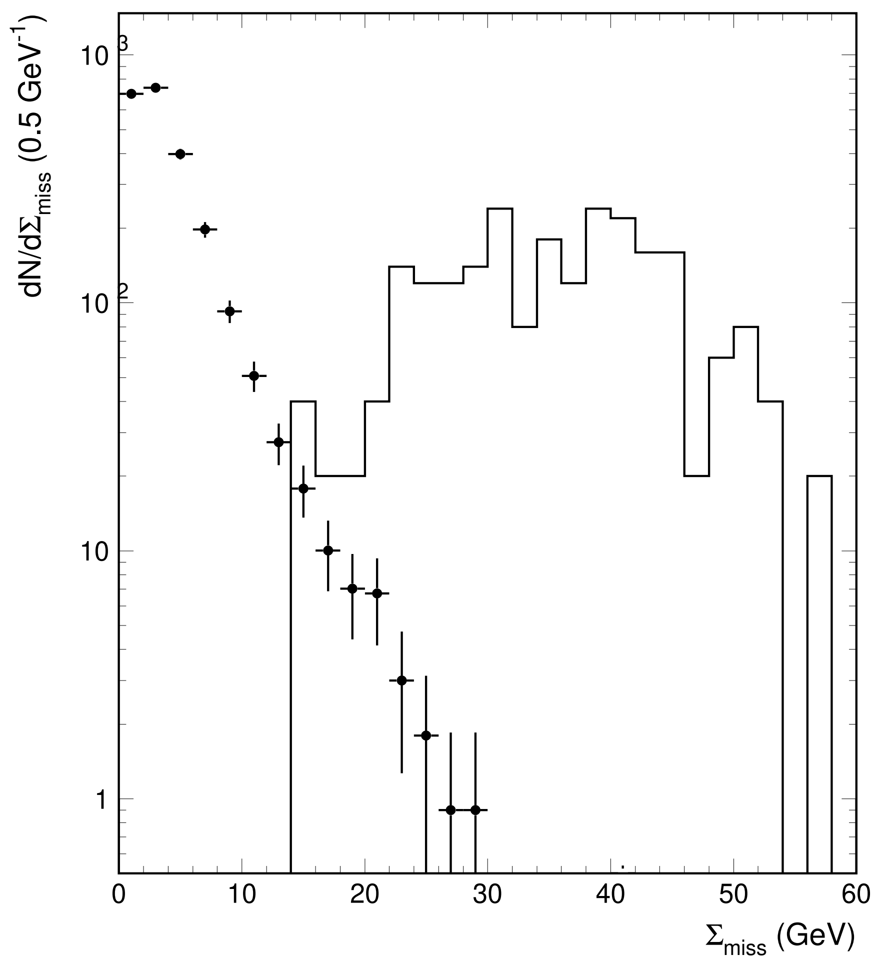

Abbildung 7.9: *Vergleich von SM-MC (Meßpunkte) und SUSY-MC (Histogramm): Variable Σ_{miss} nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

also die Summe aus fehlendem Transversal- und Longitudinalimpuls, gezeigt. Diese Summe berücksichtigt, daß bei SM-Ereignissen Abweichungen in der Impulsbalance transversaler und longitudinaler Art nur schwach miteinander korreliert sind. Die einen entstehen durch Photonabstrahlung kolinear zum einlaufenden Elektron oder Photoproduktionsereignisse (Longitudinale 4er-Impulserhaltungs"verletzung": $E - P_z$ klein), die anderen durch Detektorakzeptanz und Relikte aus dem Meßprozeß (Transversale 4er-Impulserhaltungs"verletzung": P_t^{miss}groß). Bei SUSY-Ereignissen beruhen beide Effekte auf der LSP-Abstrahlung und treten durch die unkorrelierten Raumrichtungen der LSP's gleichzeitig in einem Ereignis auf. Dadurch ist Σ_{miss} für MSSM-$\tilde{e}\tilde{q}$-Produktion besonders groß. Σ_{miss} ist kleiner für SM-Prozesse, da bei ihnen i.A. jeweils nur einer der beiden Effekte einen großen Beitrag zu Σ_{miss} liefert.

Es wird folgender Schnitt festgelegt:

$$\Sigma_{miss} > 22\ GeV$$

Der Schnitt könnte auch höher liegen und alleine zum Nachweis von SUSY-Ereignissen dienen. Wie sich aber herausstellt und in Abschnitt 7.5 noch näher erläutert wird, ist eine optimale (d.h. möglichst hohe) Nachweiseffizienz für supersymmetrische Prozesse erst durch die Kombination von Schnitten in mehreren Analysevariablen zu erreichen.

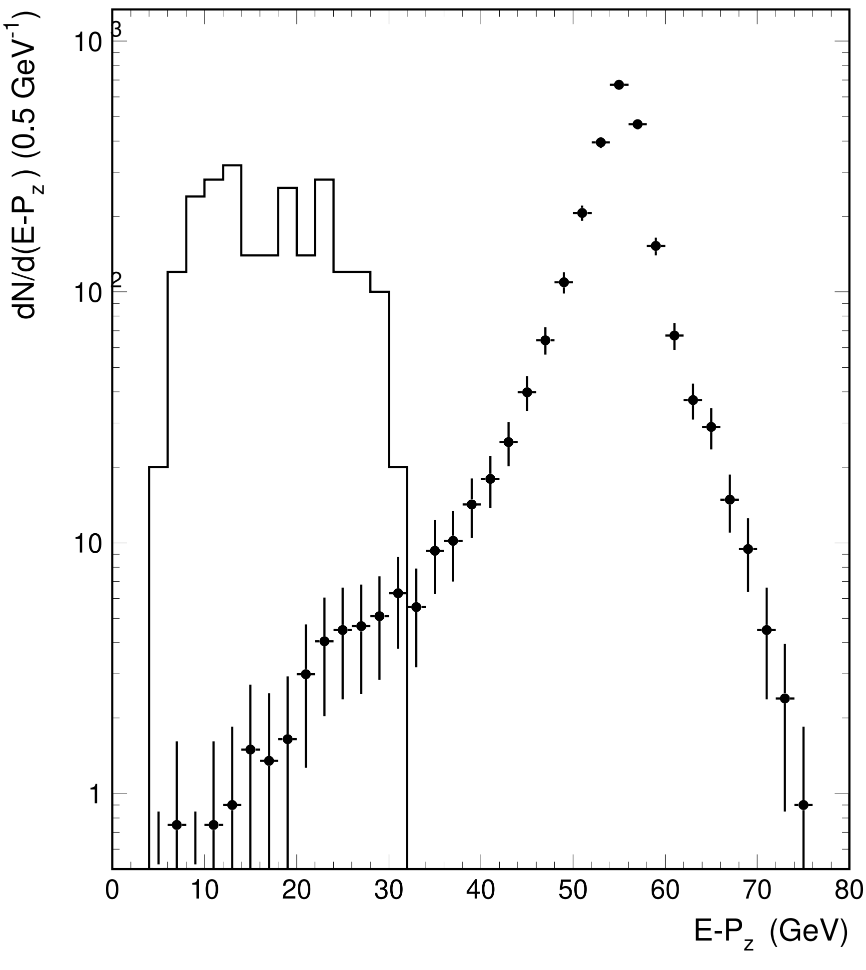

Abbildung 7.10: *Vergleich von SM-MC (Meßpunkte) und SUSY-MC (Histogramm): Variable $E - P_z$ nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

In Abbildung 7.10 ist die $E - P_z$ -Verteilung zu sehen. SUSY-Ereignisse liegen durchwegs bei kleinen $E - P_z$. Um Ereignisse mit großem P_t^{miss}, aber einem nur gering von 55 GeV verschiedenem $E-P_z$ nicht nach dem Σ_{miss}-Schnitt übrig zu lassen, wird auch in dieser Variablen geschnitten:

$$E - P_z \ < 40 \ GeV$$

Tiefer darf der Schnitt nicht liegen, ohne Effizienz zu verlieren, da es in einigen SUSY-MC's (bei kleiner LSP-Masse) durchaus eine nennenswerte Anzahl von Ereignissen mit $E - P_z \ > 35 \ GeV$ gibt. Bei kleiner LSP-Masse hat das Elektron nach dem Zwei-Körperzerfall

$$\tilde{e} \rightarrow e \ + \ \chi_1^0$$

einen größeren Impuls und kann dadurch ein größeres $E - P_z$ erzeugen. Der zweite Anteil von SM-Ereignissen, die nach dem Schnitt in Σ_{miss} noch übrig bleiben, sind Ereignisse mit kleinem $E - P_z$. In diese Klasse fallen vor allem auch die Photoproduktionsereignisse. Da sie eine ähnliche Verteilung in P_t^{miss}haben, wie DIS-Ereignisse (verursacht durch die gleichen Effekte: Akzeptanzverlust bei der Messung des Protonrestes und detektorbedingte Meßfehler), können sie durch einen Schnitt im fehlenden Transversalimpuls entfernt werden.

Für SUSY-Ereignisse ist das im Abschnitt 7.1.3 beschriebene, für SM-Prozesse festgelegte Verhalten der drei Variablen

$$P_t^e, \ P_t^h, \ \phi_h$$

durch die Abstrahlung je eines undetektierbaren LSP's durch die Sfermionen gestört und man erhält drei näherungsweise unabhängige Variablen. Aus diesen 3 Variablen sollen nun möglichst geschickt drei Analysevariablen zur SUSY-Suche extrahiert werden. Man transformiert am besten auf 2 Variablen zur Kennzeichnung der transversalen Energie-Impuls-"Verletzung"

$$P_{t,miss}^{||e^+} \text{und } P_{t,miss}^{\perp e^+}$$

und eine Winkelvariable, die transversale Akolinearität

$$\Delta\phi(e, had) = |\phi_e - \phi_{had}|$$

Das für DIS-Ereignisse angebene Verhalten von $P_{t,miss}^{||e^+}$und $P_{t,miss}^{\perp e^+}$gilt nicht für SUSY-Ereignisse. Die im Ruhesystem der Sfermionen isotrope Abstrahlung der LSP's verbindet die fehlenden Impulse miteinander. Da die erzeugten LSP's schwer sind und Energie- und Impuls wegtragen, ist das erzeugte $P_{t,miss}^{||e^+}$und $P_{t,miss}^{\perp e^+}$viel größer als bei DIS-Ereignissen und beide Variablen sind ungefähr mit der gleichen Breite verteilt.

Um die SUSY-Ereignisse anzureichern, wäre es nun nicht geschickt, nur in P_t^{miss}zu schneiden. Die Tatsache, das SM-Ereignisse im Gegensatz zu SUSY-Ereignissen große $P_{t,miss}^{||e^+}$und kleine $P_{t,miss}^{\perp e^+}$haben, bliebe unberücksichtigt. Deshalb wird aus den beiden Größen eine diese Signatur ausnutzende Größe konstruiert, das normierte P_t^{miss}:

$$P_{t,miss}^{norm} \ = \sqrt{(\frac{P_{t,miss}^{||e^+}}{\sigma_{P_{t,miss}^{||e^+}}})^2 + (\frac{P_{t,miss}^{\perp e^+}}{\sigma_{P_{t,miss}^{\perp e^+}}})^2}$$

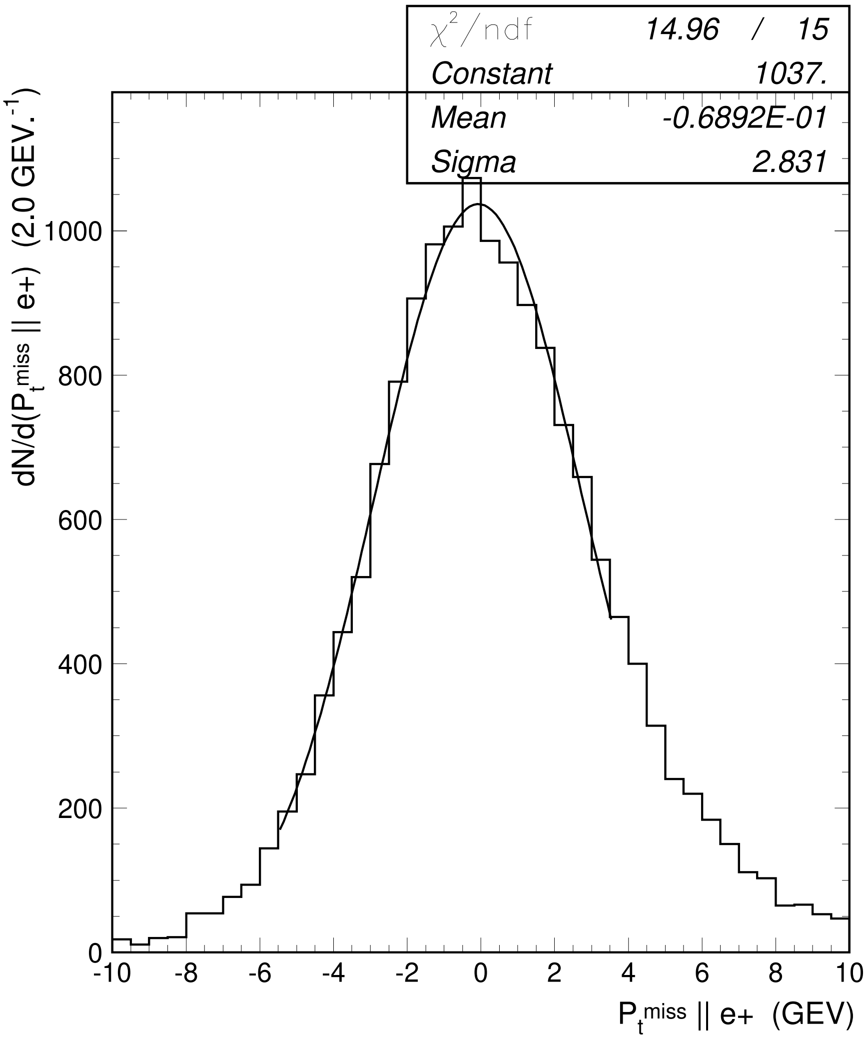

Abbildung 7.11: *Django-MC: Bestimmung der Breite der $P_{t,miss}^{||e^+}$-Verteilung mit dem eingezeichneten Gaußfit.*

Diese Variable gewichtet Abweichungen in $P_{t,miss}^{||e^+}$und $P_{t,miss}^{\perp e^+}$gleich stark und mißt diese in Einheiten von Standardabweichungen. In den Abbildungen 7.11 und 7.12 sind die Verteilungen für die P_t^{miss}-Komponenten zu sehen, an die jeweils im zentralen Bereich eine Gaußkurve gefittet wurde. Die Breite dieser Gaußkurven führen dann zu folgenden, für die Analyse benutzten Werten:

$$\sigma_{P_{t,miss}^{||e^+}} = 2.85\ GeV$$
$$\sigma_{P_{t,miss}^{\perp e^+}} = 1.25\ GeV$$

In Figur 7.13 ist die Verteilung von $P_{t,miss}^{norm}$ gezeigt, wieder ist der starke Unterschied zwischen SUSY- und SM-Prozessen erkennbar. Für diese Analyse wird ein Schnitt von

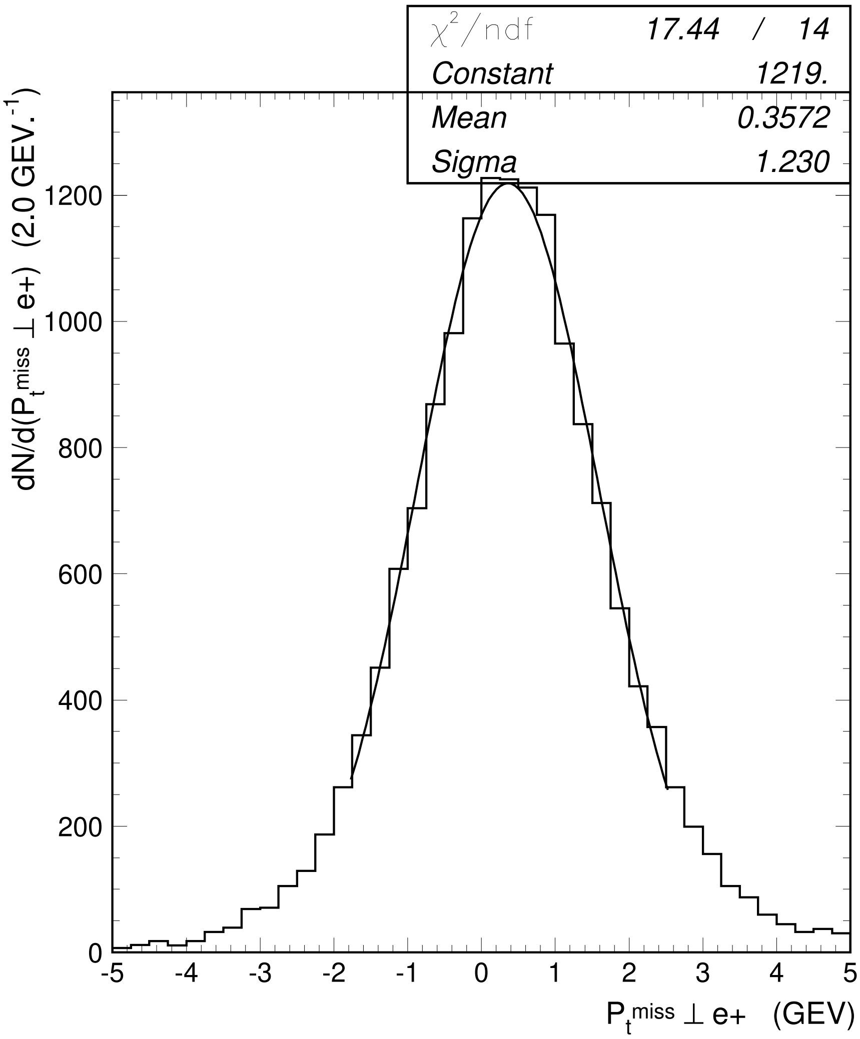

Abbildung 7.12: *Django-MC: Bestimmung der Breite der $P_{t,miss}^{\perp e^+}$-Verteilung mit dem eingezeichneten Gaußfit.*

$$P_{t,miss}^{norm} > 3$$

festgelegt.

In Abbildung 7.14 ist die letzte Signaturvariable gezeigt, die transversale Akolinerität. Die starke transversale Kolinearität der SM-Ereignisse im Gegensatz zur flachen SUSY-Verteilung zeigt, wie gut diese Variable durch die oben beschriebene Unabhängigkeit von Elektron- und Hadronvariablen bei SUSY-Prozessen für die Anreicherung der SUSY-Ereignisse geeignet ist. Folgender Analyseschnitt wird festgelegt:

$$|\phi_e - \phi_{had}| < 170^\circ$$

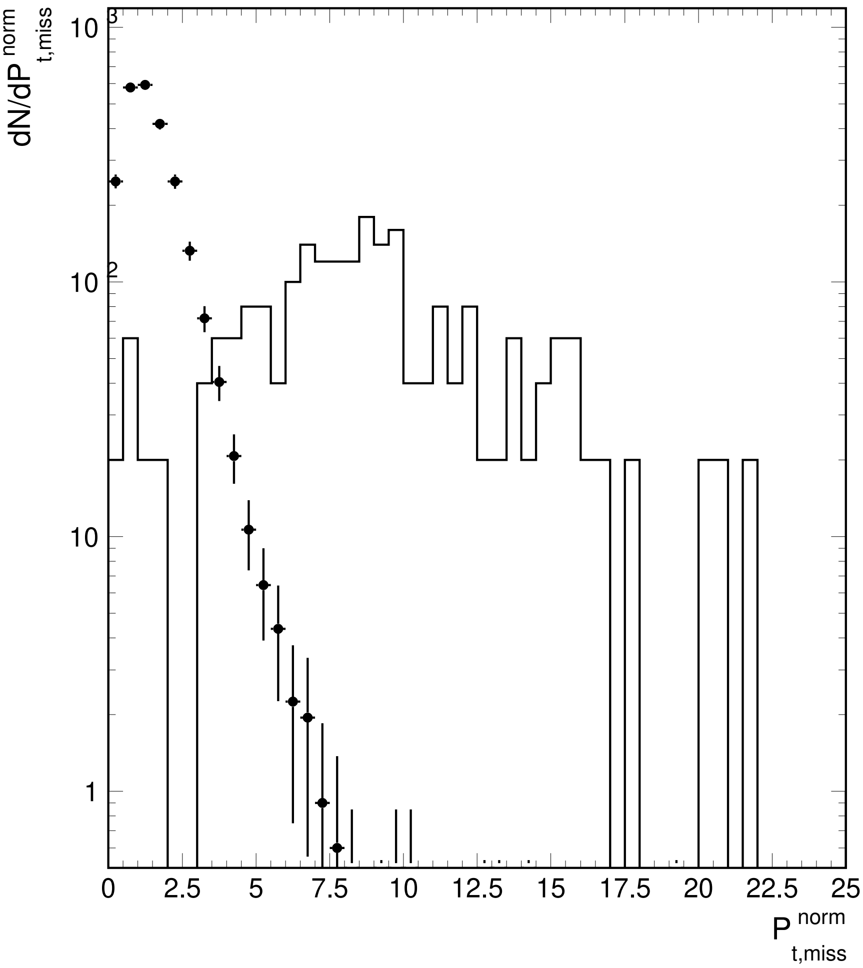

Abbildung 7.13: *Vergleich von SM-MC (Meßpunkte) und SUSY-MC (Histogramm): Variable $P_{t,miss}^{norm}$ nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

7.3.2 Zusammenfassung der Analyseschnitte

Im folgenden sind alle zur Suche nach supersymmetrischen Ereignissen gemachten Analyseschnitte aufgeführt:

- Ereignis stammt aus Strahlperiode 31.7.1994 bis 1.11.1994 und während der Strahlzeit gab es keine größeren Probleme mit dem Detektor.
- Hochspannung von CJC und LAr war an.
- Ereignisklasse 8.
- Ereignis wurde durch Suchprogramme nicht als Untergrundprozeß klassifiziert.

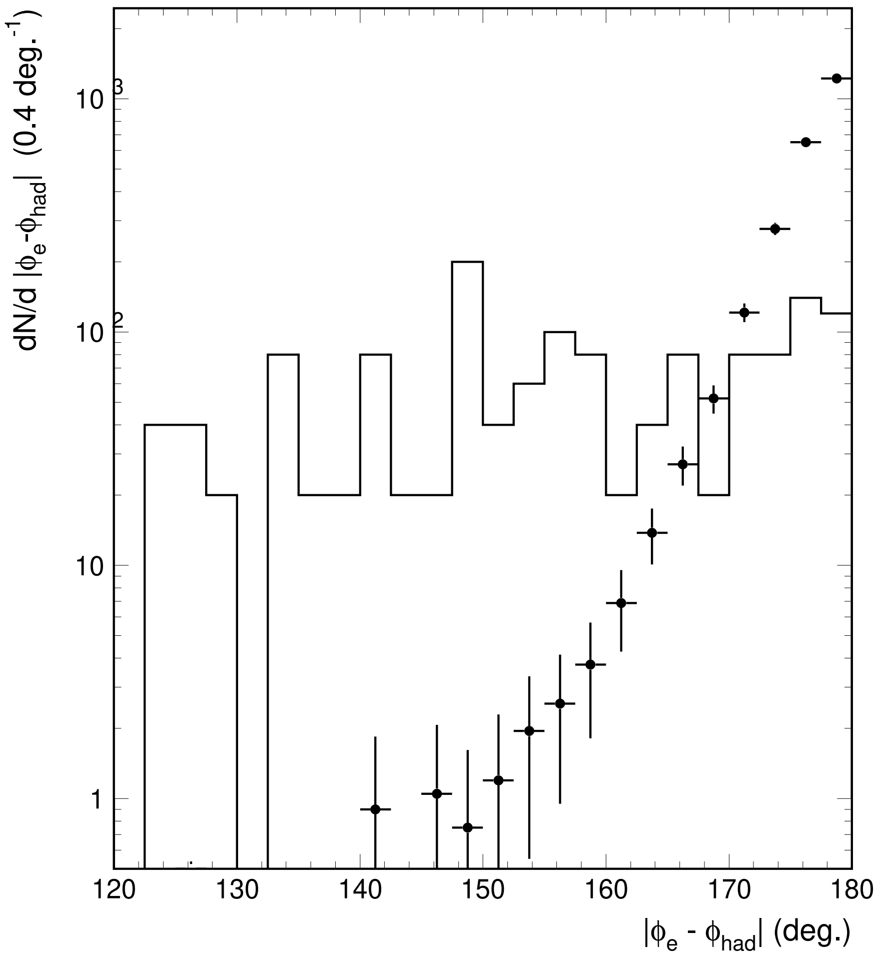

Abbildung 7.14: *Vergleich von SM-MC (Meßpunkte) und SUSY-MC (Histogramm): transversale Akolinearität nach Anwendung der Datenselektionsschnitte.*

- Das Ereignis wurde durch den Subtrigger st75 getriggert.
- Es wurde ein Vertex mit $|z_{vtx} - 3,5\ cm| < 35\ cm$ gemessen.
- Der Spurkammerereigniszeitpunkt lag relativ zur HERA-Zeit im Zeitfenster $|T_0 + t_{vtx}| < 5\ ns$.
- $E_{BEMC}\ <\ 5\ GeV$
- Anzahl der mit dem Elektronsucher gefundenen Elektronen $N_e = 1$
- $Prob(\chi_e^2) > 0.02$
- $Q_e^2\ >\ 100\ GeV^2$

- $E_e > 10\ GeV$
- $P_t^e > 6\ GeV$
- $17^\circ\ <\ \theta_e\ <\ 140^\circ$
- z-Spalt-Schnitt: $|\ z_e\ -\ 23\ cm\ |\ >\ 4.5\ cm$
- $\theta_{had}\ >\ 6^\circ$
- $E_{\gamma-Tagger} < 2\ GeV$
- $E_{e-Tagger} < 2\ GeV$
- $\Sigma_{miss} > 22\ GeV$
- $E - P_z\ < 40\ GeV$
- $P_{t,miss}^{norm}\ > 3$
- $|\phi_e - \phi_{had}| < 170^\circ$

7.4 Ergebnis der Analyse

Um zu zeigen, daß die gemachten Schnitte verstanden werden, sind in den Abbildungen 7.15 und 7.16 die Verteilungen für die transversale Akolinearität und Σ_{miss} nach dem Schnitt auf $P_{t,miss}^{norm}$ gezeigt. Gleichzeitig sind in beiden Verteilungen die Daten (Meßpunkte) mit eingetragen. Man erkennt aus der relativen Normierung, daß der Schnitt die MC-Ereignisse stärker als die Datenereignisse reduziert hat, d.h. die Datenereignisse haben im Durchschnitt ein höheres P_t^{miss}. Dies erklärt sich entweder durch nicht ausreichend simulierte Detektoreffekte (Rauschen, tote Zellen, Fehler in der hadronischen Schauersimulation und nicht perfekte Simulation von Elektronschauern in Spalten) oder der Möglichkeit der Überlagerung eines DIS-Ereignisses mit einem myonischen Untergrundprozeß oder der reinen Messung eines Untergrundereignisses. Die Daten haben auch eine etwas höhere transversale Akolinearität.

Die Form der Verteilungen wird jedoch auch noch nach diesem Schnitt gut verstanden, und es kann davon ausgegangen werden, daß auch eine Messung des SUSY-P_t^{miss}eher zu groß als zu klein wäre, d.h. hierdurch wird die Nachweiseffizienz nicht verkleinert.

Nach Anwendung aller Schnitte kommt man zu folgendem Ergebnis:

- In den Daten verbleibt keine Ereignis.
- Im Django-MC verbleiben 2 Ereignisse, was nach Skalierung mit der höheren Luminosität 0.3 erwartete Ereignisse ergibt.

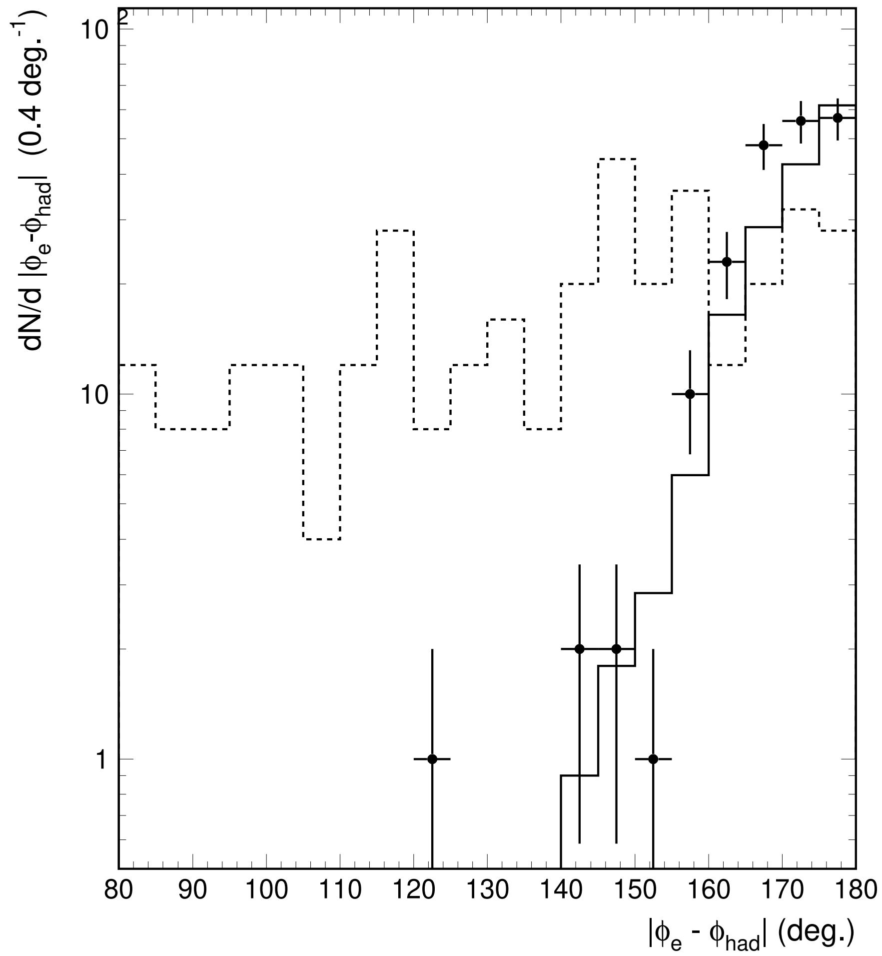

Abbildung 7.15: *Vergleich von SM-MC (Meßpunkte) und SUSY-MC (Histogramm): transversale Akolinearität nach Anwendung der Datenselektionsschnitte und dem Schnitt auf die Variable* $P_{t,miss}^{norm}$.

7.5 Diskussion anderer Analyseschnitte

Folgende weitere Analyseschnitte wurden ausprobiert, brachten aber keine Steigerung der Nachweiseffizienz.

In [17] wurde der Vorschlag gemacht, auf $\Delta y = y_{jb} - y_e$ zu schneiden. Dies ist jedoch dem hier gemachten $E - P_z$ -Schnitt äquivalent.

Auf ein kleines gemessenes x_e zu schneiden, verwirft nur wenige SM-Ereignisse, da diese im wesentlichen bei kleinen x stattfinden.

Ein Schnitt in $E_t + P_t^{miss}$ ist für diese Analyse nicht zu empfehlen, da durch die Abstrahlung der χ_1^0das im Detektor gemessene E_t sehr niedrig sein kann.

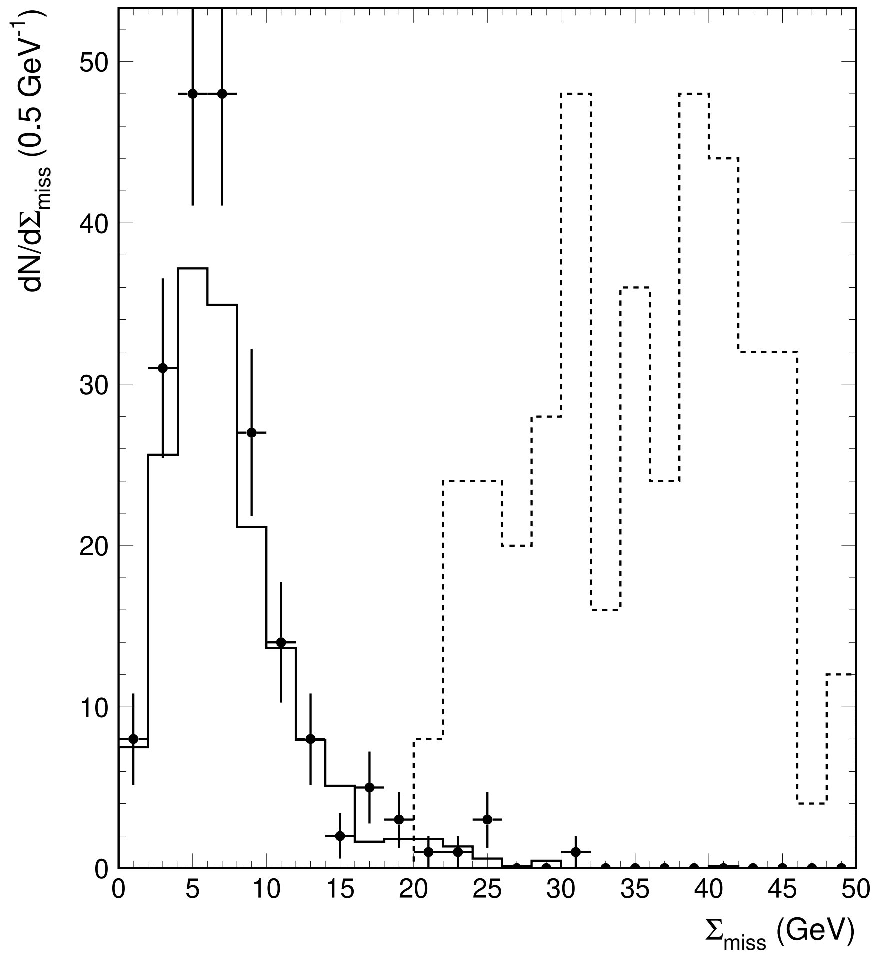

Abbildung 7.16: *Vergleich von SM-MC (Meßpunkte) und SUSY-MC (Histogramm): Σ_{miss} nach Anwendung der Datenselektionsschnitte und dem Schnitt auf die Variable $P_{t,miss}^{norm}$.*

Gegenüber P_t^{miss}ist $P_{t,miss}^{norm}$ eine bessere Variable, da sie der Tatsache gerecht wird, daß für SUSY-Prozesse $P_{t,miss}^{\perp e^+}$mit der gleichen Breite wie $P_{t,miss}^{\| e^+}$verteilt ist.

Man könnte eine Obergrenze für die transversale Energie von Elektron und hadronsichem System festlegen. Diese ist aber für nicht zu hohe χ_1^0-Massen nur unwesentlichen geringer als die in SM-Ereignissen maximal erreichbare Energie und es ist gibt durchaus Ereignisse in den SUSY-MC mit hohem P_t^e oder P_t^h. Um auch auf SUSY-Ereignisse aus Modellen mit großen Differenzen von $M_{\tilde{e}} - M_{\chi_1^0}$ und $M_{\tilde{q}} - M_{\chi_1^0}$ sensitiv zu sein, wurde auf diesen Schnitt verzichtet.

Analog dazu wurde auf die hadronische Masse geschnitten. Diese liegt für SUSY-Ereignisse wegen der χ_1^0-Abstrahlung etwas niedriger. Auch dieser Schnitt wurde nicht angewendet, da er um Effizienzverluste zu vermeiden nur bei relativ hohen Massen liegen kann und so keine gute Trennung von SM- und SUSY-Ereignissen durch diesen Schnitt erreicht wird.

Anstelle auf θ_{had} zu schneiden, könnte man auf den aus dem hadronischen System nach der Methode von Jacket-Blondel rekonstruierten Winkel des Quarks θ_{jb} schneiden. Dieser Winkel gibt auf Grund seiner Unempfindlichkeit auf den Protonrest eine bessere Auskunft über den Winkel des Partonjets. Hat das gemessene hadronische System aber nur weniger Transversalimpuls (Jet in der Strahlröhre oder SUSY-Ereignis), so ist dieser Winkel nicht mehr gut definiert und hat mit der Jet-Richtung nichts mehr gemeinsam. Er zeigt dann in eine beliebige Richtung. Aus diesem Grunde wird auf θ_{had} geschnitten, der in einem solchen Falle vom Protonrest beeinflußt wird.

Aus dem Elektron kann man unter Benutzung des SM die Richtung des gestreuten Quarks θ_q^e vorhersagen. Durch Vergleich mit der gemessenen Richtung des hadronischem Systems lassen sich dann die Ereignisse heraussuchen, bei denen die Richtung des hadronischen Systems nicht gut vorhergesagt wurde. Solches müßten dann SUSY-Ereignisse sein. Dieser Schnitt ist aber mit dem $E - P_z$ -Schnitt redundant.

Weiterhin wurde noch als Variable der azimuthale Winkel zwischen P_t^{miss}und der Elektronrichtung untersucht. Dies ist jedoch für kleine P_t^{miss}keine gut definierte Größe, da der Winkel dann in jede Richtung mit gleicher Wahrscheinlichkeit zeigt. Deshalb wurde in dieser Analyse ersatzweise die transversale Akolinearität zwischen Elektron und hadronischem System benutzt.

Eine andere Wahl der Lage der Schnitte bringt keine Verbesserung der Effizienz. Man kann zwar die Effizienz für bestimmte SUSY-Parameter optimieren, sie liegt dann aber für die anderen SUSY-Parameter im Mittel um 5% niedriger.

7.6 MSSM-Nachweiseffizienz

Insgesamt wurden 28 SUSY-MC's mit unterschiedlichen Parametern M_1, M_2, $M_{\tilde{q}}$ und $M_{\tilde{e}}$ generiert und simuliert. Für alle SUSY-MCs ist $\mu = -200\ GeV$, $\tan\beta = 1$ und $M_{\tilde{g}} = 100\ GeV$. Für die Nachweiseffizienz spielt die Wahl dieser Parameter nur indirekt eine Rolle, denn sie hängt im Gegensatz zum Wirkungsquerschnitt nicht direkt von M_1, M_2 μ und $\tan\beta$ ab. Diese Parameter sind nicht die Observsablen eines SUSY-Ereignisses, sondern legen die Masse des χ_1^0fest. Die Nachweiseffizienz für SUSY-Ereignisse hängt deshalb nur von den drei in die Kinematik des Ereignisses eingehenden Variablen $M_{\tilde{q}}$, $M_{\tilde{e}}$ und $M_{\chi_1^0}$ ab. Die Nachweiseffizienz wird aus der Anzahle der SUSY-MC-Ereignisse, die nach der Anwendung aller Analyseschnitte verbleiben, wie folgt berechnet:

$$\epsilon = \frac{N_s}{N} * 0,98$$

Der Korrekturfaktor 0,98 berücksichtigt die Effizienzen des LAr-Triggers und der Untergrundsuchprogramme. In Tabelle 7.2 sind Nachweiseffizienzen ϵ für supersymmetrische Reaktionen bei HERA für die verschiedenen SUSY-MC's eingetragen. Die Analyseschnitte beruhen auf dem sowohl auf der Elektron- wie auf der Hadronseite fehlenden Energie-Impulsvektor, der durch die Abstrahlung der χ_1^0hervorgerufen wird. Die Größe des von den LSPs weggetragenen 4-Impulses

SUSY-MC-Nr.	# gen. Ereign.	M_1	M_2	$M_{\tilde{q}}$	$M_{\tilde{e}}$	$M_{\chi_1^0}$	ϵ	δ_ϵ
		GeV	GeV	GeV	GeV	GeV	%	%
21	245	21	42	50	50	24,3	47,6	4,4
22	250	30	59	50	50	34,0	36,6	3,8
23	250	35	68	50	50	39,2	24,7	3,1
24	250	40	78	50	50	44,4	5,5	1,5
25	250	35	68	55	55	39,2	41,2	4,1
26	242	35	68	60	60	39,2	43,7	4,3
27	250	35	68	60	50	39,2	36,5	3,8
28	245	35	68	70	50	39,2	40,4	4,1
29	250	35	68	50	60	39,2	35,6	3,8
30	250	35	68	50	70	39,2	40,0	4,0
31	250	40	78	55	55	44,4	20,8	2,9
32	250	45	78	55	55	49,1	6,7	1,6
41	297	30	59	60	60	34,0	50,1	4,2
42	297	40	78	60	60	44,4	36,9	3,6
43	297	45	84	60	60	49,5	22,1	2,8
44	297	50	84	60	60	54,1	5,5	1,5
45	297	21	42	65	65	24,3	48,1	4,1
46	297	30	59	65	65	34,0	50,7	4,2
47	297	40	78	65	65	44,4	46,5	4,0
48	297	50	84	65	65	54,1	24,0	2,9
49	297	30	59	70	50	34,0	47,5	4,1
50	297	40	78	70	50	44,4	15,4	2,4
51	297	45	84	70	50	49,5	0,0	0,0
52	297	30	59	50	70	34,0	41,8	3,8
53	297	40	78	50	70	44,4	24,3	2,9
54	297	45	84	50	70	49,5	4,9	1,5
55	297	21	42	80	50	24,3	50,4	4,2
56	297	30	59	80	50	34,0	49,4	4,1

Tabelle 7.2: *Parameter der generierten 28 SUSY-Monte Carlos und die nach Anwendung aller Analyseschnitte ermittelte SUSY-Nachweiseffizienz ϵ, sowie ihr statistischer Fehler.*

hängt von der Massendifferenz $M_{\tilde{e}} - M_{\chi_1^0}$ bzw. $M_{\tilde{q}} - M_{\chi_1^0}$ ab, genauso auch der noch von Elektron und hadronischem System getragene Transversalimpuls. Ist nun auf einer der beiden Seiten des Endzustandes die Massendifferenz klein, so hat auch der im Detektor gemessene Endzustand dieser Seite nur sehr wenig Energie/Transversalimpuls. Dadurch erwartet man jeweils für eine kleiner werdende Massendifferenz in einem der Endzustandskanäle eine geringere Effizienz, da entweder das Elektron oder hadronische Endzustand nicht mehr gemessen wird und das Ereignis so die Schnitte nicht mehr passiert. Die Nachweiseffizienz wird deshalb als Funktion von

$$D = \sqrt{(M_{\tilde{q}} - M_{\chi_1^0}) * (M_{\tilde{e}} - M_{\chi_1^0})}$$

parametrisiert (Abbildung 7.17), so daß die Massendifferenzen jeweils getrennt die Effizienz beeinflussen. Deutlich ist das genannte Schwellenverhalten zu sehen. Erst bei einer gemittelten

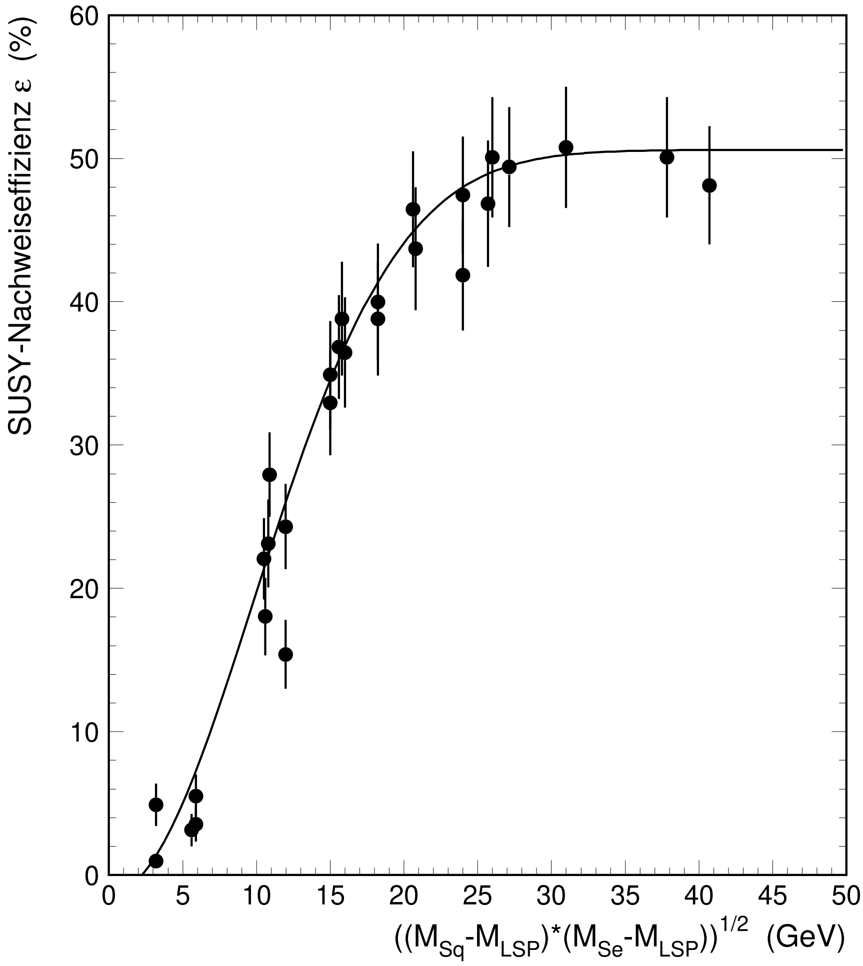

Abbildung 7.17: *SUSY-Nachweiseffizienz ϵ für die 28 SUSY-MC (Meßpunkte) und gefittete Effizienzfunktion $\epsilon(D)$ als Funktion von D.*

Massendifferenz von 25 GeV wird die maximale Nachweiseffizienz von 50,6% erreicht.

Für Fälle, in denen die χ_1^0-Masse gegen Null geht, d.h. die Massendifferenzen maximal werden, geht relativ am meisten Energie und Impuls in Elektron und hadronisches System. Durch die transversale Isotropie und Unabhängigkeit von Selektron- und Squarkzerfall ist dann P_t^{miss}am größten. Gleichzeitig ist auch $E - P_z$ am größten, das vorwiegend von der in diesem Fall großen gemessenen Elektronenergie abhängt. Damit in solchen Fällen die Effizienz nicht wieder sinkt, wurde bei einem relativ großen $E - P_z$ geschnitten und die Größe Σ_{miss} konstruiert. Diese bleibt in etwa bei dem selben Wert, da sich die Effekte von steigendem P_t^{miss}und sinkender Differenz $55\ GeV - (E - P_z\ )$ für große Massendifferenzen kompensieren.

Auf Grund der Abhängigkeit der Effizienz vom quadratischen Mittel der Massendifferenzen kann folgende empirische Effizienzfunktion

$$\epsilon(D) = 50.6\% * \left(1 - \exp^{-\frac{0.0056}{GeV^2}(D^2 - 5GeV^2)}\right)$$

an die Meßpunkte gefittet werden. Die mit dieser Effizienzfunktion bestimmte Nachweiseffizienz für SUSY-Ereignisse in Abhängigkeit der Observablen $M_{\tilde{q}}$, $M_{\tilde{e}}$ und $M_{\chi_1^0}$ wird im folgenden zur Berechnung von Ausschließungsgrenzen für SUSY-Modelle verwendet.

Kapitel 8

Grenzen auf die Parameter des MSSM-Modells

8.1 Ausschließungsgrenzen im SUSY-Parameterraum

Gemäß dem in [23] erklärten Verfahren läßt sich allgemein eine obere Grenze auf das Signal μ_s für eine bestimmte Vertrauensgrenze C.L. (engl.:"confidence level") bestimmen, wenn der Mittelwert des Untergrundes μ_B bekannt ist und eine Anzahl n_0 Ereignisse beobachtet wurden.

$$C.L. = 1 - \frac{e^{-(\mu_B+N_0)} \Sigma_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B+N_0)^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \Sigma_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!}}$$

Für beliebige Wiederholungen des Experimentes ist dann $\mu_s < N_0$ mit C.L. % Wahrscheinlichkeit. Bei einer angenommenen Vertrauensgrenze $C.L. = 95\%$ erhält man für die Null beobachteten Ereignisse eine obere Grenze $N_0 = 3$.

Eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für den gesuchten Kanal erhält man aus:

$$\sigma_0 * Br = \frac{N_0}{\mathcal{L} * \epsilon}$$

$\mathcal{L} = 2,79\ pb^{-1}$ ist die während der Strahlperiode von H1 registrierte integrierte Luminosität.

Der Wirkungsquerschnitt für die Selektron-Squark-Produktion ist in sehr guter Näherung (besser als 0.3%) eine Funktion von $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$. Für die Effizienzfunktion $\epsilon(D)$ (siehe Kapitel 7.6) kann für den betrachteten Bereich des Parameterraumes ($M_{\tilde{e}} \approx M_{\tilde{q}}$) in sehr guter Näherung (besser als 1%) $M_{\tilde{e}} = M_{\tilde{q}}$ angenommen werden. Da das Verzweigungsverhältnis nur eine Funktion der Parameter $\tan\beta, M_2$ und μ ist, ergeben sich folgende funktionale Abhängigkeiten:

$$\sigma = \sigma(\tan\beta, M_2, \mu, M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})$$

$$Br = Br(\tan\beta, M_2, \mu)$$

$$\epsilon = \epsilon(\tan\beta, M_2, \mu, M_{\tilde{e}})$$

Ausgehend von der obigen Gleichung werden die oberen Grenzen für 10000 Punkte aus den Teilen des folgenden Parameterraumes,

$$\tan\beta = 1\dots 20$$

$$M_2 = 0\dots 200GeV$$
$$M_1 = \frac{5}{3}\tan{\theta_W}^2 = 0\dots 99,6GeV$$
$$\mu = -300\dots 300GeV$$
$$M_{\tilde{q}} = 45\dots 70GeV$$
$$M_{\tilde{e}} = 45\dots 70GeV$$

die noch nicht von Messungen bei LEP ausgeschlossen wurden, unter Verwendung der von den Parametern abhängigen Effizienzfunktion $\epsilon(D)$ berechnet. Es wird angenommen, daß die obere Grenze genau dann einen supersymmetrischen Parametersatz ausschließt, wenn sie kleiner als der entsprechende Produktionsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis ist. Der Fehler auf diese Grenze wird gemäß [23] behandelt und ist durch die kleinen systematischen Unsicherheiten der Effizienz, der Luminositätsmessung und der Unsicherheit in der Wahl der Quarkdichtefunktionen (3%, 3% und 5%), die als gaußisch und unabhängig betrachtet werden können, etwa 2 GeV auf die abgeleiteten Massengrenzen in M_2.

Die aus der Nichtbeobachtung eines supersymmetrischen Ereignisses gewonnenen 95% C.L.-Ausschließungsgrenzen auf die Parameter μ und M_2 des MSSM sind in Abbildung 8.1 für $\tan\beta = 1$ und $\tan\beta = 2$ dargestellt. Die dicke durchgezogene Linie ist die obere Grenze für eine feste Masse von $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ =100 GeV und die gestrichelte Linie die für $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ =106 GeV.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e + q \to e + q + \chi_1^0 + \chi_1^0$ ist für kleine $\tan\beta$ und negative μ am größten und macht so einen neuen Teil des MSSM-Parameterraumes zugänglich. Für $\tan\beta > 3$ und $\mu > 0$ können keine neuen Bereiche des Parameterraumes ausgeschlossen werden. Die Ausschließungsgrenzen verschwinden schnell auf Grund des abfallenden Wirkungsquerschnittes, wenn $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ größer als 106 GeV wird.

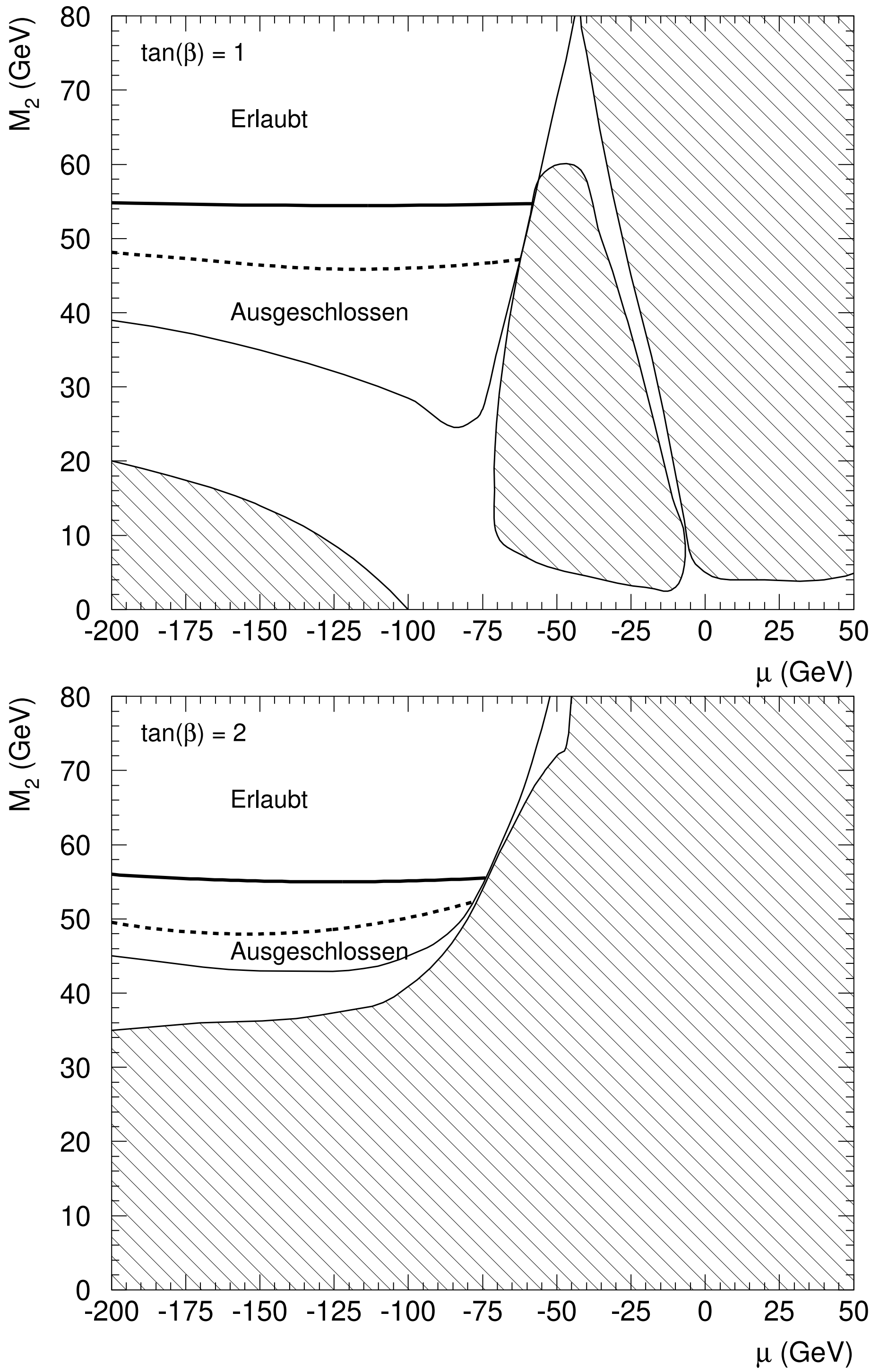

Abbildung 8.1: *Ausschließungsgrenzen für die Parameter M_2 und μ mit 95 % Konfidenz bei* $\tan\beta = 1$ *und* $\tan\beta = 2$. *Die dicke Linie zeigt die in dieser Analyse gewonnene Grenze für* $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 100$ *GeV, die gestrichelte Linie diejenige für* $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 106$ *GeV. Der schraffierte Bereich ist von den LEP-Experimenten bereits ausgeschlossen. Die dünne Linie zeigt den Parameterbereich, der den Zerfall von* Z^0 *in supersymmetrische Teilchen zuläßt.*

8.2 Vergleich mit anderen Experimenten

In die Abbildungen der Ausschließungsgrenzen sind schraffiert die Grenzen aus Messungen des L3-Experimentes [24] eingezeichnet. Die dünne durchgezogene Linie gibt den für dieses Experiment überhaupt kinematisch zugänglichen Bereich des Parameterraumes an. Die Grenzen stammen aus einer Selektion von $1,8*10^6$ hadronischen Z_0-Zerfällen, die in den Jahren 1991-1993 gesammelt wurden. Gesucht wurde dabei nach Neutralinos, die über die Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0$$

entstehen, mit einem anschließenden Zerfall des χ_2^0 via

$$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 Z^* \rightarrow \chi_1^0 f\bar{f}$$

oder

$$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\gamma.$$

Die Signatur ist dann fehlende Energie durch die undetektierten LSPs und ein oder zwei Photonen, zwei oder vier akolineare und akoplanare Leptonen, oder ein bis vier hadronische Jets von den primären Quarks. Das Selektron wurde hier schwerer als 45 GeV angenommen. Es wurde kein Überschuß gegenüber den SM-Prognosen gefunden. Zusätzlich wurde die genaue Vermessung der Z_0-Linienbreite:

$$\Delta\Gamma_Z < 23,1 MeV \, (95\% C.L.)$$

$$\Delta\Gamma_{inv} < 8,4 MeV \, (95\% C.L.)$$

verwendet, um den MSSM-Parameterraum weiter durch

$$\Delta\Gamma_Z = \Gamma(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0) + \Gamma(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_2^0) + \Gamma(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_3^0) + \\ \Gamma(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_4^0) + \Gamma(Z \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0) + \Gamma(Z \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$$

$$\Delta\Gamma_{inv} = \Gamma(Z \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0)$$

einzuschränken.

Durch die bei LEP nicht beobachtete Produktion von Selektron oder Squarkpaaren kann außerdem eine untere Grenze auf $M_{\tilde{e}}$ und $M_{\tilde{q}}$ von jeweils 45 GeV ermittelt werden. Modelle mit niedrigeren Sfermionmassen wurden deshalb bei der Suche nach Supersymmetrie bei HERA nicht weiter berücksichtigt.

Die CDF [25] und D0 [26] Kollaboration haben ebenfalls Grenzen auf die Masse der Squarks ermittelt. Diese hängen jedoch stark von der Gluinomasse. Für das hier untersuchte MSSM-Modell könnten die Grenzen nur unter Annahme einer Relation zwischen dem die Gluino-Masse bestimmenden Parameter M_3 und M_2 verglichen werden. Eine solche Relation ergibt sich aber nur, wenn man zusätzlich zum MSSM ein GUT-Modell annimmt. Zusätzlich leiten D0 und CDF die von ihnen ermittelten Massengrenzen nur für ganz spezielle Punkte in μ (-250GeV , -400GeV) und $\tan\beta$ (2 , 4) ab. Die Ergebnisse werden deshalb hier nicht verglichen, sondern können als komplimentär betrachtet werden.

Unterhalb einer Masse $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ =106 GeV konnten neue Grenzen im SUSY-Parameterraum festgelegt werden. Abhängig von M_2, μ und $\tan\beta$ können Massen von 45-53 GeV für Selektron und Squark ausgeschlossen werden, wodurch bisher existierende Grenzen von LEP und SLC verbessert werden können. Durch Ausnutzung einer neuen Analsyetechnik und Öffnung eines bisher nicht untersuchten supersymmetrischen Reaktionskanals konnte ein komplementärer Beitrag zur Suche nach niederenergetischer Supersymmetrie geleistet werden.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser ersten Suche nach minimaler Supersymmetrie bei HERA wurde nach Ereignissen des Typs

$$e + p \to e + q + \chi_1^0 + \chi_1^0 + X$$

gesucht. Die nicht nachweisbaren χ_1^0 sowie die Unabhängigkeit der beiden Zerfälle konnten hierbei genutzt werden, um diese Ereignisse von dem entsprechenden Konkurenzprozeß im Standardmodell

$$e + p \to e + q + X$$

zu trennen. Als besonders erfolgreich erwiesen sich hierbei die Akoplanarität in der transversalen Ebene zwischen Elektron und Jet, sowie ein korrelierter Schnitt in den Größen fehlender Transversalimpuls und fehlender Longitudinalimpuls. In den Daten des Jahres 1994 mit einer integrierter Luminosität $L = 2,7pb^{-1}$ verblieb nach diesen Schnitten kein Ereignis als Kandidat für den gesuchten Prozeß, bei einem vorhergesagten Untergrund von 0,3 Ereignissen. Die verbleibende Nachweiseffizienz wurde aus einer MC-Simulation bestimmt und hängt im wesentlichen von der Massendifferenz zwischen Selektron, Squark und χ_1^0ab, da diese sich direkt im mindestens verfügbaren Impuls von Elektron und Quarkjet niederschlägt. Sie ergibt sich zu ca. 50% für Massendifferenzen größer 20 GeV und fällt bei kleineren Werten linear zu Null hin ab. Damit läßt sich eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt dieser supersymetrischen Reaktion von ca. 2 pb^{-1} bei den größten Massendifferenzen ableiten.

Zur Interpretation dieses Ergebnisses wurden die Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes von den grundlegenden freien Parametern des MSSM untersucht. Am wichtigsten ist die Abhängigkeit von $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$, da für Erzeugung dieser schweren Teilchen das einlaufende Quark einen minimalen Impulsbruchteil $x = \frac{(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}}\ )^2}{s}$ besitzten muß. Des weiteren hängen Kopplungen und Massen der ausgetauschten Neutralinos an Fermionen von den Parametern $\tan\beta$, μ und M_2 ab. Alle anderen Parameter des MSSM spielen hier eine untergeordnete Rolle. Im so definierten 5-dimensionalen Parameterraum wurden nur Bereiche betrachtet, die nicht bereits durch andere Experimente ausgeschlossen wurden. Insbesondere wurde verlangt, daß $M_{\tilde{e}} > 45GeV$, $M_{\tilde{q}} > 45GeV$, und daß sich keine neuen Zerfallsmöglichkeiten für das Z_0-Boson in Neutralinos ergeben, wie sie von den Experimenten am LEP beobachtbar wären.

Damit schließt die hier vorgestellte Arbeit Selektronen und Squarks mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} < 100 GeV \;\; (106 GeV)$ für alle Werte mit $\tan\beta = 1$ und $M_2 < 54 GeV \;\; (46 GeV)$ aus. Für $\tan\beta = 2$ ergibt sich analog $M_2 < 55 GeV \;\; (48 GeV)$.

Unsicherheiten dieser Werte ergeben sich aus den Fehlern der Luminositätsmessung, der Nachweiseffizienz und der Quarkdichtenverteilung im Proton und summieren sich zu 2 GeV für die Grenze in M_2.

Die hier ausgeschlossenen Bereiche konnten bisher von keinem anderen Experiment getestet werden, und sind insbesondere nicht abhängig von der Gluinomasse, wie die Ergebnisse des CDF und D0 Experimentes am $p\bar{p}$ Beschleuniger Tevatron.

Literaturverzeichnis

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

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

[3] O.Nachtmann „Elementarteilchenphysik“, Vieweg, Wiesbaden, (1986)

[4] U.Baur, J.Vermaseren, D.Zeppenfeld, „ Elektroweak Vector Boson Produktion in high Energy eP Collision “, **Nucl. Phys. B375** , (1992) 3-44

[5] M.Böhm, A.Rosado, „Deep Inelastic Production o Charged Vector Bosons at HERA Energies“, Z.Phys, C39 (1988)

[6] „The Monte Carlo Generator DJANGO 6 “ , G.A.Schuler ,H. Spiesberger, K.Charchula, DESY (1995) -unpublished-

[7] Howard E. Haber, „Low-Energy Supersymmetry: Prospects and Challenges“, CERN-TH/95-249, Oktober (1995)

[8] H. P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1;
H. Haber and G. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75.

[9] H. Baer et. al., FSU-HEP-950401, HEP-PH-95-3479 (1995), and references therein.

[10] D.Ebert „Eichtheorien“, Kapitel 3.4, VCH-Verlagsgesellschaft, Weinheim (1989)

[11] U.Braun „Untersuchungen zum Nachweis von supersymmetrischen Reaktionen bei HERA“, PHD-Thesis, (1993), Aachen

[12] E.Perez, Private Kommunikation, 1995

[13] J. Bartels and W. Hollik, Z. Phys. 39 (1988) 433-441.

[14] H. Baer, F. Paige, S. Protopopescu and X. Tata, *Simulating Supersymmetry with ISAJET 7.0/ ISASUSY 7.11*, Proceedings of the workshop “Physics at Current Accelerators and Supercolliders”, eds. J. Hewett, A. White and D. Zeppenfeld, Argonne National Laboratory (1993).

[15] P. Schleper, *HERASUSY 1.0, A Generator for Supersymmetry*, unpublished

[16] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.

[17] R.J.Cashmore, et al. „Exotic phenomena in high energy ep collisions“, Physics Reports bf 122, No. 6 (1985), 275-386, Amsterdam

[18] T.Carli, T.Jansen, C.Kiesling, J.H.Köhne, H.Rick, K.Rueter „Performance of the H1 Lar Trigger in 1994“, DESY-H1 07/95-445 (1995)

[19] H1-Arbeitsgruppe Elektroschwache Physik, 1995

[20] O. Kaufmann: Diplomarbeit , Heidelberg (1995)

[21] Private Kommunikation mit P. Schleper, 1995

[22] E.Panaro, M.Krueger, M.Seidel „Calibration of the H1-Plug Calorimeter and comparison of Data with Monte Carlo Simulations“, DESY-H1 09/95-455 (1995)

[23] Particle Data Group, „Review of particle properties“, Physical Review D, Vol 45 No. 3, III.32, (Juni 1992)

[24] The L3 Collaboration, „Search for Neutralinos in Z Decays“, CERN-PPE/95-14, (Februar 1995), Submitted to Phys.Lett. B

[25] CDF Collaboration „ Searches for SUSY by CDF “, presented by Jay Hauser (1993), available on the CDF-WWW-Homepage

[26] The D0 Collaboration „Search for Squarks adn Gluinos in $p\bar{p}$ collisions at the D0-Detektor“ (July 1995), submitted to XVII International Symposium on Lepton-Photon Interactions (LP95),Beijing, China, 10-15, August, 1995, available on the D0-WWW-Homepage

Danksagung

Mein Dank für das Gelingen dieser Arbeit geht an:

- Prof. F.Eisele, für die Vergabe dieser spannenden Diplomarbeit.
- Peter Schleper, für seinen ansteckenden Enthusiasmus und die tolle Betreuung.
- Achim Braemer, für 1001 Computertricks und die bestmögliche Zusammenarbeit.
- Den Rest der Arbeitsgruppe, für das freundschaftliche Arbeitsklima.
- Die SIEMENS AG, für die Gewährung eines Firmenstipendiums.
- Meine Eltern, für die vielen Dinge, die ich ihnen zu verdanken habe und ihre Unterstützung meiner Interessen.

Mein besonderer Dank geht an Ute für ihre Liebe und ihr Verständnis.

Erklärung :

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

Heidelberg, den 19. Januar 1996

(S. Scharein)