

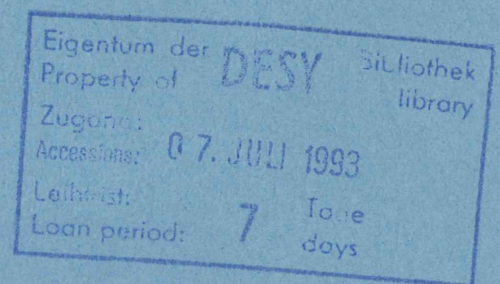
PITHA

93/08

Februar 1993

Untersuchungen zum Nachweis
supersymmetrischer Reaktionen
bei HERA

Ulrich Braun



III. PHYSIKALISCHES INSTITUT, RWTH AACHEN

PHYSIKALISCHE INSTITUTE

RWTH AACHEN

Sommerfeldstr.

51 AACHEN, GERMANY

Untersuchungen zum Nachweis supersymmetrischer Reaktionen bei HERA

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
– Fachbereich 1 –
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Ulrich Braun ✓
aus Düren

Referent: Privatdozent Dr. P. C. Bosetti
Koreferent: Universitätsprofessor Dr. G. Flügge

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Februar 1993



Abstract

Low-energy Super-symmetry is the only known theoretical framework which can naturally accommodate elementary Spin-0 particles like the Higgsboson and shows a symmetry-breaking at the Fermiscale. The simplest phenomenological model which implements this idea is the Minimal Super-symmetric Standard Model (MSSM).

In Electron-Proton Collisions at HERA energies the associated production of super-symmetric leptons and quarks is the most promising production mechanism. The cross-section depends not only on masses, but on the mixing in the gaugino sector, which is fixed by the model-parameters M_2 , μ and $\tan\beta$.

Complicated decay patterns, leading to multilepton and/or multi-jet final states, are possible and studied in detail. The kinematical properties of super-symmetric events are discussed and cuts for background reduction are presented.

In the mass range:

$$160 GeV \leq M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} \leq 180 GeV$$

is still a small window in the super-symmetric parameter-space open, which could be closed after 1 to 5 years of data taking, nominal Luminosity of $100 pb^{-1}$ assumed.

1. Introduction

2. Methodology

3. Results

4. Discussion

5. Conclusion

6. References

7. Appendix

8. Acknowledgements

9. Contact Information

10. Disclaimer

11. Glossary

12. Index

13. Bibliography

14. Appendix A

15. Appendix B

16. Appendix C

17. Appendix D

18. Appendix E

19. Appendix F

20. Appendix G

21. Appendix H

22. Appendix I

23. Appendix J

24. Appendix K

25. Appendix L

26. Appendix M

27. Appendix N

28. Appendix O

29. Appendix P

30. Appendix Q

31. Appendix R

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Motivation	5
2.1	Symmetrien in der Elementarteilchenphysik	5
2.2	Das Standardmodell	11
2.3	Die Supersymmetrie	15
3	Das minimale supersymmetrische Standardmodell	17
3.1	Die Parameter des MSSM	20
3.2	Experimentelle Grenzen auf MSSM Teilchenmassen und Parameter . . .	21
3.3	Die Neutralino und Chargino Mischung	23
4	Der Speicherring HERA und der H1-Detektor	30
4.1	Der Speicherring HERA	30
4.2	Der H1-Detektor	33
4.3	Der H1-Trigger	36
5	Die tiefinelastische eP-Wechselwirkung	37
5.1	Die Kinematik bei HERA	37
6	Die Erzeugung supersymmetrischer Ereignisse	42
6.1	Die assoziierte Produktion supersymmetrischer Teilchen	42
6.2	Andere supersymmetrische Produktionsprozesse	46
7	Der Zerfall supersymmetrischer Teilchen	49
7.1	Der Zerfall von skalaren Elektronen	49
7.2	Der Zerfall von skalaren Neutrinos	50
7.3	Der Zerfall von skalaren Quarks	50
7.4	Der Zerfall von Neutralinos und Charginos	51

8	Der Nachweis supersymmetrischer Ereignisse	57
8.1	Das Modell des H1-Detektors	58
8.2	Die Eigenschaften supersymmetrischer Ereignisse	58
8.3	Der Standardmodelluntergrund	67
8.4	Die Analyse simulierter Daten	70
8.4.1	Die Ereignisselektion	71
8.4.2	Die kinematischen Schnitte	75
8.5	Obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt	78
8.5.1	Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ	82
8.5.2	Fehlerrechnung	83
8.6	Ergebnisse und Diskussion	84
9	Zusammenfassung	88
A	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	91
B	Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse	94
C	Der NCS-Ereignisgenerator	107

1 Einleitung

Alle makroskopische Materie, die uns umgibt, ist aus kleinen Bausteinen zusammengesetzt. Der Grund, warum wir diese Bausteine nicht mit bloßem Auge sehen können, liegt am Sehprozess selbst. Man sieht z.B. die Buchstaben auf diesem Blatt Papier, weil Licht auf dieses Blatt fällt, gestreut wird und auf das Auge trifft. Sichtbares Licht hat eine Wellenlänge von $\approx 400\text{--}800\text{nm}$. Objekte, deren Abstand kleiner als diese Wellenlänge ist, können nicht mehr getrennt aufgelöst werden. Will man kleinere Strukturen sehen, so muß man die Wellenlänge (λ) des Lichtes verkleinern. Nach $E = \frac{h}{\lambda}$, mit dem Plankschen Wirkungsquantum h , ist dies gleichbedeutend mit einer Erhöhung der Energie (E) des Lichtes. Um die innere Struktur von Atomen aufzulösen, kann man nicht mehr Licht benutzen, da sich Lichtquanten nicht mit beliebig hoher Energie im Labor produzieren lassen.

E. Rutherford benutzte im Jahre 1909 bei seinen Streuversuchen an Goldatomen α -Teilchen (Heliumkerne). Zu seiner Theorie vom Aufbau des Atoms gelangte er durch die Tatsache, daß die meisten α -Teilchen ohne Ablenkung durch die Goldfolie hindurchflogen. Umso erstaunlicher war aber, daß einige der α -Teilchen um nahezu 180° zurückgestreut wurden. In der Nähe des Atomkerns mußten also sehr große Kräfte auftreten, da die damals stärksten Magnete α -Teilchen nur um wenige Grad ablenken konnten.

Mit fortschreitender technischer Entwicklung konnten immer hochenergetischere Teilchenstrahlen im Labor produziert, und damit immer kleinere Abstände aufgelöst werden. In den 30'er Jahren entdeckte man, daß der Atomkern eine innere Struktur aufweist und aus elektrisch positiv geladenen Protonen und neutralen Neutronen besteht. Proton und Neutron gehören zu der Teilchengruppe der Hadronen.

In den 50'er und 60'er Jahren dieses Jahrhunderts entdeckte man mehrere hundert neue Hadronen und deren angeregte Zustände. Dies war der erste Hinweis darauf, daß die Hadronen aus elementaren Bausteinen bestehen müssen. Ende der 60'er Jahre zeigten Streuexperimente mit Elektronen an Protonen am Stanford Linear Accelerator (SLAC) in Kalifornien, daß das Proton eine innere Struktur besitzt und daß diese Substruktur mit den von M. Gell-Mann[32] und G. Zweig[54] postulierten Quarks identifiziert werden kann.

Die Erkenntnis vom Aufbau der Materie zeigt in ihrer geschichtlichen Entwicklung einen interessanten Aspekt: Das Erkennen von Ordnungsschemata auf den verschiedenen Erkenntnisebenen und die Postulierung fehlender Teile.

Als D. Mendelejew im letzten Jahrhundert die Struktur des Periodensystems erkannte, konnte er die chemischen Eigenschaften noch nicht entdeckter Elemente voraussagen. Anfang der 60'er Jahre entwickelte M. Gell-Mann ein Ordnungsschema für den Aufbau der Hadronen, das als der „achtfache Weg“ [31] bezeichnet wird. Auch hier konnte

M. Gell-Mann ein fehlendes Teilchen (das Ω^- -Baryon) postulieren und seine Eigenschaften vorraussagen. Dieses Teilchen wurde wenig später experimentell nachgewiesen.

Supersymmetrie ist in diesem Sinne ein weiteres Ordnungsprinzip, das Teilchen mit unterschiedlichem Spin zueinander in Verbindung setzt. Auch innerhalb dieses Modells werden bisher noch nicht nachgewiesene Teilchen postuliert, deren physikalischen Eigenschaften vorhersagbar sind. Die Suche nach diesen neuen Teilchen ist eine wichtige Aufgabe der Experimente an Hochenergiebeschleunigern.

Der Elektron(e)-Proton(P)-Speicherring HERA¹ bei DESY² in Hamburg ging im Mai 1992 in Betrieb. Durch die Streuung von Elektronen an Protonen, bei wesentlich größeren Energien als damals am SLAC, kann die Struktur der Protons mit erheblich besserer Auflösung untersucht werden. Er ist zur Zeit in Europa der Speicherring, der die größte Schwerpunktenergie zur Verfügung stellt, die im Prinzip zur Produktion massiver Teilchen genutzt werden kann.

Die Suche nach supersymmetrischen Teilchen an anderen Speicherringen zeigten bisher negative Ergebnisse und die daraus resultierenden Massengrenzen für supersymmetrische Teilchen sind so groß, daß supersymmetrische Produktionsprozesse auch in HERA sehr selten sein dürften. Falls an den HERA-Experimenten H1 und ZEUS jede Sekunde eine Teilchenreaktion abgespeichert wird, läßt sich abschätzen, daß etwa 10 supersymmetrische Reaktionen pro Jahr registriert werden. Durch Verluste, die durch die experimentelle Anordnung selbst und durch die Analyseketten bedingt sind, wird nur ein Bruchteil dieser Reaktionen registriert und richtig interpretiert werden können.

Anhand von Monte-Carlo Simulationsrechnungen wird in dieser Arbeit gezeigt, daß eine Datennahme von zwei bis drei Jahren ausreicht, um sensitiv auf den Wirkungsquerschnitt supersymmetrischer Produktionsprozesse zu werden.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut:

In **Kapitel 2** wird der Symmetriebegriff definiert und seine Rolle in den theoretischen Modellen der Elementarteilchenphysik erläutert. Das derzeit gültige Standardmodell der Elementarteilchen wird vorgestellt sowie die Motivation für die Einführung von Supersymmetrie gegeben.

Kapitel 3 behandelt ein spezielles supersymmetrisches Modell — die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells. Die freien Parameter dieses Modells werden eingeführt und die aktuellen Grenzen auf diese Parameter und die Massen von supersymmetrischen Teilchen angegeben.

Kapitel 4 gibt einen Überblick über den Speicherring HERA sowie den H1-Detektor. Die Kinematik eines eP-Speicherringes unterscheidet sich grundlegend von der Kinema-

¹Hadron Elektron Ring Anlage.

²Deutsches Elektronen Synchrotron.

tik anderer Speicherringe, in denen Teilchen derselben Sorte beschleunigt werden. Sie wird daher in **Kapitel 5** vorgestellt.

In **Kapitel 6** wird der Produktionswirkungsquerschnitt für die assoziierte Produktion supersymmetrischer Teilchen angegeben. Damit lassen sich Produktionsraten für eine bestimmte Wahl von supersymmetrischen Parametern abschätzen.

Für die Signatur supersymmetrischer Ereignisse sind die verschiedenen Zerfallsmoden der supersymmetrischen Teilchen von entscheidender Bedeutung (**Kapitel 7**). Insbesondere werden hier die vom Modell vorausgesagten Zerfälle (**Abschnitt 3.3**) der hypothetischen Teilchen, welche Neutralinos und Charginos genannt werden, mit berücksichtigt.

Nach einer Beschreibung des verwendeten H1-Detektormodells werden in **Kapitel 8** einige wichtige kinematische Verteilungen supersymmetrischer Reaktionen und deren Variation mit den supersymmetrischen Parametern dargestellt. Durch unvermeidbare Verluste und durch das begrenzte Auflösungsvermögen der Meßapparatur können ganz „normale“ Reaktionen des Standardmodells fälschlicherweise als ein supersymmetrisches Signal interpretiert werden. Diese Untergrundreaktionen des Standardmodells werden in **Abschnitt 8.3** besprochen.

In **Abschnitt 8.4** wird ein mögliches Verfahren vorgestellt, um die Untergrundreaktionen größtenteils zu unterdrücken. Ein gleichzeitiger Verlust von supersymmetrischen Reaktionen ist dabei nicht zu vermeiden. Die Anzahl derjenigen supersymmetrischen Reaktionen, die die Bedingungen erfüllen, hängt von den erlaubten Zerfällen supersymmetrischer Teilchen und damit von der Wahl der Modellparameter ab.

Abschließend werden, in Abhängigkeit der Experimentdauer und der Modellparameter, obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt der assoziierten Produktion von supersymmetrischen Teilchen präsentiert.

Natürliche Einheiten

An dieser Stelle wird auf das in der Elementarteilchenphysik allgemein gebräuchliche Einheitensystem hingewiesen. Die fundamentalen Naturkonstanten der relativistischen Quantenmechanik sind das Planck'sche Wirkungsquantum h und die Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum:

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6.6 \cdot 10^{-25} \text{ GeV}\cdot\text{s} \quad (1)$$

$$c = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (2)$$

Energien werden in Einheiten von 1 GeV ($=10^9$ Elektronvolt) gemessen, was ungefähr der Ruheenergie des Protons entspricht. Aus Gründen der Übersichtlichkeit (und Bequemlichkeit) werden die Größen $\hbar = c = 1$ gesetzt. Aus den **Gleichungen 1 und 2** läßt sich die Einheit GeV in s^{-1} und m^{-1} umrechnen. In diesem Einheitensystem haben die physikalischen Größen Energie [mc^2], Impuls [mc] und Masse [m] alle die Einheit GeV . In dieser Arbeit wird das natürliche Einheitensystem durchgehend benutzt.

2 Theoretische Motivation

2.1 Symmetrien in der Elementarteilchenphysik

In der Physik spielen Symmetrien eine entscheidende Rolle, da sich mit ihrer Hilfe verschiedene Naturphänomene ordnen und im Zusammenhang verstehen lassen. In einer besonderen Klasse von Theorien, den sogenannten *Eichtheorien*, ist der Symmetriebegriff eng mit dem Kraftbegriff und mit der Erhaltung physikalischer Größen verknüpft. Im folgenden Abschnitt wird auf allgemeine Weise versucht zu erklären, was man in der Physik unter Symmetrie versteht, und es werden die verschiedenen Eichtheorien der bekannten Wechselwirkungen vorgestellt. In den letzten 10 Jahren hat sich eine Theorie, die heute als das Standardmodell der Elementarteilchenphysik bezeichnet wird, als besonders erfolgreich herausgestellt. Sie wird in Abschnitt 2.2 vorgestellt. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Einführung in die Supersymmetrie.

Am vertrautesten sind räumliche oder geometrische Symmetrien. Ein gleichseitiges Dreieck verändert sein Aussehen nicht, wenn man es um 120° dreht (siehe **Abbildung 1**). Ein Kreis ist invariant unter Drehungen mit beliebigem Winkel. Dies bezeichnet man als *kontinuierliche Symmetrie* im Gegensatz zu der *diskreten Symmetrie* beim Dreieck. Interpretiert man den Symmetriebegriff im Sinne von Invarianz, so läßt er sich auch auf

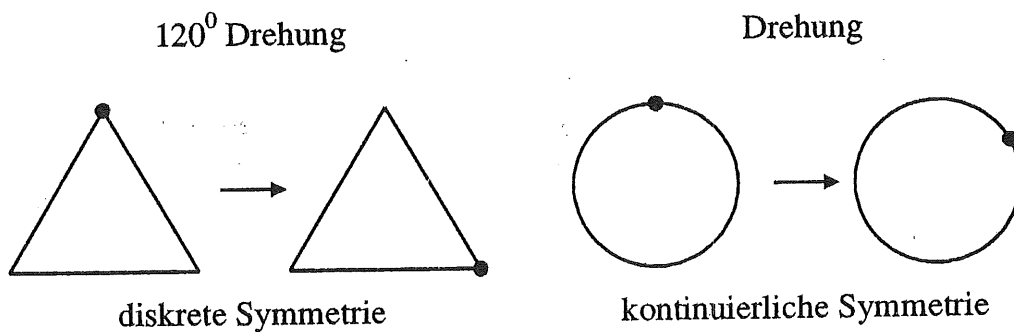


Abbildung 1: Beispiele für diskrete und kontinuierliche geometrische Symmetrien.

Transformationen anwenden, die keine geometrische Bedeutung haben. Physikalische Theorien können invariant sein unter Transformationen, die an allen Raumpunkten gleich wirken (*globale Symmetrien*), oder die an verschiedenen Raumpunkten unterschiedlich sind (*lokale Symmetrien*). Auf den ersten Blick sieht es so aus, als ob die globalen Symmetrien der allgemeinere Fall wären. Die Invarianz einer Theorie unter Transformationen mit lokaler Symmetrie bestimmt aber die Form der Wechselwirkung zwischen Teilchen und Feldern.

Quantitative Aussagen über das Verhalten der Elementarteilchen kann man nicht allein durch Symmetriebetrachtungen gewinnen, vielmehr muß die Dynamik des Systems mit einbezogen werden. Man erreicht dies durch den quantenmechanisch und relativistisch erweiterten *Hamiltonformalismus* der klassischen Mechanik.

In der klassischen Mechanik wird die Lagrangefunktion \mathcal{L} eingeführt, die durch die Differenz von kinetischer und potentieller Energie des betrachteten Systems gegeben ist. Fordert man, daß das *Wirkungsintegral* $S = \int dt\mathcal{L}$ ein Minimum einnimmt, folgt die *Euler-Lagrange* Gleichung und daraus die Bewegungsgleichungen des Systems. Die wirkende Kraft läßt sich als Gradient des Potentials darstellen.

Quantenmechanisch wird der Hamiltonformalismus für die Felder der elementaren Teilchen der Theorie formuliert. Zusätzlich wird hier gefordert, daß das Wirkungsintegral gegenüber den Symmetrietransformationen der Theorie invariant ist. Der Integrand \mathcal{L} transformiert wie eine skalare Dichte und wird daher auch *Lagrangedichte*³ genannt. Analog zur klassischen Mechanik lassen sich aus der Lagrangedichte Feldgleichungen aufstellen, die die Dynamik des Systems beschreiben.

Kräfte werden in Quantenfeldtheorien als Austausch von Feldquanten interpretiert. Der Teil der Lagrangedichte, der der potentiellen Energie entspricht, beschreibt daher die fundamentalen Wechselwirkungen der Theorie. Alle messbaren Größen können im Prinzip aus diesem Teil der Lagrangedichte berechnet werden (ohne die Feldgleichungen explizit aufzustellen).

Von der Natur scheinen diejenigen Theorien bevorzugt zu sein, in denen die Felder der Austauschquanten mit dem Gradienten eines skalaren Feldes⁴ addiert werden können, ohne die Transformationseigenschaften der Gleichungen der Theorie zu ändern. Felder mit diesen Eigenschaften heißen *Eichfelder* und die Theorien *Eichtheorien*. Die Forderung der Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Symmetrietransformationen erzwingt die Einführung von Feldern mit diesen Eigenschaften.

Die Erhaltungssätze in der Physik sind mit den Symmetrieeigenschaften des betrachteten Systems verbunden. Aus der Invarianz der Lagrangedichte gegenüber (internen) kontinuierlichen Symmetrietransformationen folgt zwingend die Erhaltung einer physikalischen Größe (Ladung).

Die erste Eichtheorie mit lokaler Symmetrie ist die von J.C. Maxwell 1868 aufgestellte Theorie des Elektromagnetismus. Für ruhende elektrische Ladungen gilt eine globale Symmetrie: Das elektrische Feld ist invariant unter Addition oder Subtraktion beliebiger elektrischer Potentiale, d.h. es kommt nur auf Potentialdifferenzen an. Für bewegte

³Das räumliche Integral der Lagrangedichte entspricht der klassischen Lagrangefunktion.

⁴Dies gilt zunächst nur, wenn die Reihenfolge, mit der die Symmetrietransformationen durchgeführt werden, beliebig ist.

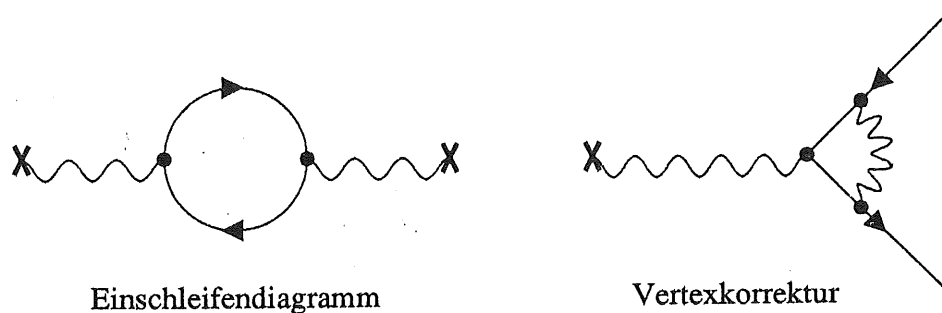


Abbildung 2: Einschleifendiagramme und Vertexkorrekturen in der QED.

Ladungen lassen sich immer Kombinationen zwischen elektrischen und magnetischen Potentialen finden, so daß die Theorie auch unter lokalen Symmetrietransformationen invariant ist.

Die *Quantenelektrodynamik* (QED) ist die Eichtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, die in den vierziger Jahren dieses Jahrhunderts entwickelt wurde. Sie ist invariant unter lokalen Symmetrietransformationen, die die Phasen von Materiefeldern (z.B. des Elektrons) verändern. Diese Transformationen lassen sich durch eindimensionale unitäre Matrizen darstellen. Die zugehörige Symmetriegruppe wird mit $U(1)$ bezeichnet⁵. Durch die Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte bezüglich lokaler Phasentransformationen ist man gezwungen ein Vektorfeld (das Photon) einzuführen, das in geeigneter Weise mittransformiert (umgeeicht) wird. Elektrisch geladene Teilchen können demnach durch Austausch von Photonen miteinander wechselwirken. Die Reihenfolge, in der die Transformationen der $U(1)$ durchgeführt werden, ist beliebig, d.h. es macht physikalisch keinen Unterschied, ob ein Elektron ein Photon zuerst absorbiert oder emittiert. Symmetriegruppen mit dieser Eigenschaft nennt man *abelsche Symmetriegruppen*.

Die Berechnung von Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten bestimmter elektromagnetischer Prozesse läßt sich mit den von R. P. Feynman eingeführten Diagrammen durchführen. Will man beobachtbare Größen, wie z.B. Wirkungsquerschnitte, berechnen, so müssen verschiedene Klassen von Diagrammen berücksichtigt werden. Da die elektromagnetische Kopplungskonstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \cong \frac{1}{137}$ relativ klein ist, kann dabei die Störungsrechnung angewendet werden. Die Klasse der Einschleifendiagramme in denen z.B. ein Photon ein virtuelles Elektron-Positron Paar emittiert und danach wieder absorbiert, liefern aber einen unendlichen Beitrag (siehe **Abbildung 2**). Dieses Problem läßt sich in der QED mit dem Renormierungsverfahren lösen. Zu jeder positiven

⁵Das „U“ steht für unitär und die „1“ für eindimensional.

Unendlichkeit versucht man eine negative Unendlichkeit zu finden, so daß das Gesamtergebnis einer endlichen Größe entspricht. In der QED ist das Elektron ein punktförmiges Teilchen. Das Elektron ist aber von einer Wolke von virtuellen Elektronen und Positronen umgeben, die die Ladung des Elektrons durch Polarisation abschirmen. Mißt man die Ladung des Elektrons bei immer kleineren Abständen R , so wird die Ladung immer größer. Für den Grenzfall $R \rightarrow 0$ würde man eine unendlich große Ladung messen. Benutzt man in den Rechnungen statt der „nackten“ Elektronladung die renormierte Ladung des Elektrons so erhält man endliche Ergebnisse. Da die nackte Elektronladung prinzipiell nicht meßbar ist, ist es auch physikalisch nicht sinnvoll mit ihr zu rechnen.

Die Struktur der starken und schwachen Wechselwirkung waren lange Zeit unbekannt, weil man die zugrundeliegenden lokalen Symmetrien nicht kannte. C.M. Yang und R.L. Mills gelang 1954 der erste Schritt in Richtung auf eine Eichtheorie der starken Wechselwirkung, indem sie versuchten aus einer globalen *Isospinsymmetrie* eine lokale Isospinsymmetrie zu machen.

Der Begriff des Isospins basiert auf der Idee, daß das positiv geladene Proton und das neutrale Neutron bezüglich der starken Wechselwirkung identische Teilchen sind. Transformationen im (abstrakten) Isospinraum ändern die starke Wechselwirkung nicht. Proton und Neutron bilden ein Isospindublett und der Isospinvektor $I = \frac{1}{2}$ hat $2I + 1 = 2$ Einstellmöglichkeiten. Isospin „nach oben“ kann als Proton und Isospin „nach unten“ als Neutron definiert werden. Die beobachtbaren Unterschiede zwischen Proton und Neutron sind auf die elektromagnetische Wechselwirkung zurückzuführen. Die Gruppe der Isospintransformationen läßt sich durch 2-dimensionale, unitäre Matrizen darstellen und wird $SU(2)$ genannt⁶. Diese Gruppe ist *nichtabelsch*, d.h. das Ergebnis mehrerer Transformationen hängt von der Reihenfolge, mit der sie durchgeführt werden, ab.

Dazu war es notwendig, drei Vektorfelder einzuführen. Ein Feld kann mit dem Feld des Photons identifiziert werden. Die zwei restlichen Felder sind zwei photonartige Felder, die Ladung tragen. Geladene Eichfelder treten immer dann auf, wenn die zugrundeliegende Symmetriegruppe nichtabelsch ist.

Die Yang–Mills–Theorie hat zwei prinzipielle Probleme: Der Isospin ist exakt erhalten, und sie sagt zwei geladene masselose „Photonen“ voraus. Beide Vorhersagen widersprechen aber den Beobachtungen. Um die Theorie zu verbessern, kann man den geladenen „Photonen“ Masse geben, so daß die Reichweite ihrer Wechselwirkung sehr klein bleibt. Das neutrale Photon bleibt masselos und behält seine unendliche Reichweite. Damit treten makroskopisch wieder die Unterschiede zwischen Proton und Neutron auf, da beide Teilchen unterschiedlich an das elektromagnetische Feld koppeln. Nur bei Abständen in der Größenordnung der Wechselwirkung der geladenen „Photonen“ wird

⁶das „S“ steht für speziell, d.h. die Identitätsoperation ist nicht in der Gruppe enthalten.

die Isospin Symmetrie wieder exakt. Wie in der QED treten in der Yang–Mills–Theorie bei der Berechnung meßbarer Größen Unendlichkeiten auf, die aber nicht mehr mit den Renormierungsverfahren der QED beseitigt werden können. Vielmehr ist es nötig für die Berechnung von Einschleifendiagrammen sogenannte „Geistteilchen“ einzuführen, die natürlich im Endergebnis nicht mehr erscheinen. Das Auftreten dieser Geistteilchen steht in engem Zusammenhang mit der Art und Weise, wie den geladenen „Photonen“ Masse gegeben wird.

Dazu wird ein neutrales Feld, das Higgs–Feld, mit nicht verschwindendem *Vakuumerwartungswert* eingeführt⁷. Dieses Feld ist als Vektor darstellbar, der die Länge des Vakuumerwartungswertes und die Richtung des Isospinvektors hat. Das Higgs–Feld ist ein Bezugssystem für den Isospin, mit dem man Protonen von Neutronen unterscheiden kann. Durch das Higgs–Feld wird die Isospinsymmetrie *spontan gebrochen*, d.h. das betrachtete physikalische System zeigt die Symmetrie nicht mehr, die physikalischen Gesetze bleiben aber weiterhin invariant unter den Symmetrietransformationen.

Die Yang–Mills–Felder sind Vektorfelder und ihre Feldquanten haben demnach den Spin $S=1$. Ihr Spin hat $2S + 1 = 3$ Einstellungsmöglichkeiten (in $-$, entgegengesetzt $-$ und senkrecht zur Flugrichtung). Da die Quanten masselos sind, bewegen sie sich mit Lichtgeschwindigkeit, und ihr Spin kann sich nicht transversal einstellen. Das Quant des Higgs–Feldes hat den Spin $S=0$ und daher nur einen Freiheitsgrad. Die Quanten der Yang–Mills–Felder absorbieren paarweise die Quanten des Higgs–Feldes, werden dadurch massiv und erhalten den dritten Freiheitsgrad.

Die Yang–Mills–Theorie war ursprünglich für die starke Wechselwirkung entwickelt worden. Nachdem man erkannt hatte, daß die Hadronen Substruktur besitzen, konnte der starken Wechselwirkung nicht die $SU(2)$ –Symmetrie zugrundeliegen. In den 60’er Jahren versuchte man diese Theorie auf die schwache Wechselwirkung anzuwenden, indem man den Begriff des *schwachen Isospins* einführte. Geladene und neutrale Fermionen verhalten sich bezüglich der schwachen Wechselwirkung identisch, und unterschiedlich geladene Fermionen entsprechen unterschiedlichen Einstellungen des schwachen Isospins. Die Transformationen wirken jedoch subtiler als beim starken Isospin, da die schwache Wechselwirkung von der Spineinstellung des Teilchens im Bezug zur Flugbahn abhängig ist. *Linkshändige Teilchen* (Spin antiparallel zur Flugrichtung) haben ein anderes Transformationsverhalten als *rechtshändige Teilchen* (Spin parallel zur Flugrichtung).

Das von S.L. Glashow, A. Salam und S. Weinberg entwickelte Modell (GSW–Modell) beschreibt die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung. Es beruht auf der Invarianz bezüglich Transformationen des schwachen Isospins und der Phasen von Materiefeldern. Die Symmetriegruppe ist die $SU(2)_L \times U(1)$. Der Übergang von der globalen zur lokalen Symmetrie erfordert die Einführung von zwei geladenen (W_μ^1, W_μ^2) und zwei neutralen (W_μ^3, B_μ) masselosen Vektorfeldern. Für die spontane Symmetriebrechung

⁷d.h. man müßte Energie aufwenden, um dieses Feld auf Null zu reduzieren.

werden mindestens vier skalare Higgs-Felder (ein Isospindublett) benötigt. Drei dieser Higgs-Felder werden von den geladenen und einem neutralen Vektorfeld absorbiert, wodurch diese massiv werden. Das vierte Higgs-Feld wird nicht absorbiert und sein Feldquant, das Higgs-Boson, sollte nachweisbar sein. Es ist bis heute unentdeckt geblieben. Das masselose Vektorfeld kann mit dem Photonfeld identifiziert werden. Die massiven Austauschteilchen sind die Vermittler der schwachen Wechselwirkung und werden mit W^+ , W^- und Z^0 -Vektorbosonen bezeichnet. Diese Bosonen sind aus orthonormalen Kombinationen der Eichfelder aufgebaut:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \\ A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \end{aligned}$$

Der Winkel θ_W wird schwacher Mischungswinkel (oder *Weinbergwinkel*) genannt und muß experimentell bestimmt werden. Für die elektromagnetische Kopplungskonstante e und die schwache Kopplungskonstante g gilt der Zusammenhang: $e = g \sin \theta_W$.

G. t'Hooft konnte 1971 zeigen, daß das GSW-Modell renormierbar ist, solange die Massen der W^\pm - und Z^0 -Bosonen durch spontane Symmetriebrechung generiert werden.

Die geladenen Vektorbosonen vermitteln Übergänge, bei denen Ladung ausgetauscht wird und an denen nur linkshändige Teilchen teilnehmen. Das Z^0 -Boson kann als ein schweres Photon angesehen werden. Es vermittelt schwache Wechselwirkungen ohne Ladungsaustausch und koppelt an neutrale und geladene linkshändige Teilchen *oder* geladene rechtshändige Teilchen. Die Beobachtung von Reaktionen mit neutralem Stromaustausch 1973 gilt als erste Bestätigung des GSW-Modells⁸. 1983 wurde das Z^0 -Boson (und später auch die W^\pm -Bosonen) erstmals direkt nachgewiesen und seine Masse zu $\approx 90 \text{ GeV}$ bestimmt. Am Elektron-Positron Speicherring LEP des Europäischen Kernforschungszentrums CERN bei Genf hat man in den letzten Jahren die Z^0 -Bosonen in großer Zahl produzieren können und ihre Eigenschaften genau vermessen. Die Ergebnisse sind bisher in Einklang mit den Vorhersagen des GSW-Modells.

Die *Quantenchromodynamik* (QCD) ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung. Ihr liegt die SU(3)-Symmetrie zugrunde. Jedes Quark besitzt einen zusätzlichen (internen) Freiheitsgrad, der mit *Colour*⁹ bezeichnet wird und der drei Zustände einnehmen kann. Die QCD ist eine nichtabelsche Eichtheorie, die in Bezug auf lokale Farbtransformationen invariant ist. Baryonen sind aus drei Quarks und Mesonen aus einem Quark-Antiquark Paar aufgebaut, die nach außen farbneutral sind, genauso wie ein Atom elektrisch neutral ist.

Die Invarianz der Theorie unter lokalen Farbtransformationen erfordert die Einführung von acht Vektorfeldern, deren Feldquanten *Gluonen* genannt werden. Die Gluonen sind

⁸Es existierten damals auch konkurrierende Modelle, die kein Z^0 -Boson vorhersagten.

⁹aus dem engl.: Farbe.

masselos und haben den Spin $S=1$. Da die $SU(3)$ eine nichtabelsche Symmetrie ist, tragen die Gluonen selbst Farbladung. Die QCD ähnelt in gewisserweise der QED. Die Gluonen haben bis auf ihre Farbladung die gleichen Eigenschaften wie das Photon. In der QED ist ein einzelnes Elektron von virtuellen Elektron-Positron Paaren umgeben, die die Ladung des nackten Elektrons abschirmen. Virtuelle Photonen haben, da sie elektrisch neutral sind, keinen Einfluß auf diesen Effekt. In der QCD ist ein einzelnes Quark von virtuellen Quark-Antiquark Paaren umgeben, die die Farbladung des nackten Quarks abschirmen. Da die virtuellen Gluonen aber selbst Farbladung tragen, haben sie Einfluß auf die Farbladung des Quarks. Sie heben nicht nur den Abschirmungseffekt der virtuellen Quark-Antiquark Paare auf, sondern verstärken¹⁰ die Farbladung des nackten Quarks. Mit größerem Abstand verstärkt sich daher die Farbladung der Quarks und damit auch die Kräfte, die Teilchen mit Farbladung spüren. Innerhalb der Hadronen können sich die Quarks wie quasifreie Teilchen bewegen. Dieser Effekt wird *asymptotische Freiheit* genannt. Die Stärke der Farbkraft wächst proportional zum Abstand zwischen den Quarks, und die Quarks scheinen in den Hadronen eingeschlossen zu sein. In den Experimenten der Hochenergiephysik wurde noch nie ein freies Quark oder Gluon beobachtet.

2.2 Das Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt die Wechselwirkungen zwischen Leptonen und Quarks durch die Symmetrie $SU(2)_L \times U(1)$ der elektroschwachen Wechselwirkung und durch die $SU(3)$ -Symmetrie der QCD. Alle bis heute durchgeführten Experimente bestätigen dieses Modell bis zu den maximal zur Verfügung stehenden Energien von etwa $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$.

Weiterhin geben die Symmetriegruppen das Ordnungsschema der Elementarteilchen vor (siehe Tabelle 1). Die bekannten Elementarteilchen lassen sich in zwei Gruppen, die Fermionen und die Bosonen, einteilen. Fermionen haben halbzahligen und Bosonen ganzzahligen Spin. Für Teilchen mit halbzahligem Spin gilt das Pauli Prinzip: „Zwei Fermionen können nicht denselben Quantenzustand besetzen“. Für Bosonen gilt das Pauli Prinzip nicht. Die Fermionen unterteilen sich weiter in die Leptonen und Quarks. Leptonen sind elektrisch neutral (die Neutrinos) oder einfach elektrisch geladen (in Einheiten der Elementarladung). Quarks haben drittelzahlige Ladung. Alle Hadronen sind aus Quarks aufgebaut. Bis auf die Neutrinos haben alle Fermionen Masse. Bisher konnte man für die Neutrinos experimentell nur obere Massengrenzen angeben. Falls sie überhaupt eine Masse besitzen, ist sie im Vergleich zu den geladenen Fermionen sehr klein. Leptonen und Quarks lassen sich weiter in je drei Gruppen unterteilen, die Familien oder Generationen genannt werden. Aus den Teilchen der ersten Generation (e^- , ν_e , up-, down-Quark) ist alle bekannte Materie des Universums aufgebaut. Die Teilchen der zweiten und dritten Generation unterscheiden sich von der ersten nur durch

¹⁰Solange die Anzahl der Quarkflavors kleiner 16 ist.

die (größere) Masse. Sie wurden bisher nur an Elementarteilchenbeschleunigern und in der kosmischen Strahlung nachgewiesen. Leptonen und Quarks reagieren über die

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					
$\gamma, Z^0, W^\pm, \text{Gluonen}$					
Higgs-Sektor Spin=0					
H^0					

Tabelle 1: Teilchenspektrum des Standardmodells, der Index L, R bezieht sich auf die Händigkeit der Teilchen. Der Colour Freiheitsgrad der Quarks wurde weggelassen.

elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Quarks können zusätzlich stark wechselwirken. Diese Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Bosonen mit Spin $S=1$ vermittelt. Das masselose Photon und acht masselose Gluonen vermitteln die elektromagnetische, bzw. die starke Wechselwirkung. Die massiven Bosonen Z^0, W^+ und W^- sind die Vermittler der schwachen Wechselwirkung. Die Gravitation ist auch eine fundamentale Wechselwirkung. Sie ist aber um einen Faktor $\approx 10^{-34}$ schwächer als die schwache Wechselwirkung und kann daher im bisher untersuchten Energiebereich vernachlässigt werden.

Das Top-Quark (t) und das τ -Neutrino konnten bisher noch nicht direkt nachgewiesen werden. Es gibt aber starke experimentelle Hinweise darauf, daß diese Teilchen existieren müssen.

Das skalare Higgs-Teilchen H^0 wird innerhalb des Standardmodells eingeführt, um den Z^0 - und W^\pm -Bosonen, sowie den Quarks und Leptonen, Masse zu geben. Es muß in

einem Massenbereich bis $\mathcal{O}(10^3) GeV$ existieren, falls das Standardmodell die Wechselwirkungen richtig beschreibt.

Trotz des großen Erfolgs kann das Standardmodell nicht vollständig sein. Neben der unbefriedigenden Situation, daß viele freie Parameter experimentell bestimmt werden müssen, gibt es Fragen, die sich innerhalb des Standardmodells nicht beantworten lassen, z.B.

- Woher kommt der Unterschied zwischen den links- und rechtshändigen Teilchen in der schwachen Wechselwirkung ?
- Warum ist die elektromagnetische Ladung quantisiert ?
- Warum gibt es drei Teilchengenerationen ?

Die QCD ist zwar Bestandteil des Standardmodells, sie ist aber nicht mit der elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt. Dies führte in der Vergangenheit zur der Entwicklung der *Grand Unified Theories* (GUT). Diesen Modellen liegt die Symmetrie der SU(5) zugrunde und Symmetrietransformationen können Leptonen in Quarks (und umgekehrt) umwandeln. Sie sagen eine Vereinigung der starken – und elektroschwachen Wechselwirkung bei einer Energie von $\approx 10^{16} GeV$ voraus und können z.B. die Quantisierung der Ladung und den Wert von $\sin^2 \theta_W$ erklären. Weiterhin sagen sie die Verletzung der Baryonenzahl und damit den Protonzerfall voraus. Die Experimente zum Protonzerfall zeigen aber, daß das Proton stabiler sein muß als von den GUT-Theorien gefordert wird.

Die Gravitation findet im Standardmodell gar keine Berücksichtigung. Ab Energien der Größenordnung $M_{Planck} = 10^{19} GeV$ (*Planckskaala*) wird sie genauso stark wie die anderen Wechselwirkungen, d.h. ab dieser Energieskala sollten spätestens Effekte auftreten, die nicht mehr innerhalb des Standardmodells erklärbar sind.

Es stellt sich die Frage, bis zu welchen Energien das Standardmodell gültig ist. Die meisten Physiker glauben heute, daß das Standardmodell seine Gültigkeit bei Energien der Größenordnung $\mathcal{O}(10^3 - 10^4) GeV$ verliert [33][46][22][3]. Der Grund hierfür liegt in den quadratischen Divergenzen bei der Berechnung der quantenmechanischen Korrekturen zur Masse des Higgs-Bosons M_H (M_0 = unkorrigierte Higgs-Masse).

$$M_H^2 = M_0^2 + C\Lambda^2 + \mathcal{O}(\ln\Lambda^2)$$

Ab einer Energieskala:

$$\Lambda = \mathcal{O}(10^3 - 10^4) GeV$$

werden die Korrekturen größer als die Higgs-Masse selbst ($m_H \approx \mathcal{O}(10^2) GeV$ angenommen) und das Higgs-Boson verliert die Eigenschaften, die zu seiner Einführung im Standardmodell führten. Korrekturen, die größer werden als der Parameter selbst, sind

aber physikalisch unnatürlich. Man nennt daher auch das Problem der quadratischen Divergenzen des Higgs-Sektors *Natürlichkeitsproblem*. Will man trotzdem die Gültigkeit des Standardmodells bis z.B. zur Planckskala retten ($M_{Planck} = \Lambda$), so müßte man, um die Divergenz zu kompensieren, die unkorrigierte Higgs-Masse auf $M_W^2/M_{Planck}^2 \approx 10^{-34}$ genau bestimmen.

Eine weitere Frage ist, wie Effekte, die auf weitauseinanderliegenden Energieskalen ($M_{Planck} \gg M_W$) in Erscheinung treten, innerhalb einer Theorie beschrieben werden können. Eine umfassende Theorie auf der GUT-Skala oder der Planckskala sollte auch die Effekte bei Energien von etwa $100 GeV$ beschreiben.

In den 80'er Jahren wurden im wesentlichen drei verschiedene Wege zur Lösung des Natürlichkeitsproblems untersucht:

- In den sogenannten *Composite Modellen* wird angenommen, daß die Fermionen und Bosonen des Standardmodells nicht elementar sind. Die Substruktur der Standardmodell Teilchen wird bei einer Energie von $\approx 10^3 GeV$ sichtbar. Dadurch wird das Natürlichkeitsproblem auf eine höhere Energieskala verschoben.
- In den *Technicolour Modellen* wird angenommen, daß das Higgs-Boson des Standardmodells aus zwei Fermionen besteht, die eine neue Art Wechselwirkung, der Technicolourwechselwirkung, spüren. Die Struktur des Higgs-Bosons wird bei einer Energie von $\approx 10^3 GeV$ sichtbar und die quadratischen Divergenzen werden dadurch bei dieser Energie abgeschnitten. Diese Modelle haben den Nachteil, daß sie leichte Bosonen vorhersagen, die aber experimentell nicht nachgewiesen wurden. Weiterhin treten in diesen Modellen flavorändernde neutrale Ströme auf, die innerhalb des Standardmodells verboten sind.
- In den *supersymmetrischen (SUSY) Modellen* wird statt einer weiteren Substruktur oder neuer Wechselwirkungen ein weiteres Ordnungsprinzip eingeführt. Die Supersymmetrie ist eine Symmetrie, die Fermionen und Bosonen zueinander in Beziehung setzt. Elementare skalare Bosonen sind ein Bestandteil dieser Modelle, ohne daß quadratische Divergenzen auftreten¹¹. Supersymmetrische Modelle, die eine Invarianz bezüglich lokaler Supersymmetrietransformationen zeigen, beinhalten die Gravitationswechselwirkung. Viele Physiker glauben heute, daß eine Theorie, die alle fundamentalen Wechselwirkungen beschreiben kann, supersymmetrisch sein muß. Das minimale supersymmetrische Standardmodell (siehe **Kapitel 3**) ist ein Beispiel für ein Modell mit lokaler Supersymmetrie.

¹¹Dies gilt nur exakt, solange die Supersymmetrie nicht gebrochen ist (siehe **Abschnitt 2.3**).

2.3 Die Supersymmetrie

Die Supersymmetrie¹² ist bisher die einzige bekannte Erweiterung des Standard Modells, die auf natürliche Weise die Existenz von elementaren Spin $S=0$ Bosonen, wie das Higgs-Boson, mit einschließt. Eine freie supersymmetrische Lagrangedichte erhält man z.B. durch Addition einer freien Lagrangedichte für Fermionen $\psi(x)$ und für Bosonen $\phi(x)$:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + i\psi \not{\partial} \psi$$

Die Invarianz unter der globalen Symmetrietransformation,

$$\begin{aligned} \delta\phi &\rightarrow \sqrt{2}\bar{\epsilon}\psi \\ \delta\psi &\rightarrow i\sqrt{2}(\gamma^\mu\epsilon)\not{\partial}_\mu\phi \end{aligned}$$

wobei ϵ ein infinitesimaler Spinoperator ist, impliziert nach dem Theorem von E. Noether einen erhaltenden Strom J_α^μ , der auf einen erhaltenden selbstkonjugierten Spin $S=\frac{1}{2}$ Operator Q_α führt. Dieser Operator erhöht oder erniedrigt den Spin eines Teilchens um $\frac{N}{2}$ Einheiten:

$$\begin{aligned} Q|Fermion\rangle &= |Boson\rangle \\ Q|Boson\rangle &= |Fermion\rangle \end{aligned}$$

Im folgenden wird $N=1$ angenommen. Jedes bekannte Elementarteilchen muß einen *Superpartner* haben dessen Spin sich um $\frac{1}{2}$ unterscheidet. Innerhalb eines Superdoublets haben Fermionen und Bosonen dieselben Kopplungen. Bei der Berechnung von Feynmangraphen löschen sich daher die meisten Divergenzen des Standardmodells aus, da Fermionen und Bosonen mit verschiedenen Vorzeichen beitragen (siehe **Abbildung 3**). Dies ist aber nur richtig, wenn die Massen der bekannten Teilchen und der entsprechenden Superpartner exakt gleich sind, was aber allen experimentellen Ergebnissen widerspricht. Falls die Supersymmetrie in der Natur realisiert ist, muß sie eine gebrochene Symmetrie sein. Der Mechanismus der Symmetriebrechung ist bis heute unklar. In supersymmetrischen Modellen werden die Beiträge von Schleifendiagrammen bei einer Energie, die der Massendifferenz zwischen Teilchen und Superteilchen entspricht, abgeschnitten. Eine obere Massengrenze ist durch die obere Massengrenze der Higgs-Bosonen gegeben:

$$|M_{Boson} - M_{Fermion}| < \mathcal{O}(10^3) GeV$$

¹²Für Einführungen in die Supersymmetrie siehe z.B. [26][33][46][53].

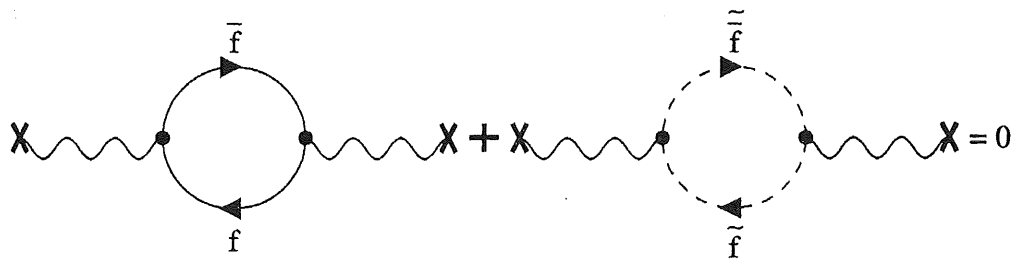


Abbildung 3: In globalen supersymmetrischen Modellen ohne Symmetriebrechung heben sich fermionische – und bosonische Beiträge zur Higgs-Masse auf.

3 Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

Die einfachste supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells, die eine Symmetriebrechung in der Größenordnung der *Fermiskala* $\mathcal{O}(M_W)$ zeigt, ist das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) mit den Eigenschaften:

- **Die Symmetriegruppe:**

Dem minimalen supersymmetrischen Modell liegt die Symmetrie der $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ zugrunde.

- **Die Lagrangedichte:**

Sie besteht aus der Lagrangedichte des Standardmodells sowie den entsprechenden Termen für die Superpartner. Weiterhin werden supersymmetrische Wechselwirkungsterme, die die Lepton- und Baryonzahl nicht verletzen, hinzugefügt.

- **Symmetriebrechung:**

Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell wird die *lokale* Supersymmetrie durch Einführung von „weichen“ symmetriebrechenden Termen spontan gebrochen, ohne daß quadratische Divergenzen auftreten. Mittels „Super-Higgs-Mechanismus“ wird ein masseloses Spin $S = \frac{1}{2}$ Goldstino durch das Spin $S = \frac{3}{2}$ Gravitino absorbiert und gibt diesem einen weiteren Freiheitsgrad¹³. Die Masse des Gravitino liegt im *TeV* Bereich und seine Kopplung an Materie ist nur gravitativ, so daß sich keinerlei Konsequenzen für die Phänomenologie supersymmetrischer Reaktionen im bis heute untersuchten Energiebereich ergeben.

- **Die Supermultipletts:**

Die Supermultipletts können nicht aus den bekannten Teilchen des Standardmodells gebildet werden, z.B. müssen die Superpartner der Quarks entweder Spin=0 oder Spin=1 haben. Elementare Teilchen mit Spin=0 hat man bis heute noch nicht gefunden und alle Spin=1 Teilchen sind Eichbosonen, die bezüglich der Farbe einen Singulett- oder Oktettzustand (und nicht einen Triplettzustand) bilden¹⁴. Der Teilcheninhalt des minimalen supersymmetrischen Modells muß also mindestens doppelt so groß sein wie der des Standardmodells (siehe **Tabelle 2**). Die Superteilchen haben bis auf den Spin dieselben Quantenzahlen und nehmen an denselben Wechselwirkungen teil wie die Teilchen des Standardmodells.

Die Superpartner der Higgs- und Eichbosonen sind Spin $S = \frac{1}{2}$ Fermionen. Ihre Teilchennamen erhält man durch Anhängen der Endung „-ino“. Das Gluino ist

¹³In Modellen mit *globaler* Supersymmetrie ist dieses Goldstino das leichteste supersymmetrische Teilchen.

¹⁴Entsprechende Argumente lassen sich für alle anderen bekannten Teilchen angeben.

der Majorana Fermionpartner des Gluons. Die Superpartner der Fermionen sind Spin $S=0$ Bosonen. Sie erhalten ein „S-“ vor den Teilchennamen.

- **R-Parität:**

Die Erhaltung von Spin, Lepton-, und Baryonzahl in Teilchenreaktionen impliziert für Reaktionen mit supersymmetrischen Teilchen eine multiplikative Erhaltungsgröße, die *R-Parität* genannt wird:

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

$$S = \text{Spin}$$

$$L = \text{Leptonzahl}$$

$$B = \text{Baryonzahl}$$

Die Teilchen des Standardmodells haben gerade ($R=+1$) R-Parität und Superteilchen haben ungerade ($R=-1$) R-Parität.

Jeder Dreiteilchenvertex des Standardmodells läßt sich durch Vertauschung zweier Teilchen mit ihren Superpartnern in supersymmetrische Reaktionsgraphen umwandeln.

Die supersymmetrischen Teilchen werden immer in Paaren produziert und zerfallen immer in ein Superteilchen und ein Standardteilchen. Das leichteste supersymmetrische Teilchen **LSP**¹⁵ ist stabil. Das leichteste supersymmetrische Teilchen muß ein elektromagnetisch neutrales und schwach wechselwirkendes Teilchen sein, da es sonst mit normaler Materie anormal schwere Isotope bilden würde, die man experimentell nie nachgewiesen hat.

- **Der Higgs-Sektor:**

Eine Analyse der Freiheitsgrade der Standardmodell Teilchen und der Superteilchen zeigt, daß der Higgs-Sektor des Standardmodells minimal zwei Isospindoublets $H_1 \equiv (H_1^0, H_1^-)$ und $H_2 \equiv (H_2^+, H_2^0)$ erhalten muß. Dies wird mathematisch auch durch die Hyperladungsinvarianz der supersymmetrischen Lagrangedichte gefordert. Die Massen der $I_3 = +\frac{1}{2}$ Fermionen sind proportional zum Vakuumerwartungswert $v_2 = \langle H_2^0 \rangle$ und die Massen der $I_3 = -\frac{1}{2}$ Fermionen sind proportional zu $v_1 = \langle H_1^0 \rangle$. Die Vakuumerwartungswerte v_1, v_2 können positiv und reell gewählt werden. Die physikalischen Zustände des Higgs-Sektors bestehen aus drei neutralen (H^0, h^0, A^0) und zwei geladenen (H^\pm) Higgs-Bosonen (siehe **Tabelle 2**). Die drei restlichen Zustände sind Goldstone Bosonen, die durch den Super-Higgs-Mechanismus absorbiert werden, um die W^\pm - und Z^0 -Bosonen massiv zu machen.

¹⁵engl.: Lightest Supersymmetric Particle.

• **Mischungen:**

Die Spin $S=0$ Superpartner der Leptonen und Quarks ($\tilde{l}_L, \tilde{l}_R, \tilde{q}_L, \tilde{q}_R$) können im allgemeinen Fall mit einem Mischungswinkel ϕ_l, ϕ_q mischen. Die Mischung der Sfermionen wird hier nicht weiter betrachtet. Es wird angenommen, daß die Sfermionen mit Index 1 linkshändig und die mit Index 2 rechtshändig sind, entsprechend $\phi_f=0$. Die neutralen Gauginozustände $\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0$, und die Higgsinozustände $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ sowie die geladenen Gauginozustände $\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$ mischen im allgemeinen zu den *Neutralino* - ($\tilde{\chi}_i^0, i=1,2,3,4$) bzw. *Chargino* ($\tilde{\chi}_j^\pm, j=1,2$) Masseneigenzuständen. Da die Mischung im Gauginosektor direkte Konsequenzen für die Signatur supersymmetrischer Ereignisse hat, wird sie in **Abschnitt 3.3** genauer besprochen. Die Neutralinos sind elektrisch neutrale und schwach wechselwirkende Teilchen. Es wird daher im weiteren angenommen, daß das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ auch das leichteste supersymmetrische Teilchen ist.

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

Tabelle 2: Teilchenspektrum des minimalen supersymmetrischen Modells.

3.1 Die Parameter des MSSM

Das derzeitige Unwissen über die Dynamik des minimalen supersymmetrischen Modells spiegelt sich in einer großen Anzahl an freien Modellparametern wider. Hier werden nur die Parameter aufgeführt, die direkte experimentelle Konsequenzen haben.

Im $R=+1$ Sektor befinden sich alle bekannten Teilchen des Standardmodells und zusätzlich 5 Higgs-Bosonen (A^0, H^0, h^0, H^\pm). Die schwache Massenskala: $\sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 245 \text{ GeV}$ ist durch die W^\pm -Bosonen festgelegt, so daß nur noch das Verhältnis $\tan\beta = v_2/v_1$ ein freier Parameter ist. Für $\tan\beta$ wird in der Literatur üblicherweise der Bereich:

$$1 < \tan\beta \leq \frac{m_t}{m_b} \quad \begin{array}{l} m_t = \text{Top-Quarkmasse} \\ m_b = \text{Bottom-Quarkmasse} \end{array}$$

angenommen. Innerhalb dieser Grenzen ist $\tan\beta$ jedoch unbestimmt.

Durch Festlegung einer Higgs-Masse (z.B. m_{A^0}) und $\tan\beta$ lassen sich alle anderen Higgs-Massen und deren Kopplungen bestimmen.

Im $R=-1$ Sektor treten in der supersymmetrischen Lagrangedichte für jede Symmetriegruppe $SU(3)$, $SU(2)$ und $U(1)$ je ein Massenparameter auf, die mit M_3 , M_2 und M_1 bezeichnet werden, sowie ein Higgs-Higgsino Mischungsparameter μ . Die Parameter M_2 , M_1 , μ und $\tan\beta$ legen das Massenspektrum der Neutralinos und Charginos fest, während M_3 die Massen und Kopplungen der Gluinos festlegt. Die Parameter M_3 , M_2 und M_1 können ohne Beschränkung der Allgemeinheit positiv und reell gewählt werden. Ein komplexes μ führt zu CP-Verletzung. Man glaubt aber, daß sich komplexe Phasen nur wenig auf die experimentelle Suche nach supersymmetrischen Teilchen auswirken. In der Literatur wird daher meist vereinfachend ein reelles μ angenommen, das positive oder negative Werte annehmen kann. Das Modell selbst macht keinerlei Einschränkung auf diese Größen.

Weiterhin ist es allgemein üblich, die Anzahl der freien Parameter weiter einzuschränken, indem man annimmt, daß bei Energien $\mathcal{O}(M_{GUT})$ die Parameter M_3 , M_2 , M_1 gleich groß sind:

$$\mathcal{O}(M_{GUT}) : M_1 = M_2 = M_3$$

Für Energien $\mathcal{O}(M_{UV})$ lassen sich dann z.B. M_3 und M_1 durch M_2 ausdrücken:

$$M_3 \approx 3.6M_2 \quad (3)$$

$$M_1 = \frac{5}{3}M_2 \tan^2\theta_{11} \quad (4)$$

In den weiteren Kapiteln dieser Arbeit werden die Parameter M_2 , μ und $\tan\beta$ zur Beschreibung des supersymmetrischen Sektors benutzt¹⁶. Der Parameter M_3 spielt bei der direkten Produktion von Sleptonen und Squarks, die in Kapitel 6 besprochen wird, keine Rolle, da diese Reaktion durch elektroschwache Wechselwirkung vermittelt wird.

¹⁶Wobei auch die Gleichung 4 benutzt wird.

3.2 Experimentelle Grenzen auf MSSM Teilchenmassen und Parameter

In der Vergangenheit wurde in vielen Experimenten nach Reaktionen gesucht, die auf die Produktion supersymmetrischer Teilchen hinweisen. Alle Ergebnisse waren bisher negativ, so daß immer nur untere Massengrenzen angegeben werden konnten.

Die Massengrenzen, die von unterschiedlichen Experimenten veröffentlicht werden, lassen sich meistens nicht ohne weiteres vergleichen. Der Grund hierfür ist, daß bei den Analysen spezielle Annahmen gemacht werden, z.B. bezüglich der Zerfallskanäle, der Zusammensetzung der supersymmetrischen Teilchen und ihrer Massen. Für einen Vergleich ist daher auch die Angabe der Bedingungen unter denen die untere Massengrenze erhalten wird wichtig.

Tabelle 3 zeigt eine Auswahl der Massengrenzen, die in den letzten Jahren ermittelt wurden. Folgende Annahmen wurden bei allen Suchen gemacht:

- Die R-Parität ist erhalten.
- Links- und rechtshändige Sfermionen haben dieselbe Masse.
- Die Massen der Squarks ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}, \tilde{t}, \tilde{b}$) sind gleich groß.

Für Sleptonen, Neutralinos und Charginos wurden die höchsten Massengrenzen von den LEP Experimenten und für Squarks und Gluinos vom dem TEVATRON Experiment CDF angegeben. Die erste Spalte in **Tabelle 3** (PDG¹⁷) zeigt die Massengrenzen, die bis ca. Januar 1990 veröffentlicht wurden. Die Experimente CDF [40] und DELPHI [20] haben danach nochmals Massengrenzen auf Squarks und Gluinos bzw. Sleptonen veröffentlicht.

Die Grenzen von CDF wurden unter der Annahme erhalten, daß das Squark direkt in das leichteste supersymmetrische Teilchen ($\tilde{\gamma}$) zerfällt. Unter der Annahme komplizierter Squarkzerfälle sollte die Massengrenze für Squarks bei ungefähr 120 GeV liegen [40].

Die Massengrenze für Seleptonen, die vom Experiment DELPHI(LEP) erhalten wurde, ist hier extra aufgeführt, da sich bei der Datenanalyse weitgehend an das in dieser Arbeit beschriebene Modell gehalten wurde. Insbesondere wurde hier eine Mischung der Gauginos angenommen¹⁸, sowie Ergebnisse in Abhängigkeit von $\tan\beta$ angegeben.

Unter der Annahme, daß Sneutrinos zu 100% zur unsichtbaren Breite des Z^0 -Bosons beitragen, hat die L3-Collaboration eine untere Grenze von 36 GeV auf die Sneutrino-masse errechnet [44].

¹⁷Particle Data Group.

¹⁸Die LEP Experimente DELPHI und L3 stehen in **Tabelle 3** nur beispielhaft für die vier LEP Experimente, ALEPH und OPAL haben ähnliche Analysen veröffentlicht.

Eine Suche nach einem erweiterten Higgs-Sektor wurde u.a. von den Experimenten DELPHI [21] und L3 [43] durchgeführt, die einen Hinweis auf die Existenz von Supersymmetrie geben könnten. Sie sind der Vollständigkeit halber in **Tabelle 3** aufgeführt. Grenzen auf die MSSM Parameter M_2 und μ für $\tan\beta=2$ werden z.B. vom ALEPH

	PDG'92	DELPHI	L3	CDF
$M_{\tilde{e}} > [GeV]$	43.5 $M_{e_R}=M_{e_L}$ $M_{\tilde{\nu}_0} < 41 GeV$ χ_1	40 $M_{e_R}=M_{e_L}$		
$M_{\tilde{\nu}} > [GeV]$	41.0 $\Gamma_{Z^0(inu)}; N(\tilde{\nu})=3$		35.7 $\Gamma_{Z^0(inu)} 100\% \tilde{\nu}$	
$M_{\tilde{q}} > [GeV]$	106 $M_{\tilde{g}}=M_{\tilde{q}}$ $B(\tilde{q}\rightarrow q\tilde{\gamma})=100\%$	44 $M_{\tilde{\gamma}} < 42 GeV$		150 $M_{\tilde{g}} < 400 GeV$ $B(\tilde{q}\rightarrow q\tilde{\gamma})=100\%$
$M_{\tilde{g}} > [GeV]$	106 $M_{\tilde{g}}=M_{\tilde{q}}$ $B(\tilde{g}\rightarrow q\tilde{q}\tilde{\gamma})=100\%$			150 $M_{\tilde{g}}=M_{\tilde{q}}$ $B(\tilde{g}\rightarrow q\tilde{q}\tilde{\gamma})=100\%$
$M_{\tilde{\chi}_1^0} > [GeV]$	20 $\tan\beta > 3$			
$M_{\tilde{\chi}_k^\pm} > [GeV]$	45.2 alle $M_{\tilde{\chi}_k^0}$ $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$			
$M_{h^0, A^0} > [GeV]$		35 alle $\tan\beta$	41.5 $\tan\beta$ groß	

Tabelle 3: Untere Grenzen auf die Massen supersymmetrischer Teilchen und einen erweiterten Higgs-Sektor.

Experiment [2] (**Abbildung 4**) angegeben. Durch die Vermessung der Breite des Z^0 -Bosons (Kontur A) sowie mit den durchgeführten Suchen nach den Zerfallskanälen $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (Kontur B), $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ (Kontur C), $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ (Kontur D) kann fast der gesamte kinematisch erlaubte Bereich¹⁹ des Z^0 -Zerfalls in Gauginos ausgeschlossen werden. In [23] sind die Ergebnisse der LEP-Experimente sowie von CDF und UA2 für $\tan\beta=2$ zusammengefaßt. Hier können für M_2 und μ grob die Bereiche:

$$-30 GeV < \mu < 80 GeV$$

¹⁹ Abzüglich des nicht sichtbaren Kanals $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.

$$M_2 > 40 \text{ GeV} \quad \text{für } \mu < 0 \text{ GeV}$$

$$M_2 > 70 \text{ GeV} \quad \text{für } \mu > 0 \text{ GeV}$$

ausgeschlossen werden.

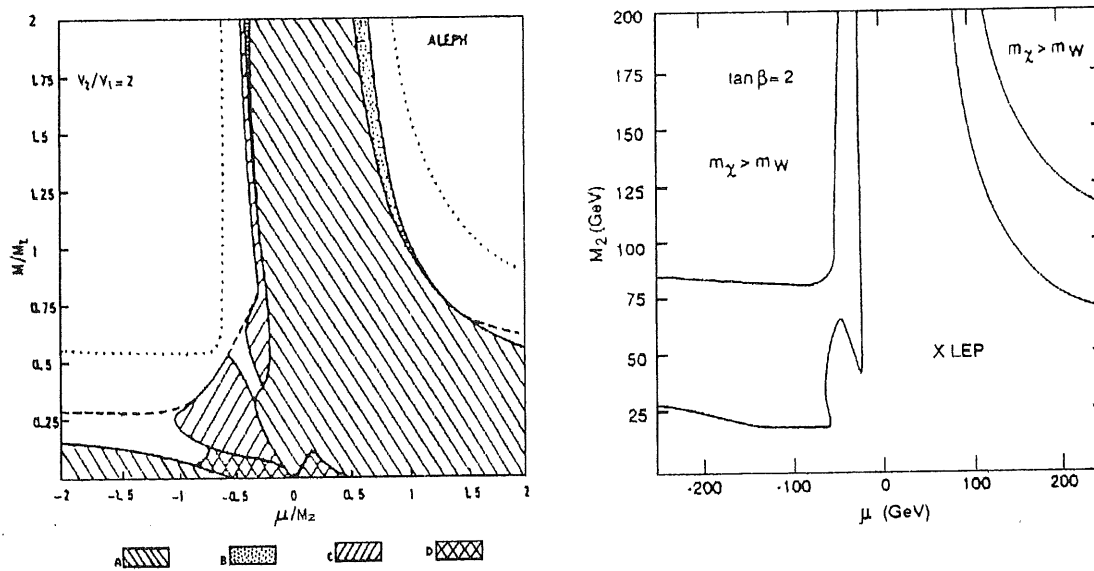


Abbildung 4: Durch die Suche nach supersymmetrischen Teilchen ausgeschlossene Bereiche in der M_2 - μ Ebene für $\tan \beta = 2$. Linkes Diagramm (aus [2]): Die gepunktete (gestrichelte) Linie zeigt das kinematische Limit mit(ohne) dem unsichtbaren Zerfallsmode: $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, ($M \approx 0.62 M_2$). Die verschiedenen Konturen sind im Text erklärt. Das rechte Diagramm (aus [23]) zeigt Ausschließungsgrenzen aus einer Kombination von LEP, CDF und UA2 Daten.

3.3 Die Neutralino und Chargino Mischung

Durch die spontane Symmetriebrechung der Supersymmetrie und der $SU(2)_L \times U(1)$ Symmetrie mittels Higgs-Mechanismus treten in der Lagrangedichte des minimalen supersymmetrischen Modells nicht diagonale Mischungsterme zwischen den neutralen bzw. geladenen Eich- und Higgs-Fermionen ($\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}^0, \tilde{H}^{0'}$) bzw. (W^\pm, \tilde{H}^\pm) auf. Neutralinos sind Majorana-Fermionen und Charginos Dirac-Fermionen. Die Mischung der Neutralinos und Charginos hat große Bedeutung für die Zerfälle der supersymmetrischen Teilchen und damit auch für deren Ereignissignaturen und Nachweismöglichkeiten.

Die Massenterme in der Lagrangedichte sind:

$$\mathcal{L}_{susy} \ni -\frac{1}{2}\psi_m^0 Y_{mn} \psi_n^0 - \frac{1}{2}(\psi^+ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X^T & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c.$$

Die Mischungsmatrizen Y, X können, wenn die Basis:

$$\begin{aligned} \psi_k^0 &= (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{Z}^0, \tilde{H}^0, \tilde{H}^{0'}) \\ \psi_j^+ &= (-i\tilde{W}^+, \tilde{H}^+) & \psi_j^- &= (-i\tilde{W}^-, \tilde{H}^-) \end{aligned}$$

mit:

$$\begin{aligned} \tilde{H}^0 &= \tilde{H}_1^0 \sin \beta - \tilde{H}_2^0 \cos \beta \\ \tilde{H}^{0'} &= \tilde{H}_1^0 \cos \beta + \tilde{H}_2^0 \sin \beta \end{aligned}$$

gewählt wird, folgendermaßen geschrieben werden:

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

$$X_{mn} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin \beta \\ \sqrt{2} M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}$$

Die Matrizen X, Y hängen (mit Gleichung 4) von den Parametern M_2 , μ , $\tan \beta$ sowie M_{Z^0} , M_{W^\pm} und $\sin \theta_W$ ab.

Die Diagonalisierung der Massenmatrix Y führt zu:

$$N_{im} N_{jm} Y_{mn} = \delta_{ij} \eta_i m_i$$

mit den Masseneigenzuständen der Neutralinos:

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij} \psi_j^0$$

Da die Matrix N als reell angenommen wird, können die Eigenwerte m_k auch negativ sein. Das Vorzeichen η_i des Eigenwertes m_i wird als CP-Phase des i-ten Neutralinos interpretiert.

Es ist üblich die Massen²⁰ der Neutralinos der Größe nach zu sortieren, so daß das leichteste Neutralino immer das $\tilde{\chi}_1^0$ ist.

²⁰Und entsprechend die Matrix N der Eigenvektoren.

Das Eigenwertproblem für die Charginos lautet:

$$U_{im}^* V_{jn} X_{mn} = \delta_{ij} \eta_i M_i$$

mit den Masseneigenzuständen:

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij} \psi_j^+ \quad \tilde{\chi}_i^- = U_{ij} \psi_j^-$$

Die Parameter M_2 , μ und $\tan\beta$ bestimmen die Massen der Neutralinos und Charginos und die Elemente der Matrizen N , U und V ihre Kopplungen an andere Teilchen. Je nach Vorzeichen der N_{ij} , U_{ij} und V_{ij} können dabei Verstärkungs- oder Abschwächungseffekte in den Kopplungen auftreten.

In der Literatur [10] werden häufig Fälle angegeben, bei denen das Eigenwertproblem für die Neutralinos einfache Lösungen hat. Hier werden einige dieser Fälle, in Bezug auf die Komponenten des leichtesten Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$, kurz aufgeführt (siehe **Abbildung 5**):

- $\mu=0$
Das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ist ein Higgsino $\tilde{H}^{0'}$ (**Abbildung 5d**). Das $\tilde{\chi}_1^0$ koppelt vorwiegend an massive Teilchen.
- $M_2=0$
Das $\tilde{\chi}_1^0$ ist ein Photino (**Abbildung 5a**). Hier koppelt das $\tilde{\chi}_1^0$ vorwiegend an Teilchen, die elektromagnetische Ladung tragen.
- $|\mu| \gg 0$ und $M_2 \gg 0$
In diesem Bereich ist das $\tilde{\chi}_1^0$ im wesentlichen eine Mischung aller Komponenten.

Die Abhängigkeit der Eigenwerte m_i ($i=1,2,3,4$) von den Parametern M_2 , μ und $\tan\beta$ kann sehr komplex sein. Die **Abbildung 6** zeigt an einem Beispiel mit $M_2=187.5 GeV$, $\mu=100 GeV$ und $\tan\beta=4$ den Verlauf der Eigenwerte m_i (mit Vorzeichen!). Bildet man die Beträge der Massen, so muß nicht unbedingt der Eigenwert mit Index $i=1$ den kleinsten Wert haben. Im Beispiel sind dies die Eigenwerte mit Index $i=2$ und $i=3$. Die Abhängigkeit der Eigenwerte von $\tan\beta$ ist für $\tan\beta$ größer ≈ 2 nur sehr schwach. In den Grenzfällen $\tan\beta \approx 1$ und (oder) M_2 klein und (oder) μ klein können Entartungen der Eigenwerte auftreten. Die **Abbildung 7a-d** zeigt die Massenkonturen für die Neutralinos und **Abbildung 8a-b** entsprechend für Charginos in der M_2 - μ Ebene für $\tan\beta=4$. Die gestrichelte Linie zeigt den Bereich eines stabilen Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$. Über diesen Bereich wird innerhalb des Modells keine Aussage gemacht.

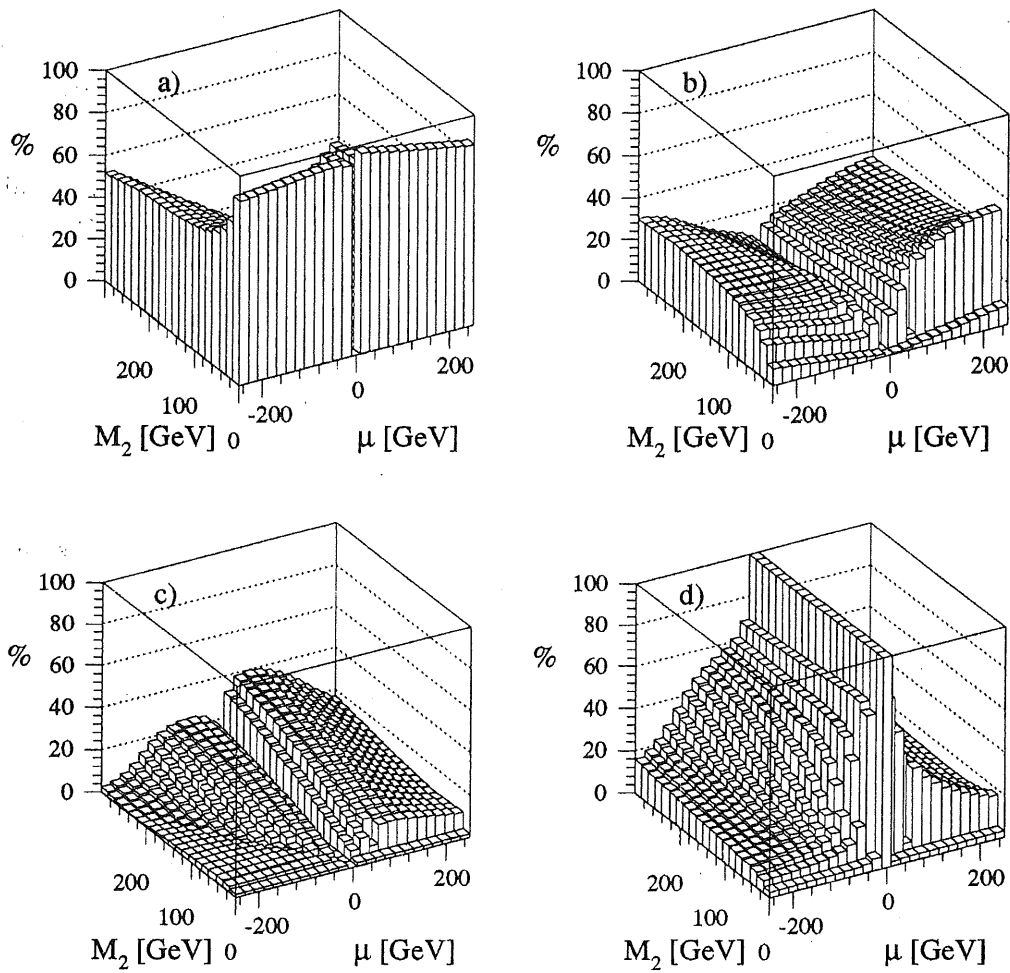


Abbildung 5: Der prozentuale Aufbau des leichtesten Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ aus seinen Komponenten für $\tan\beta=4$: a) $\tilde{\gamma}$ -Komponente, b) \tilde{Z}^0 -Komponente, c) \tilde{H}^0 -Komponente, d) $\tilde{H}^{0'}$ -Komponente.

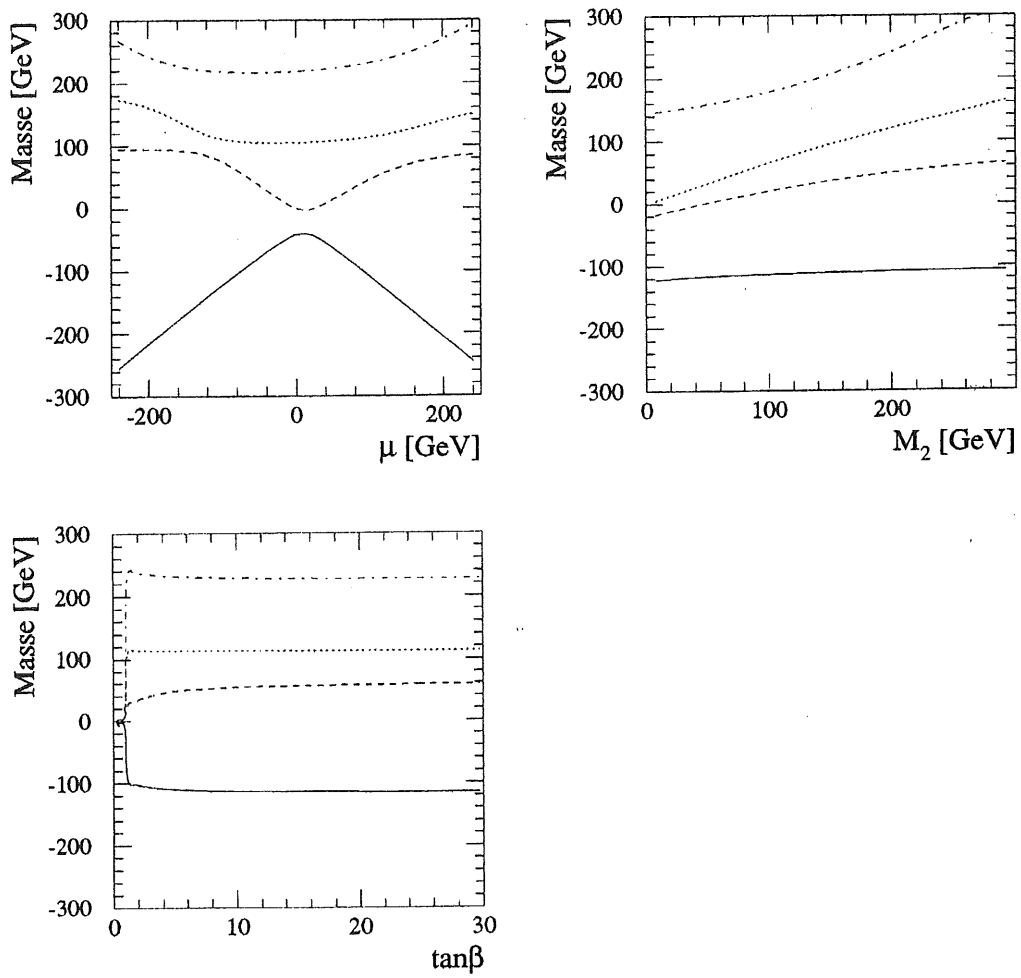


Abbildung 6: Eigenwerte der Neutralinomischung mit Vorzeichen für $M_2=187.5\text{GeV}$, $\mu=100\text{GeV}$ und $\tan\beta=4$.

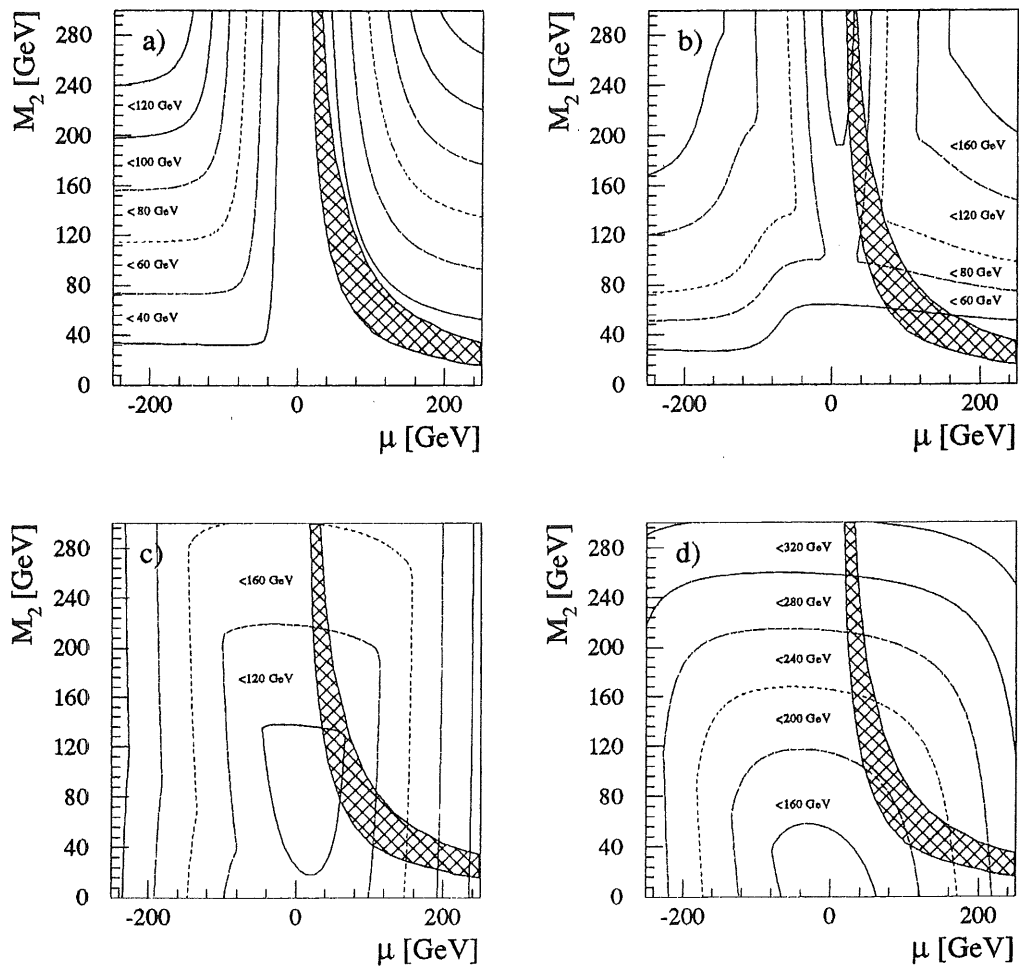


Abbildung 7: Neutralino Massenkonturen als Funktion von M_2 und μ für $\tan\beta=4$:
a) $\tilde{\chi}_1^0$, b) $\tilde{\chi}_2^0$, c) $\tilde{\chi}_3^0$, d) $\tilde{\chi}_4^0$.

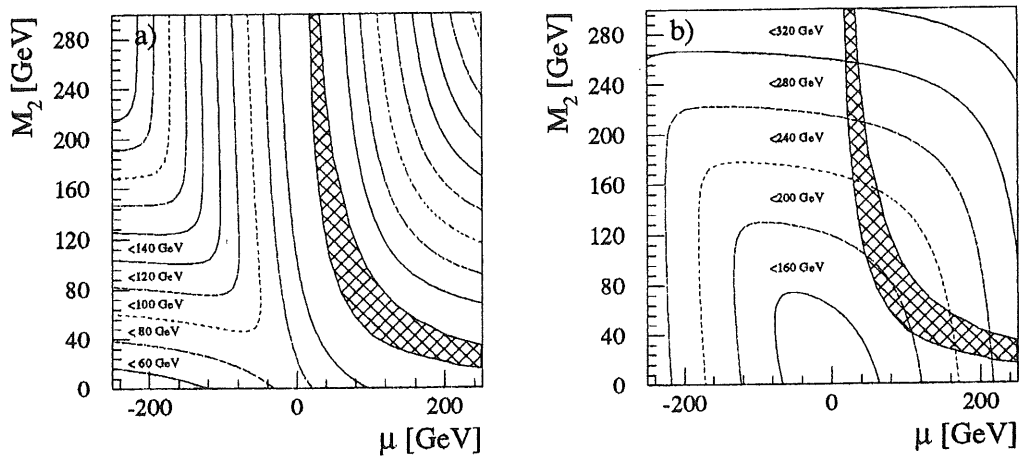


Abbildung 8: Chargino Massenkonturen als Funktion von M_2 und μ für $\tan \beta = 4$:
 a) $\tilde{\chi}_1^\pm$, b) $\tilde{\chi}_2^\pm$.

4 Der Speicherring HERA und der H1-Detektor

4.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) bei DESY in Hamburg hat einen Umfang von 6.3 km . Dort werden Elektronen auf eine Energie von 30 GeV und Protonen auf eine Energie von 820 GeV gegenläufig beschleunigt und an drei Stellen im Speicherring zur Kollision gebracht. In sechs Vorbeschleunigern werden Elektronen

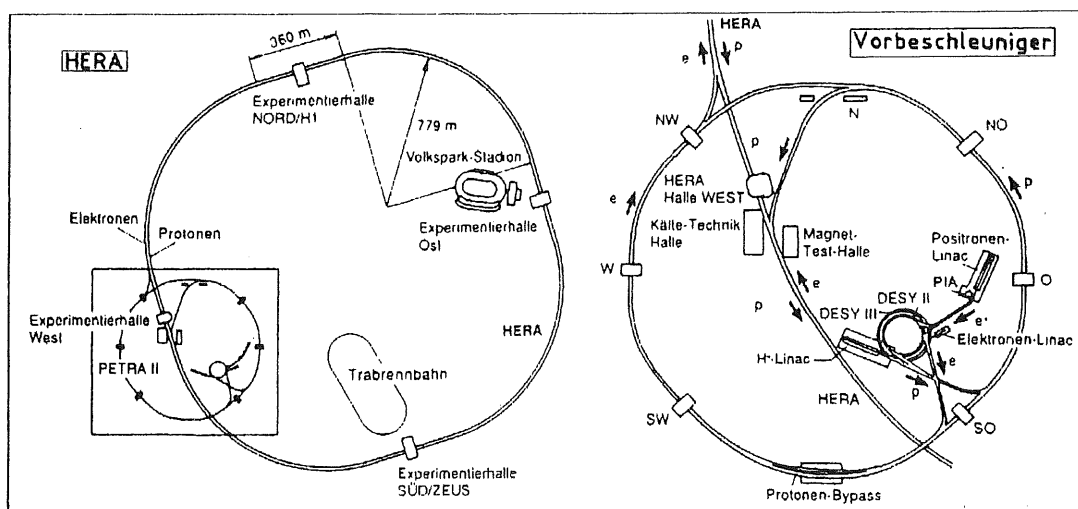


Abbildung 9: Der Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern und den Experimenten H1 und ZEUS [52].

und Protonen bis auf 14 GeV bzw. 40 GeV beschleunigt, bevor sie in den HERA Ring eingeschossen werden (Abbildung 9). Da die Elektronen und Protonen verschiedene Impulse haben, werden sie in getrennten Magnetsystemen beschleunigt. Im Vorbeschleuniger PETRA II laufen Elektronen und Protonen, bis auf die Beschleunigungsstrecke (Proton-Bypass) im gleichen Magnetsystem.

Das HERA Magnetsystem für Elektronen ist in konventioneller Technik aufgebaut und erzeugt ein maximales Magnetfeld von 0.27 Tesla . Um Protonen mit derart hohen Energien auf eine Kreisbahn zu zwingen, werden supraleitende Magnete benötigt, die ein Magnetfeld von 4.6 Tesla erzeugen können. Die supraleitenden Magnete werden durch eine große Heliumverflüssigungsanlage mit flüssigem Helium (mit einer Temperatur von 4.3 K) versorgt.

Eine wichtige Kenngröße eines Speicherrings ist die Luminosität L , die angibt, wieviele Reaktionen R mit einem Wirkungsquerschnitt σ pro Zeiteinheit erzeugt werden können:

$$R = \sigma \cdot L$$

Bei großer Luminosität können auch noch Reaktionen mit kleinem Wirkungsquerschnitt nachgewiesen werden. Die Luminosität ist unter anderem proportional zur Kollisionsfrequenz der Teilchenstrahlen im Speicherring. Bei HERA beträgt die Kollisionsfrequenz 10.4 MHz ($\approx 1/96 \text{ ns}$). Es wird damit eine Luminosität von $\approx 1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ erreicht werden.

Das Quadrat der Schwerpunktenenergie s läßt sich aus den Energie-Impuls Vektoren der Elektronen P_e und Protonen P_p berechnen:

$$s = (P_e + P_p)^2$$

Die Schwerpunktenenergie \sqrt{s} beträgt bei HERA $\approx 314 \text{ GeV}$, und das Quadrat des maximalen Impulsübertrages ist $Q_{max}^2 = s \approx 98400 \text{ GeV}^2$. Damit lassen sich Abstände der Größenordnung 10^{-18} m auflösen. In **Tabelle 4** sind einige wichtige Daten des Speicherrings HERA zusammengefaßt.

Im Mai 1992 wurden mit HERA die ersten physikalischen Daten genommen. Die Elektronenergie betrug während der ersten Meßperiode 26.7 GeV .

		Elektronen	Protonen
Endenergie	[GeV]	30	820
Einschußenergie	[GeV]	14	40
Strahlstrom	[mA]	60	160
Anzahl Teilchenpakete		210	210
Teilchen/Paket		$3.6 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^{11}$
Energieverlust/Umlauf	[MeV]	125	$6 \cdot 10^{-6}$
Paketlänge	[cm]	3.0	4.4
Strahlradius (Hor:Vert)	[μ m]	264:17	300:95
Füllzeit	[min]	15	20
Kollisionsrate		10.4 MHz	
Luminosität		$1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$	
Schwerpunktenergie		314 GeV	
Strahlkreuzungswinkel		0 mrad	

Tabelle 4: Einige Designparameter des Speicherrings HERA [49][52].

4.2 Der H1-Detektor

Mit dem H1-Detektor können Elektron-Proton Wechselwirkungen analysiert werden. Auffällig ist der asymmetrische Aufbau des Detektors, der das Ungleichgewicht zwischen den Impulsen der primären Teilchen widerspiegelt. Die meisten Teilchen, die bei der Elektron-Proton Wechselwirkung entstehen, fliegen in den Bereich des Detektors, der durch die Richtung der einlaufenden Protonen („Vorwärtsrichtung“) gegeben ist.

H1 besteht aus einer Reihe von Einzeldetektoren, die den Wechselwirkungspunkt schalenartig umgeben. Die wichtigsten Komponenten sind hierbei die inneren Spurkammern, mit denen Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden können und das elektromagnetische und hadronische Flüssig-Argon Kalorimeter, das zur Energiemessung geladener und neutraler Teilchen und zur Teilchenidentifikation genutzt wird. Hinzu kommen Detektorkomponenten, die die Teilchenidentifikation verbessern sollen (TRD²¹) sowie Streamerkammern zum Nachweis von hochenergetischen Myonen. Zwischen hadronischem Kalorimeter und instrumentiertem Eisen befindet sich eine supraleitende Magnetspule, die die Impulsmessung geladener Spuren in den inneren Spurkammern ermöglicht. Einige technische Daten und der Aufbau des H1-Detektors sind in **Tabelle 5** und **Abbildung 10** dargestellt.

²¹Übergangsstrahlungsdetektor engl.: Transition Radiation Detector.

† Zentrale Jetkammer (CJC)

†† Zentrale innere Z-Kammer (CIZ)

‡ Zentrale äußere Z-Kammer (COZ)

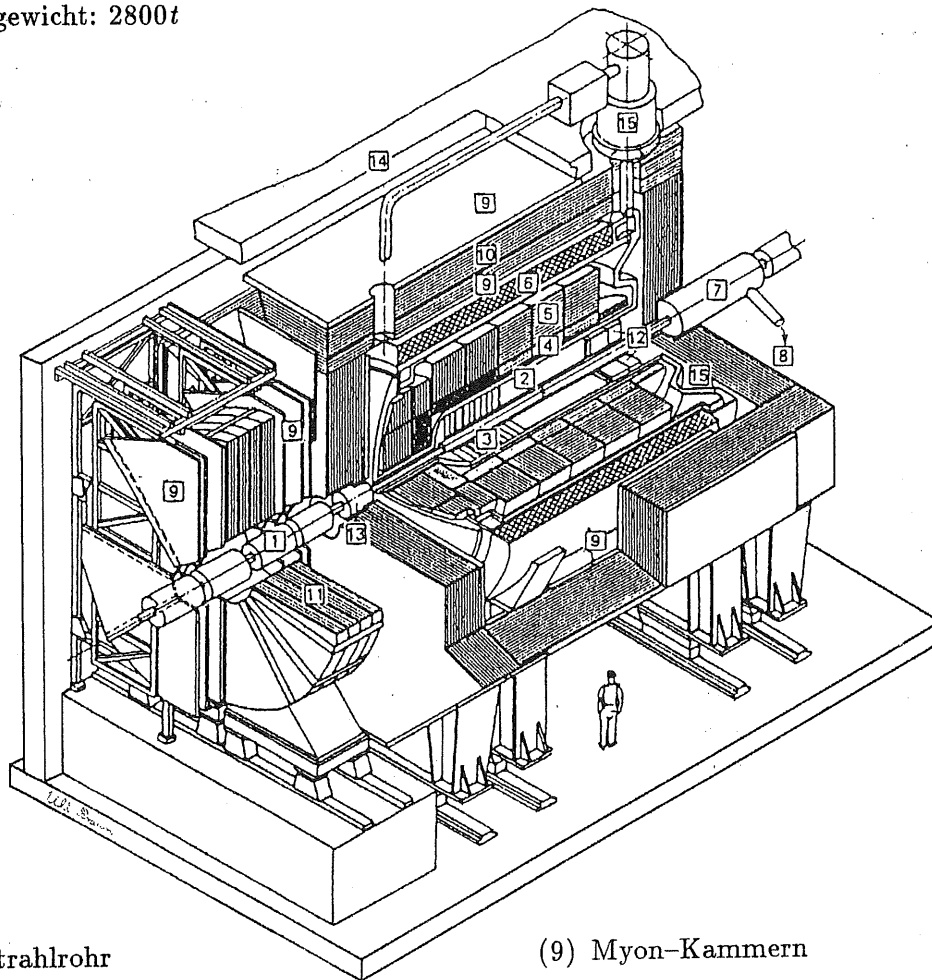
Zentrale Jet Kammern CTD	$30^\circ \leq \vartheta \leq 170^\circ$
Impulsauflösung	$\frac{\sigma}{P} \leq 0.003 \cdot P$
r- ϕ Auflösung	$100\mu m^\dagger \quad 10mm^{\dagger\dagger} \quad 25mm^\dagger$
z Auflösung	$24mm^\dagger \quad 350\mu m^{\dagger\dagger} \quad 350\mu m^\dagger$
Doppelspurauflösung	$\approx 2.5mm$
Vorwärts Spur Kammern FTD	$5^\circ \leq \vartheta \leq 30^\circ$
r- ϕ Auflösung	$100-150\mu m$
Pion-Elektron Trennung (TRD)	$\leq 10^{-1}$
Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter	$4^\circ \leq \vartheta \leq 152^\circ$
elektro. mag. Kalorimeter	
Aufbau	Blei-LAr
Energieauflösung	$\frac{\sigma}{E} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 1\%$
Hadronisches Kalorimeter	
Aufbau	Stahl-LAr
Energieauflösung	$\frac{\sigma}{E} \leq \frac{55\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 2\%$
Pion-Elektron Trennung	$\leq 10^{-3}$
Rückwärts Kalorimeter (BEMC)	$152^\circ \leq \vartheta \leq 176^\circ$
Aufbau	Blei-Szintillator
Energieauflösung	e.m.: $\frac{\sigma}{E} \leq \frac{13\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 1\%$
	had.: $\frac{\sigma}{E} \leq \frac{80\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 1\%$
Plug Kalorimeter	$0.7^\circ \leq \vartheta \leq 3.5^\circ$
Aufbau	Kupfer-Si-Halbleiter
Energieauflösung	$\frac{\sigma}{E} \leq \frac{100\%}{\sqrt{E[GeV]}}$
Supraleitender Magnet	
B-Feld	1.2 Tesla
Instr. Eisen (Streamerammern)	$5^\circ \leq \vartheta \leq 175^\circ$
Energieauflösung	$\frac{\sigma}{E} \leq \frac{110\%}{\sqrt{E[GeV]}}$

Tabelle 5: Die Designparameter des H1-Detektors [35]. Der Winkel ϑ beträgt 180° in Richtung des einlaufenden Elektrons.

Das H1-Experiment

Abmessungen: 12x10x15m

Gesamtgewicht: 2800t



- | | |
|---|---|
| (1) Strahlrohr | (9) Myon-Kammern |
| (2) Zentrale Spurkammern | (10) Instrumentiertes Eisen |
| (3) Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodul | (11) Myon-Toroid-Magnet |
| (4) Elektromagnetisches Kalorimeter | (12) warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| (5) Hadronisches Kalorimeter | (13) Vorwärts-Kalorimeter |
| (6) Supraleitende Spule | (14) Betonabschirmung |
| (7) Kompensationsmagnet | (15) Flüssig-Argon Kryostat |
| (8) Helium-Kälteanlage | |

Abbildung 10: Der H1-Detektor [34].

4.3 Der H1-Trigger

Am Speicherring HERA werden die Elektron- und Protonpakete alle 96ns kollidieren. Neben den Elektron-Proton Wechselwirkungen werden vom H1-Detektor Untergrundereignisse registriert. Dazu zählen hauptsächlich Wechselwirkungen von Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr, Wechselwirkungen von Protonen mit dem Strahlrohr selbst, kosmische Myonen, elektrische Störungen und Rauschen im Detektor, wobei die genauen Raten für die einzelnen Prozesse noch nicht bekannt sind²². Der Trigger hat die Aufgabe, Elektron-Proton Wechselwirkungen aus den Ausgangssignalen des Detektors herauszufiltern. Die Entscheidung, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird, sollte in möglichst kurzer Zeit erfolgen, um die Totzeit des Detektors klein zu halten, und muß mit dem HERA-Zyklus synchronisiert sein. Um dies zu erreichen, ist der Trigger in mehreren Stufen (Level 1 bis Level 4) aufgebaut. Die einzelnen Stufen arbeiten teilweise parallel zur Datenauslese.

Die Funktionsweise des Triggers wird hier nur kurz dargestellt. Weiterführende Literatur hierzu findet man in [24][36].

- **L1:** Die erste Triggerstufe findet innerhalb von $2.2\mu\text{s}$ eine Entscheidung aus Bitmasken, die z.B. die Spurkammern, das Kalorimeter und der Flugzeitähler zur Verfügung stellen. Die Triggerdaten werden parallel in sog. „Pipelines“ ausgelesen und verarbeitet. Ein positives L1-Signal stoppt die Pipeline und es beginnt die Totzeit des Detektors. Die Ereignisrate wird von 10.4MHz auf $\approx 1000\text{Hz}$ reduziert.
- **L2:** Die zweite Triggerstufe wird durch ein positives L1 Signal ausgelöst und findet eine Entscheidung in $\approx 20\mu\text{s}$. Eine positive Entscheidung startet die Datenauslese des Detektors in die Ereignisspeicher der einzelnen Subdetektorsysteme. Das Ereignis wird mit einer eindeutigen Ereignisnummer versehen. Dadurch wird verhindert, daß im weiteren Verlauf der Datennahme Subdetektorinformationen verschiedener Ereignisse falsch kombiniert werden. Eine negative L2 Entscheidung löscht alle Ereignisspeicher und startet wieder die Pipeline.
- **L3:** Parallel zur Datennahme bildet L3 komplexe Triggerentscheidungen. Eine negative Entscheidung stoppt die Datennahme sofort, um die Totzeit möglichst gering zu halten. Nach höchstens $800\mu\text{s}$ ist die Datennahme abgeschlossen. Bei einer positiven Entscheidung wird die Datennahme vollständig durchgeführt und die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten zu einem Ereignis zusammengefügt. Die Ereignisrate nach L3 beträgt $\approx 50\text{Hz}$.
- **L4:** Die vollständigen Detektordaten werden auf einer Prozessorfarm parallel weiterverarbeitet und teilweise rekonstruiert. Der L4 Trigger entscheidet endgültig, ob ein Ereignis auf dem zentralen Großrechner abgespeichert werden soll. Er reduziert die Ereignisrate auf einige Hz .

²²Dies bezieht sich nur auf die Strahlrohr- und Restgasreaktionen.

5 Die tiefinelastische eP–Wechselwirkung

Die Elektron–Proton Wechselwirkung läßt sich mit dem *Partonmodell* [27] beschreiben. Danach besteht das Proton aus Partonen. Ein Parton mit Bruchteil x des Protonimpulses wechselwirkt mit dem einlaufenden Elektron über *neutrale* (NC²³) oder *geladene* (CC²⁴) *Ströme*. Die restlichen Partonen nehmen nach dem Modell nicht an der Wechselwirkung teil. Bei NC–Reaktionen wird das Elektron durch Austausch eines Photons oder Z^0 –Bosons gestreut. Bei CC–Reaktionen wird das Elektron durch Austausch eines W^- –Bosons in ein Neutrino umgewandelt (siehe **Abbildung 11**). Der hadronische Endzustand besteht im einfachsten Fall aus zwei Jets: Das gestreute Parton fragmentiert in den *Stromjet*, während der Rest des Protons in den *Protonjet* fragmentiert.

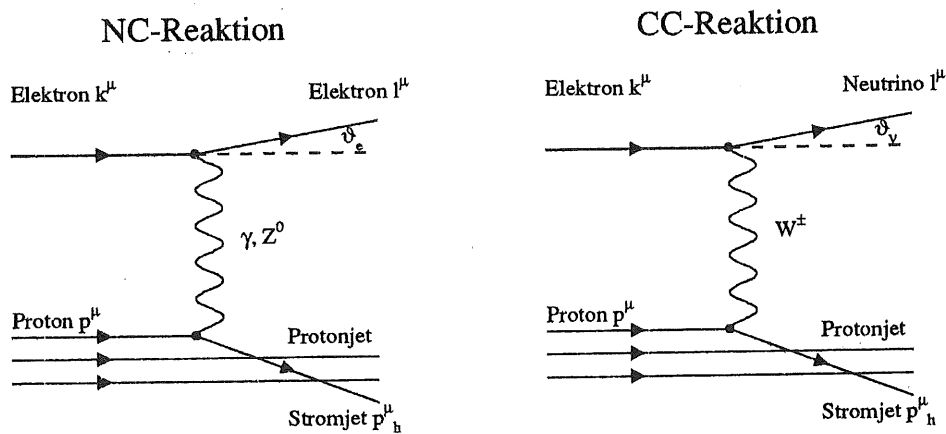


Abbildung 11: Die neutrale und geladene Stromreaktion in der tiefinelastischen Elektron–Proton Streuung. ϑ ist der Winkel des gestreuten Leptons bezogen auf die Richtung des einlaufenden Elektrons.

5.1 Die Kinematik bei HERA

Die Grundlage der Kinematik der tiefinelastischen Lepton–Nukleon Wechselwirkung ist die Energie– und Impulserhaltung. Quantitativ lassen sich diese Ereignisse durch einen

²³engl. neutral current.

²⁴engl. charged current.

Satz von sechs Variablen beschreiben²⁵:

$$Q^2 = q^\mu q_\mu > 0 \quad \text{mit: } q^\mu = k^\mu - l^\mu \quad (5)$$

$$s = (k^\mu + p^\mu)(k_\mu + p_\mu) \quad (6)$$

$$\nu = \frac{p^\mu q_\mu}{M_p} \quad (7)$$

$$x = \frac{Q^2}{2 \cdot p^\mu q_\mu} \quad (8)$$

$$y = \frac{p^\mu q_\mu}{p^\mu k_\mu} \quad (9)$$

$$W^2 = (q^\mu + p^\mu)(q_\mu + p_\mu) \quad (10)$$

mit:

- s = Quadrat der eP-Schwerpunktenergie
- Q^2 = Quadrat des Impulsübertrages auf das Nukleon
- x = Protonimpulsbruchteil des gestreuten Quarks
- y = Relativer Energieverlust des Leptons im Laborsystem
- ν = Absoluter Energieverlust des Leptons im Laborsystem
- W^2 = Massenquadrat des gestreuten hadronischen Systems
- M_p = Masse des Protons

Die Metrik ist definiert als $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, und die Indizes μ, ν laufen von 0 bis 3. Die Vierervektoren k^μ, l^μ und p^μ sind in **Abbildung 11** definiert.

Aus den **Gleichungen 8, 9** und **6** folgt die Beziehung $Q^2 = sxy$, die den kinematisch erlaubten Bereich festlegt.

Es reichen jeweils zwei dieser Variablen aus, um die Kinematik der Reaktionen eindeutig festzulegen. Sie lassen sich entweder durch Messung des gestreuten Elektrons oder, wie weiter unten gezeigt wird, durch Vermessung des Stromjets bestimmen, z.B. sind der Impulsübertrag Q^2 und das Bjorken- x als Funktion der Energie E'_e und des Winkels ϑ_e des gestreuten Elektrons gegeben durch:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2} \quad (11)$$

$$x = \frac{4E_e E'_e \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2}}{4E_p (E_e - E'_e \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2})} \quad (12)$$

E_e und E_p sind die Energien des einlaufenden Elektrons und Protons. Die Form dieser Ausdrücke gilt nur für das HERA-Laborsystem.

Folgende Annahmen wurden bei der Ableitung von **Gleichungen 11** und **12** gemacht:

²⁵Für Einführungen in die Kinematik von eP-Kollisionen siehe z.B. : [42][16].

- Die Impulsvektoren des einlaufenden Elektrons und Protons bilden einen Winkel von 180° .
- Die Protonrichtung definiert die positive z -Richtung. Das ein- und auslaufende Lepton bilden den Winkel ϑ_e (siehe **Abbildung 11**).
- Die Massen der einlaufenden (e, p) und auslaufenden (e', h) Teilchen werden vernachlässigt:

$$\frac{M_e}{E_e} \ll 1 \quad \frac{M_p}{E_p} \ll 1$$

$$\frac{M_e'}{E_e'} \ll 1 \quad \frac{M_h}{E_h} \ll 1$$

Die Aufgabe einzelner oder aller Annahmen führt zu komplexeren Ausdrücken für die **Gleichungen 11** und **12**.

Der Phasenraum für die Elektron-Proton Streuung bei HERA Energien ist in **Abbildung 12** für das Hera Laborsystem dargestellt. Der Phasenraum ist ellipsenförmig verzerrt, da sich der Schwerpunkt des Elektron-Proton Systems mit 93% der Lichtgeschwindigkeit in Protonrichtung bewegt. Weiterhin läßt sich aus **Abbildung 12** für einen gegebenen (x, Q^2) -Punkt der Streuwinkel und die Energie des gestreuten Leptons und des gestreuten Quarks ablesen.

Die Impulse der einlaufenden Teilchen bei HERA entsprechen einem *Fixedtarget* (Protonruhesystem) Experiment, bei dem das einlaufende Elektron eine Energie von 52 TeV besitzt. Die kinematischen Variablen können nicht nur durch Messung von leptonischen Größen rekonstruiert werden. Aus der Energie- und Impulserhaltung kann der Impulsübertrag (**Gleichung 5**) auch durch hadronische Variablen ausgedrückt werden [1].

$$q = p_{h_\mu} - p_\mu$$

Für Q^2 und y folgt unter der Annahme, daß der Transversalimpuls des gestreuten Leptons und des Stromjets balanciert ist:

$$y = \frac{\sum_{i=1}^n E_i - \sum_{i=1}^n P_{z_i}}{2E_e} \quad (13)$$

$$Q^2 = \frac{\left(\sum_{i=1}^n P_{t_i}\right)^2}{1 - y} \quad (14)$$

Für CC-Prozesse ist dies die einzige Möglichkeit die Variablen zu berechnen, da das Neutrino den Detektor ohne Nachweis verläßt. Bei NC-Prozessen bietet diese Methode eine weitere unabhängige Messung und damit eine Reduzierung der Meßfehler.

Für den Fall massiver Endzustände (und masseloser Anfangszustände), wie sie bei exotischen Reaktionen auftreten könnten, wird die Skalenvariable x undefiniert, da das einlaufende Parton einen minimalen Impulsbruchteil zur Massenerzeugung zur Verfügung stellen muß.

$$x = \frac{Q^2}{2p^\mu q_\mu} \left(1 + \frac{M_h^2}{Q^2}\right)$$

Die Vierervektoren von massiven Leptonen (Index L) und Quarks (Index Q) im Endzustand lassen sich aus den Gleichungen 5 und 7 ableiten:

$$Q^2 = 2 \cdot (E_e E_L + E_e P_L \cos \vartheta_L) - M_L^2 \quad (15)$$

$$M_{p\nu} = 2 \cdot E_p E_e - E_p (E_L - P_L \cos \vartheta_L) \quad (16)$$

Für die Energie E_L , die longitudinale P_{Lz} und transversale $P_{L\perp}$ Impulskomponente des massiven Leptons ergibt sich daraus:

$$E_L = E_e + \frac{Q^2 + M_L^2}{4 \cdot E_e} - \frac{Q^2 + M_Q^2}{4 \cdot E_p x} \quad (17)$$

$$P_{Lz} = \frac{Q^2 + M_L^2}{4 \cdot E_e} + \frac{Q^2 + M_Q^2}{4 \cdot E_p x} - E_e \quad (18)$$

$$P_{L\perp} = \sqrt{E_L^2 - P_{Lz}^2 - M_L^2} \quad (19)$$

Die entsprechenden Größen für das massive Quark werden aus dem Energie-Impuls Vektor des massiven Leptons und aus dem Stromvektor q^μ abgeleitet. Die nullte Komponente des Stromvektors ist $q^0 = E_e - E_L$, und seine dritte Komponente lautet $q^3 = E_e - P_L \cos \vartheta_L$. Damit ist:

$$E_Q = E_q + q^0 = x E_p + \frac{Q^2 + M_Q^2}{4 \cdot E_p x} - \frac{Q^2 + M_L^2}{4 \cdot E_e} \quad (20)$$

$$P_{Qz} = P_{qz} - q^3 = x E_p - \frac{Q^2 + M_Q^2}{4 \cdot E_p x} - \frac{Q^2 + M_L^2}{4 \cdot E_e} \quad (21)$$

Unter der Annahme, daß nur ein Parton im Proton an der Wechselwirkung teilnimmt, sind diese Reaktionen transversal balanciert: $P_{L\perp} + P_{Q\perp} = 0$.

Im Grenzfall $M_L, M_Q \rightarrow 0$ und $x \rightarrow \frac{Q^2}{2 \cdot p^\mu q_\mu}$ beschreiben die angegebenen Gleichungen den Fall für masselose Teilchen im Endzustand.

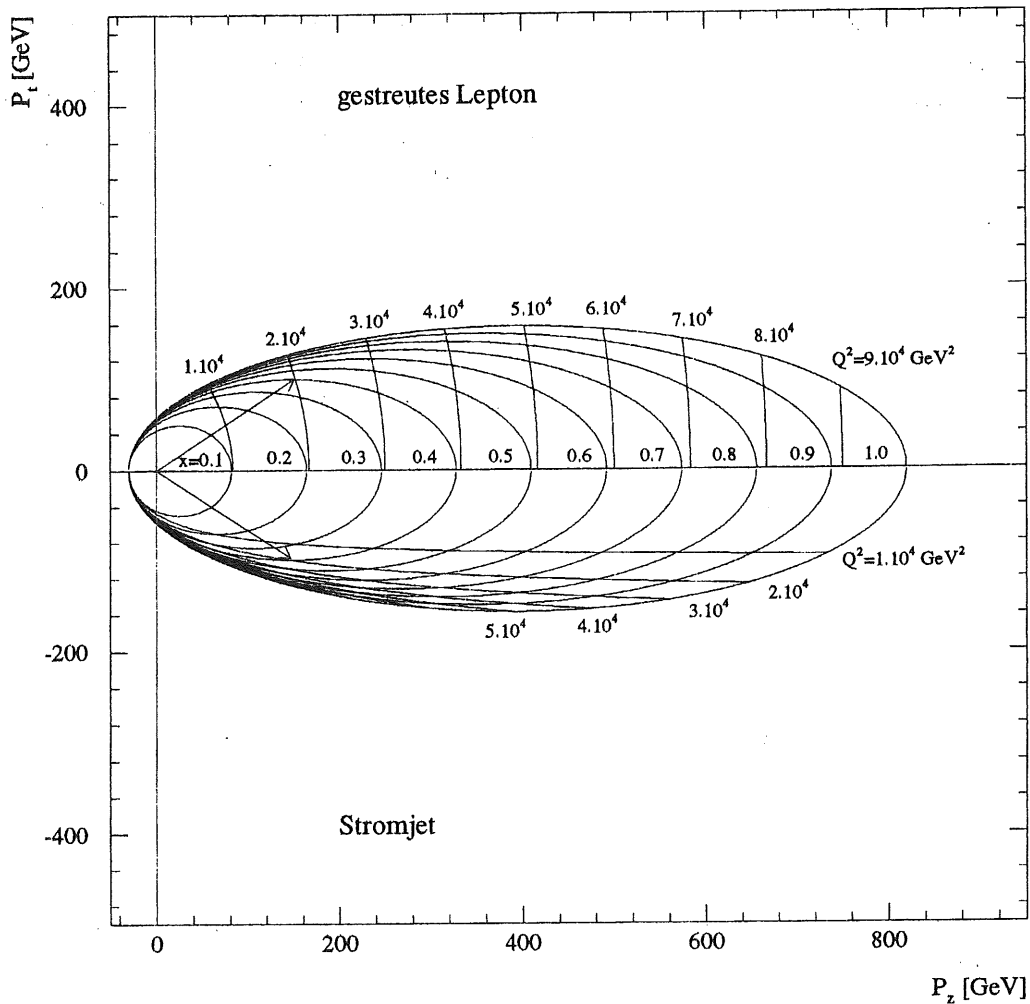


Abbildung 12: Der Phasenraum der Elektron-Proton-Streuung für HERA-Energien, dargestellt im HERA Laborsystem. Die obere Hälfte des Diagrammes zeigt den Phasenraum für das gestreute Lepton, die untere Hälfte zeigt den Stromjet Phasenraum. Die Massen der einlaufenden und auslaufenden Teilchen sind vernachlässigt. Die eingezeichneten Pfeile stellen ein Beispiel für eine Reaktion mit $x=0.4$ und $Q^2=20000$ GeV^2 dar. Die Pfeillänge entspricht der Energie des gestreuten Leptons und des Stromjets. Der Streuwinkel läßt sich aus der Richtung der Pfeile und der x -Achse ablesen.

6 Die Erzeugung supersymmetrischer Ereignisse

6.1 Die assoziierte Produktion supersymmetrischer Teilchen

Die assoziierte Produktion von Sleptonen und Squarks ist ein t-Kanal Prozeß mit Austausch eines Neutralinos oder Charginos. Sie können analog zu den neutralen und geladenen Strömen des Standardmodells dargestellt werden (siehe **Abbildung 13**). Nur die Photino- und Zinokomponenten der Neutralinos sowie die Winokomponente der Charginos liefern Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die CP-Phase $\eta_{i(k)}$ der $\tilde{\chi}_i^0$ ($\tilde{\chi}_k^\pm$) geht als Vorzeichen in den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein und kann zu destruktiven Interferenzen führen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektron-

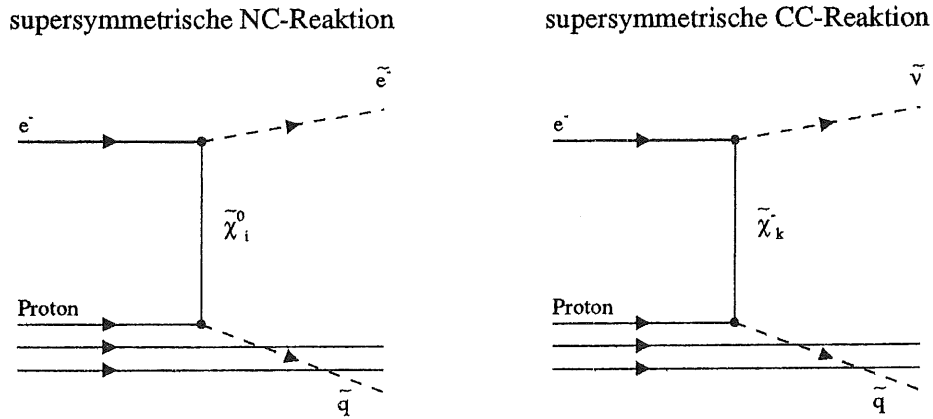


Abbildung 13: Die Feynmandiagramme für die assoziierte Produktion von Sleptonen und Squarks über Neutralino- und Charginoaustausch.

Quark Wechselwirkung für supersymmetrische NC- und CC-Reaktionen ist im **Anhang A** angegeben. Der totale unpolarisierte Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton Reaktionen ist die Faltung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der Quarkdichteverteilung $q(x, Q^2)$ im Proton integriert über den erlaubten kinematischen Bereich:

$$\sigma(eP \rightarrow \tilde{e}(\tilde{\nu})\tilde{q}^{(l)}X) = \frac{1}{4} \sum_{L,R} \sum_{flavor} \int_{x_{min}}^1 dx \int_{i_{max}}^{i_{min}} dt \frac{d\sigma}{dt} [eq \rightarrow \tilde{e}(\tilde{\nu})\tilde{q}^{(l)}] q(x, Q^2) \quad (22)$$

mit den kinematischen Grenzen:

$$x_{min} = \frac{(m_{\tilde{e}} + m_{\tilde{q}})^2}{s}$$

$$\hat{t}_{\min}^{\max} = -\frac{1}{2}(sx - m_e^2 - m_q^2 \mp \sqrt{(sx - m_e^2 - m_q^2)^2 - 4m_e^2 - m_q^2})$$

Der Faktor $\frac{1}{4}$ in Gleichung 22 kommt von der Mittelung über die verschiedenen Händigkeiten der Elektronen und Quarks. Das gestreute Quark muß mindestens einen Impulsbruchteil $x = x_{\min}$ des Protons haben, damit die Schwerpunktenenergie \sqrt{s} zur Produktion der Massen von Seletron und Squark ausreicht. Die Grenzen auf $\hat{t} = -Q^2$ sorgen für einen positiven differentiellen Wirkungsquerschnitt. Weiterhin wird über die Quarkflavors u, d, c, s und über die Händigkeiten der einlaufenden Teilchen summiert²⁶.

Der Wirkungsquerschnitt ist neben dem zur Verfügung stehenden Phasenraum von der Summe der Slepton- und Squarkmasse und dem Massenspektrum der Neutralinos und Charginos abhängig. Die Abbildung 14 zeigt für eine bestimmte Wahl der super-

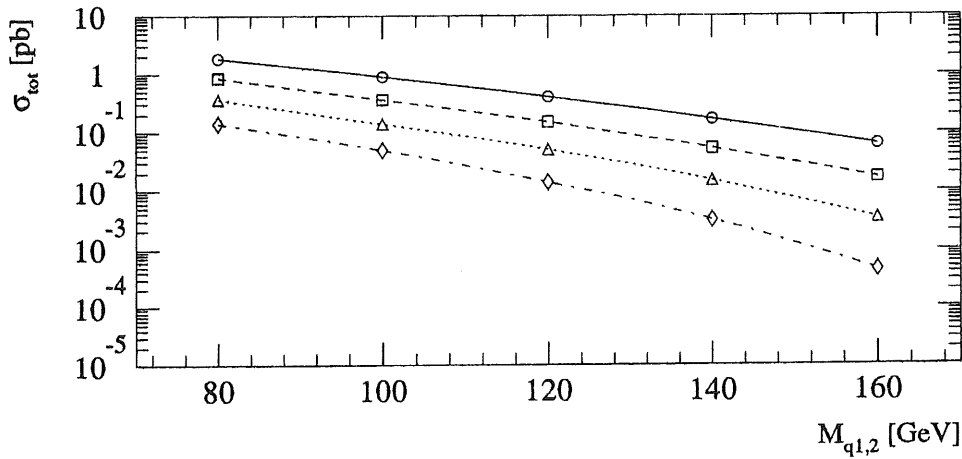


Abbildung 14: Totaler Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^- + q \rightarrow e^- + \tilde{q}$ für einen festgelegten Satz vom Parametern $M_2 = 97.2 \text{ GeV}$, $\mu = 145.8 \text{ GeV}$ und $\tan \beta = 1.1$ als Funktion der Squarkmasse für Sleptonmassen: $\circ = 40 \text{ GeV}$, $\square = 60 \text{ GeV}$, $\triangle = 80 \text{ GeV}$, $\diamond = 100 \text{ GeV}$.

symmetrischen Parameter ($M_2 = 97.2 \text{ GeV}$, $\mu = 145.8 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 1.1$) für den Prozeß $e^- + P \rightarrow e^- + \tilde{q} + X$ den Produktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Squarkmasse für verschiedene Seletronmassen. Der Quarkinhalt des Protons wurde mit dem MRS²⁷ SET 3 [51] parametrisiert. Für die Masse des Z^0 -Bosons wurde 91.17 GeV und für $\sin^2 \theta_W$ der Wert 0.2327 angenommen. Die Feinstrukturkonstante α ist auf ihren Wert bei der Z^0 -Masse zu $\frac{1}{128}$ festgelegt.

²⁶Für CC Reaktionen entfällt der Faktor $1/4$ sowie die Summation über die Händigkeit.

²⁷Benannt nach den Autoren: Martin, Roberts und Stirling.

Der Wirkungsquerschnitt fällt exponentiell mit steigenden Squarkmassen und ist für diese Wahl der supersymmetrischen Parameter bis zu Massen $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ kleiner $180 GeV$ größer $0.1 pb$.

Die **Abbildung 15** zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt über den gesamten hier betrachteten M_2 - μ Bereich für supersymmetrische NC- und CC-Prozesse und $\tan\beta=4$. Der Wirkungsquerschnitt ist in den Bereichen mit kleinen Higgsinokomponenten der Neutralinos und Charginos am größten. Dies sind grob die Bereiche:

$$\begin{aligned} 40 GeV < M_2 < 80(130) GeV \\ |\mu| > 100 GeV \end{aligned}$$

Falls das zugrundeliegende Modell zur Produktion supersymmetrischer Teilchen in der Natur realisiert ist, besteht also in bestimmten Regionen der M_2 - μ Ebene eine kleine Wahrscheinlichkeit supersymmetrische Ereignisse bei HERA zu produzieren.

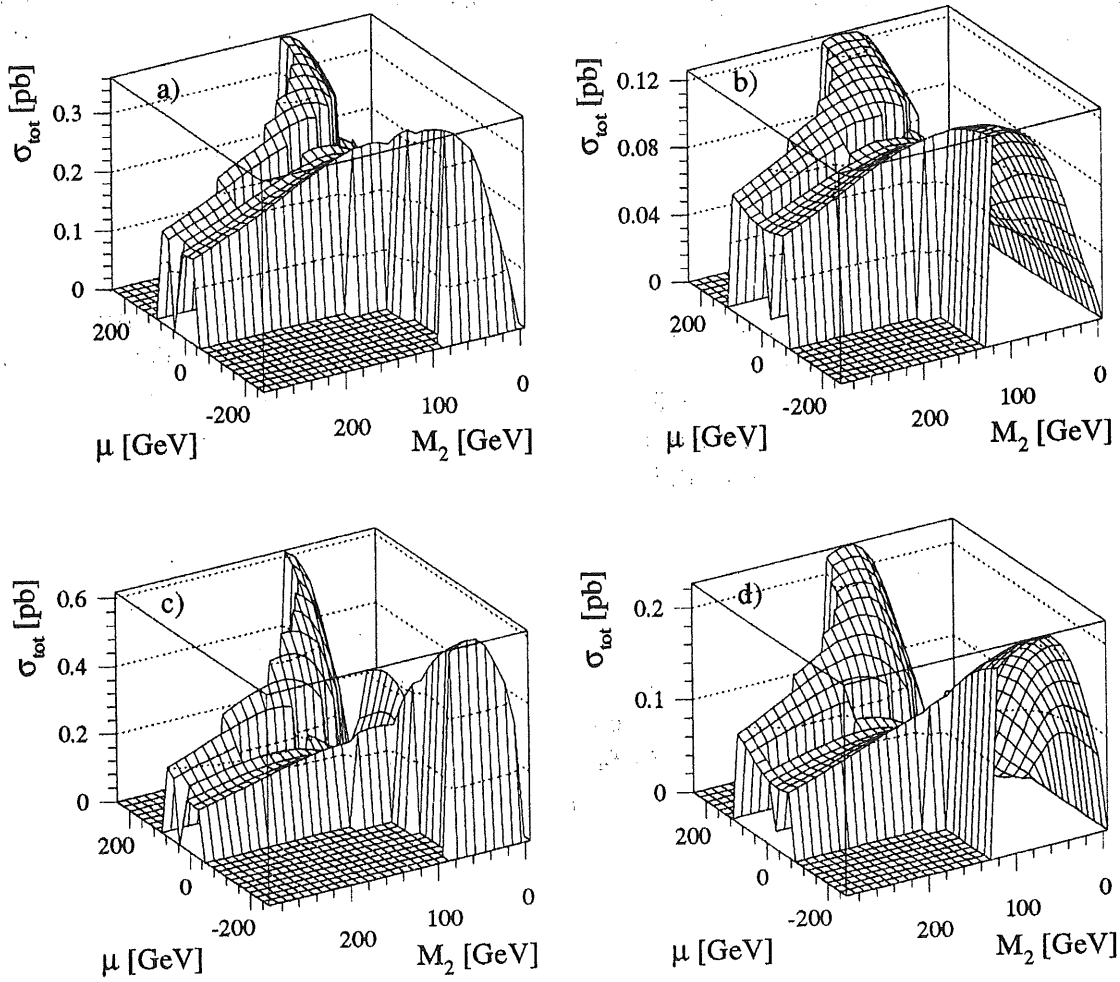


Abbildung 15: Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Parameter M_2 und μ ($\tan\beta=4$). Für die supersymmetrischen NC- (a,b) und CC-Prozesse (c,d) und Massensummen $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}=160\text{GeV}$ (a,c) und 180GeV (b,d).

6.2 Andere supersymmetrische Produktionsprozesse

Neben der assoziierten Produktion von Sleptonen und Squarks, gibt es noch andere Möglichkeiten supersymmetrische Teilchen in eP-Reaktionen zu produzieren. Dies sind die Produktion von Squark-Antisquark Paaren in der Photon-Gluon Fusion [18][39][29], die Produktion von Neutralinos oder Charginos am Leptonvertex [18][39][5] und die Produktion von Gluinos oder Neutralinos am Hadronvertex [18][39]. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen ist gegenüber der assoziierten Produktion um einen Faktor 10-100 kleiner. Bei HERA Energien spielen diese supersymmetrischen Prozesse daher nur eine untergeordnete Rolle.

- In der Photon-Gluon Fusion können Squark-Antisquark Paare über die Prozesse:

$$\begin{aligned} e^- + P &\rightarrow e^- + \tilde{q} + \bar{\tilde{q}} + X \\ e^- + P &\rightarrow \nu + \tilde{q} + \bar{\tilde{q}} + X \end{aligned}$$

produziert werden (Abbildung 16). Diese Reaktion ist nur von Bedeutung, wenn die Sleptonmasse viel größer als die Squarkmasse ist, da in diesem Fall die assoziierte Produktion stark unterdrückt ist. Der Wirkungsquerschnitt ist für Squarkmassen $m_{\tilde{q}} > 100 \text{ GeV}$ kleiner als 10^{-3} pb . Das Elektron bleibt in den meisten Fällen in dem Strahlrohr, so daß die Signatur dieser Prozesse durch zwei Jets und fehlenden Transversalimpuls R_t gegeben ist.

Diejenigen Standardmodellprozesse, die Neutrinos und(oder) zwei(drei) Jets im Endzustand haben, kommen als Untergrund für die Squarkpaarproduktion in Betracht. Falls ein Jet entweder im Strahlrohr bleibt oder in nichtsensitiven Bereiche des Detektors fliegt, zeichnen sich auch diese Prozesse durch fehlenden Transversalimpuls aus. Dies sind z.B. die Produktion von W^{\pm} - und Z^0 -Bosonen mit nachfolgendem hadronischem Zerfall oder geladene Stromreaktionen mit einem Neutrino und zwei Jets im Endzustand:

$$\begin{aligned} e^- + P &\rightarrow \nu_e + \bar{q} + q' + X \\ e^- + P &\rightarrow \nu_e + \bar{q} + g + X \end{aligned}$$

und neutrale Stromreaktionen mit drei Jets im Endzustand.

- Die Abstrahlung von Neutralinos oder Charginos am Leptonvertex ist von Bedeutung, wenn die Squarkmassen viel größer als die Sleptonmassen sind. Die Reaktionsgleichungen sind (Abbildung 17):

$$\begin{aligned} e^- + P &\rightarrow \tilde{e} + \tilde{\chi}_i^0 + X \\ e^- + P &\rightarrow \tilde{\nu} + \tilde{\chi}_k^{\pm} + X \end{aligned}$$

Wobei die Neutralinos oder Charginos meistens zu 100% als Photino oder Wino angenommen werden. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktionen liegt in der Größenordnung von 10^{-2} - 10^{-3} pb für Sleptonmassen zwischen 50 GeV und 100 GeV .

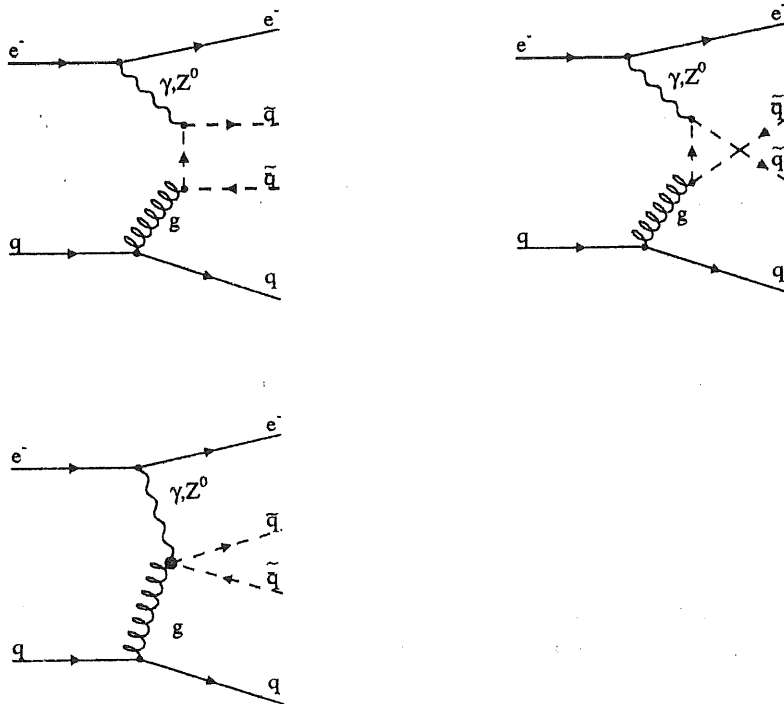


Abbildung 16: Feynmandiagramm zur Produktion von Squarkpaaren in der Photon-Gluon Fusion.

Nimmt man nur die einfachen Zerfälle der supersymmetrischen Teilchen an ($\tilde{l} \rightarrow l + \tilde{\gamma}$ und $\tilde{W}^\pm \rightarrow e^\pm + \tilde{\gamma}$), so ist die Ereignissignatur durch ein Elektron, einen Jet und fehlenden Transversalimpuls charakterisiert. Den Hauptbeitrag zum Untergrund liefern die Produktion von W^\pm - und Z^0 -Bosonen mit nachfolgendem Zerfall: $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ und $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$ und die zwei-Jet neutralen Stromreaktionen.

- Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Squarks und Gluinos (Neutralinos) am Hadronvertex ist für HERA Energien kleiner $10^{-2} pb$ für $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}} > 100 GeV$. Da Neutralinos schwächer als Gluinos an Squarks koppeln, wird der Wirkungsquerschnitt für Squark-Neutralino-Produktion kleiner sein als für Squark Gluino-Produktion. Die Reaktionsgleichungen sind (Abbildung 18):

$$e^- + P \rightarrow e^- + \tilde{q} + \tilde{g} + X$$

$$e^- + P \rightarrow \nu + \tilde{q} + \tilde{\chi}_i^0 + X$$

Das gestreute Elektron wird in den meisten Fällen im Strahlrohr bleiben (kleines Q^2) und nicht nachweisbar sein. Die Signatur des Endzustands ist dann durch

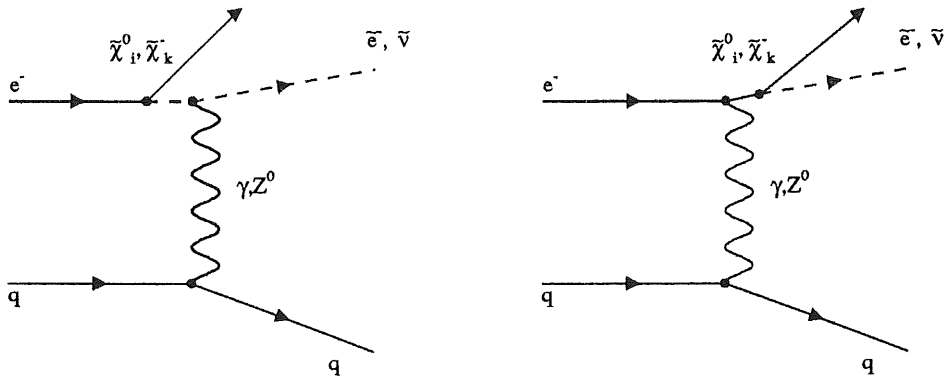


Abbildung 17: Feynmandiagramme zur Produktion von supersymmetrischen Leptonen und Neutralinos (Charginos) am Leptonvertex.

einen Jet (für $\bar{q} + \tilde{\chi}_i^0 + X$) oder drei Jets (für $\bar{q} + \tilde{g} + X$) und fehlenden Transversalimpuls gegeben. Zum Untergrund tragen die Produktion von W^\pm - und Z^0 -Bosonen (mit hadronischen Zerfallskanälen) und die geladenen Stromreaktionen bei.

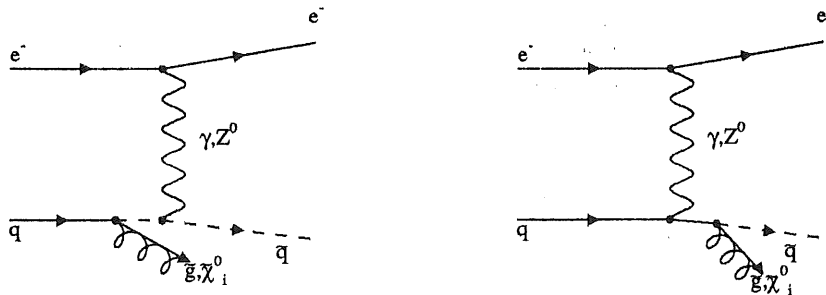


Abbildung 18: Feynmandiagramme zur Produktion von Squarks und Gluinos (Neutralinos) am Hadronvertex.

7 Der Zerfall supersymmetrischer Teilchen

Die instabilen supersymmetrischen Teilchen sind sehr kurzlebig. Ihre Zerfallsbreiten liegen in einem Bereich zwischen $\mathcal{O}(KeV)$ und $\mathcal{O}(MeV)$. Dies entspricht einer Lebensdauer von 10^{-19} – 10^{-23} s. Normalerweise wird angenommen, daß Sleptonen und Squarks in das leichteste supersymmetrische Teilchen zerfallen. Falls vom Phasenraum erlaubt, sind aber auch Zerfälle in schwerere Neutralinos oder Charginos möglich. Die schweren Neutralinos und Charginos zerfallen wiederum rein leptonisch oder hadronisch in leichtere Neutralinos oder Charginos. Die resultierenden Ereignisse lassen sich, wie weiter unten gezeigt wird, als Multilepton- und (oder) Multijetereignisse charakterisieren. Je größer die Massen der supersymmetrischen Teilchen sind, desto wichtiger wird die Berücksichtigung komplexerer Zerfallskanäle in den Experimentanalysen.

7.1 Der Zerfall von skalaren Elektronen

Unter der Annahme, daß das Sneutrino nicht zu leicht ist, liefern folgende Zerfallskanäle die größten Beiträge:

$$\tilde{e}_j^\pm \rightarrow e^\pm + \tilde{\chi}_i^0 \quad j = 1, 2 \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (23)$$

$$\tilde{e}_j^\pm \rightarrow (\tilde{\nu}) + \tilde{\chi}_k^\pm \quad j = 1, 2 \quad k = 1, 2 \quad (24)$$

Die Zerfallsbreiten sind gegeben durch:

$$\Gamma(\tilde{e}^\pm \rightarrow e^\pm + \tilde{\chi}_i^0) = \frac{g^2 (\tilde{m}_{\tilde{e}}^2 - m_i^2)^2}{16\pi \tilde{m}_{\tilde{e}}^3} [|\eta_{ei}^L|^2 + |\eta_{ei}^R|^2] \quad (25)$$

$$\Gamma(\tilde{e}_1^\pm \rightarrow (\tilde{\nu}) + \tilde{\chi}_k^\pm) = \frac{g^2 (\tilde{m}_{\tilde{e}}^2 - m_k^2)^2}{16\pi \tilde{m}_{\tilde{e}}^3} |U_{k1}|^2 \quad (26)$$

wobei $m_{\tilde{e}_1} = m_{\tilde{e}_2}$ und $\phi_e = 0$ angenommen wurde. Die Zerfallsbreiten sind hauptsächlich abhängig von der Differenz zwischen der supersymmetrischen Elektronmasse und der Neutralino- bzw. Charginomasse. Die Kopplungen $\eta_{ei}^{L,R}$ sind die um die Eigenvektoren der Neutralinos erweiterten Standardmodellkopplungen des Z^0 -Bosons an Fermionen (siehe Anhang A), wobei nur die Photino- und Zinokomponenten berücksichtigt werden. U_{k1} ist Winokomponente des Charginoeigenvektors.

Wenn das $\tilde{\nu}$ das leichteste supersymmetrische Teilchen ist, ist ein dem Betazerfall ähnlicher Zerfall des Selektrens möglich: $\tilde{e} \rightarrow e\nu\tilde{\nu}$ mit Zerfallsraten, die typisch für die schwache Wechselwirkung sind. Diese Art von Zerfällen wird hier nicht weiter betrachtet.

Abbildung 19 zeigt für eine Selekttronmasse von $60 GeV$ und $\tan\beta=4$ den prozentualen Anteil der Zerfallskanäle (Gleichungen 23, 24) für Selekttronen in der $M_2-\mu$ Ebene. Die grobe Struktur der Verteilungen läßt sich durch Phasenraumbetrachtungen verstehen. Für die gewählte Masse sind kinematisch nur die Zerfälle in $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ und $\tilde{\chi}_1^\pm$ erlaubt. In Abbildung 19a ist die kinematische Grenze, die durch die $\tilde{\chi}_1^0$ Masse gegeben (vergl. Abbildung 7a) ist, zu erkennen. Für $\mu < 0 GeV$ wird das Selekttron überwiegend in das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ zerfallen. Für $\mu > 0 GeV$ ist zusätzlich noch der Kanal $\tilde{e}^- \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_1^-$ möglich. Dieser Kanal führt entweder zu einem Elektron plus Antineutrino oder zu zwei Jets im Endzustand.

7.2 Der Zerfall von skalaren Neutrinos

Falls das Sneutrino nicht das leichteste supersymmetrische Teilchen ist, kann es in ein Neutrino plus Neutralino oder in ein Elektron plus Chargino zerfallen:

$$\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_i^0 \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (27)$$

$$\tilde{\nu} \rightarrow e^- + \tilde{\chi}_k^+ \quad k = 1, 2 \quad (28)$$

Bei den Zerfallsbreiten sind (analog zum Standardmodell) nur die Kopplungen an die Zino- oder Winokomponenten der Neutralinos bzw. Charginos von Bedeutung:

$$\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_i^0) = \frac{g^2}{32\pi \cos^2 \vartheta_W} \frac{(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_i^2)^2}{m_{\tilde{\nu}}^3} |N_{i2}|^2 \quad (29)$$

$$\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow e^- + \tilde{\chi}_k^+) = \frac{g^2}{16\pi} \frac{(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_k^2)^2}{m_{\tilde{\nu}}^3} |V_{k1}|^2 \quad (30)$$

Die Abbildung 20 zeigt die prozentualen Anteile der möglichen Zerfallskanäle eines Sneutrinos mit $60 GeV$ Masse für $\tan\beta=4$. Qualitativ gelten hier die gleichen Aussagen, wie beim Selekttronzerfall.

Wegen der Ladungserhaltung können Sneutrinos nur in eine gerade Anzahl (0, 2, ...) von geladenen Leptonen zerfallen, während Sleptonzerfälle immer eine ungerade Anzahl geladener Leptonen im Endzustand haben. Wenn es in Elektron-Proton Reaktionen möglich wäre, den Leptonvertex vom Hadronvertex zu trennen, so wäre dies ein Unterscheidungsmerkmal zwischen supersymmetrischen NC- und CC-Reaktionen.

7.3 Der Zerfall von skalaren Quarks

Hier müssen zwei Fälle unterschieden werden. Unter der Annahme, daß die Gluinos schwerer als die Squarks sind, zerfallen Squarks vorwiegend in:

$$\tilde{q}_j \rightarrow q + \tilde{\chi}_i^0 \quad j = 1, 2 \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (31)$$

$$\tilde{q}_j \rightarrow q' + \tilde{\chi}_k^\pm \quad k = 1, 2 \quad (32)$$

Die Zerfallsbreiten sind hier:

$$\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_i^0) = \frac{g^2 (\tilde{m}_q^2 - m_i^2)^2}{16\pi \tilde{m}_q^3} \left[|\eta_{qi}^L|^2 + |\eta_{qi}^R|^2 \right] \quad (33)$$

$$\Gamma(\tilde{d} \rightarrow u + \tilde{\chi}_k^-) = \frac{g^2 (\tilde{m}_d^2 - m_k^2)^2}{16\pi \tilde{m}_d^3} |U_{k1}|^2 \quad (34)$$

$$\Gamma(\tilde{u} \rightarrow d + \tilde{\chi}_k^+) = \frac{g^2 (\tilde{m}_u^2 - m_k^2)^2}{16\pi \tilde{m}_u^3} |V_{k1}|^2 \quad (35)$$

Wobei $m_{\tilde{q}_1} = m_{\tilde{q}_2}$ und $\phi_q = 0$ angenommen wurde.

Wenn die Gluinos leichter als die Squarks sind, wird:

$$\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{g}$$

als dominanter Zerfall angenommen, da Gluinos und Squarks mittels starker Wechselwirkung koppeln. Das Gluino zerfällt dann weiter in:

$$\begin{aligned} \tilde{g} &\rightarrow q + \bar{q} + \tilde{\chi}_i^0 & i = 1, 2, 3, 4 \\ \tilde{g} &\rightarrow q' + \bar{q} + \tilde{\chi}_k^\pm & k = 1, 2 \end{aligned}$$

Für die weiteren Untersuchungen wird nur der erste Fall betrachtet.

Die Zerfälle von Squarks in Neutralinos und Charginos, für eine Squarkmasse von $130 GeV$ und $\tan\beta=4$, zeigt **Abbildung 21** a-f. Für $\mu < 0 GeV$ liefern die Zerfälle in $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ und $\tilde{\chi}_1^\pm$ den Hauptbeitrag. Im Bereich $\mu > 0 GeV$ ist der Squarkzerfall in ein Chargino in großen Teilen des Parameterbereiches dominant.

7.4 Der Zerfall von Neutralinos und Charginos

Die schweren Neutralinos ($i=2,3,4$) und die Charginos können über leptonische, hadronische Kanäle in ein leichteres Neutralino oder Charginos zerfallen. Die Zerfallskette endet mit dem leichtesten Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Die Beiträge der einzelnen Kanäle sind, falls kinematisch erlaubt, durch die Mischung der Neutralino- und Charginozustände festgelegt.

$$\begin{aligned}
\tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + l^+ + l^- & \tilde{\chi}_i^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm + l^+ + l^- \\
\tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + q + \bar{q} & \tilde{\chi}_i^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm + q + \bar{q} \\
\tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm + l^\pm + (\bar{\nu}_l) & \tilde{\chi}_i^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + l^\pm + (\bar{\nu}_l) \\
\tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm + q + \bar{q}' & \tilde{\chi}_i^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + q + \bar{q}' \\
\tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{g} + q + \bar{q} & \tilde{\chi}_i^\pm &\rightarrow \tilde{g} + q + \bar{q}'
\end{aligned}$$

Diese Zerfälle sind Dreikörperzerfälle. Die differentielle Breite ist durch ein Integral über den erlaubten kinematischen Bereich gegeben.

$$d\Gamma(\tilde{\chi}_i \rightarrow \tilde{\chi}_k + f + \bar{f}') = \frac{\alpha^2}{32\pi \sin^4 \vartheta_W m_i^3} \int_0^{\hat{s}_{max}} d\hat{s} \int_{\hat{t}_{min}}^{\hat{t}_{max}} d\hat{t} (W_{\hat{s}} + W_{\hat{t}} + W_{\hat{u}} + W_{\hat{t}\hat{u}} + W_{\hat{s}\hat{t}} + W_{\hat{s}\hat{u}}) \quad (36)$$

mit den Integrationsgrenzen:

$$\begin{aligned}
\hat{s}_{max} &= (m_i - m_k)^2 \\
\hat{t}_{min}^{max} &= \frac{1}{2} \left(m_i^2 + m_k^2 - \hat{s} \pm \sqrt{\lambda(m_i^2, m_k^2, \hat{s})} \right) \\
\lambda(a, b, c) &= a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc
\end{aligned}$$

$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ ist die Feinstrukturkonstante. Die W-Terme geben die einzelnen Beiträge für die \hat{s} -, \hat{t} - und \hat{u} -Kanäle. Diese Terme sind explizit in Referenz [9] angegeben. Daher wird auf ihre Angabe hier verzichtet. Die Zerfallskanäle der Neutralinos und Charginos in Gluinos werden nicht weiter berücksichtigt.

Die Zerfälle von Sleptonen und Squarks treten in einem supersymmetrischen Ereignis immer gemeinsam auf. Wenn Kaskadenzerfälle der Neutralinos und Charginos möglich sind, können am Lepton- und Hadronvertex ähnliche Signaturen auftreten, so daß prinzipiell nicht mehr zwischen den einzelnen Vertices oder zwischen neutralen und geladenen supersymmetrischen Ereignissen unterschieden werden kann.

Wenn alle Zerfallskanäle der Neutralinos und Charginos kinematisch erlaubt sind, können im Prinzip 0 bis 13 geladene Leptonen oder Quarks in supersymmetrischen Reaktionen enthalten sein. Die Ereignissignaturen sind dann durch mehrere Leptonen und Jets im Endzustand und fehlenden Transversalimpuls R_t charakterisiert. Die Verzweigungsverhältnisse für eine bestimmte Anzahl von geladenen Leptonen oder Quarks ist abhängig von den supersymmetrischen Parametern und der Anzahl der möglichen Kombinationen mit denen eine bestimmte Signatur erhalten werden kann.

Wieviele geladene Leptonen aus supersymmetrischen Kaskadenzerfällen in einem supersymmetrischen neutralen Stromereignis enthalten sein können, soll an einem Beispiel (mit $M_{\tilde{e}}=40 GeV$, $M_{\tilde{q}}=120 GeV$) demonstriert werden. Zur Vereinfachung soll das

Selektron nur in das leichteste supersymmetrische Teilchen zerfallen. Das Squark kann dann in ein Quark plus $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^0$ oder $\tilde{\chi}_1^\pm$ zerfallen²⁸. Am Leptonvertex entsteht immer ein Elektron im Endzustand. Am Hadronvertex müssen mehrere Fälle unterschieden werden.

- $\tan \beta \approx 1$

Das $\tilde{\chi}_2^0$ ist schwerer als das $\tilde{\chi}_1^\pm$. Folgende Zerfälle des $\tilde{\chi}_2^0$ mit geladenen Leptonen können auftreten:

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+ + l^- \\ \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + l^\mp + \bar{\nu}(\nu) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^\pm + \bar{\nu}(\nu)\end{aligned}$$

Diese Zerfälle führen zu Ereignissen mit 3 geladenen Leptonen im Endzustand.

- $\tan \beta > 1$

– Für $\mu > 0$ sind dieselben Zerfallsmoden möglich wie oben.

– Für $\mu < 0$ ist das $\tilde{\chi}_1^\pm$ schwerer als das $\tilde{\chi}_2^0$. Die Zerfallskanäle mit geladenen Leptonen sind hier:

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^\pm + \bar{\nu}(\nu) \\ \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + l^\pm + \bar{\nu}(\nu) \\ \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+ + l^-\end{aligned}$$

Mit bis zu 4 geladenen Leptonen im Ereignis.

Werden noch die hadronischen Zerfälle der Neutralinos und Charginos berücksichtigt, so können die Ereignisse in diesem Beispiel zwischen 1 und 4 geladene Leptonen enthalten.

Die Verzweigungsverhältnisse für Ereignissignaturen mit n geladenen Leptonen aus dem Zerfall supersymmetrischer Teilchen plus fehlendem Transversalimpuls sind für einige Parametersätze in tabellarischer Form im **Anhang B** angegeben. In die dort angegebenen Zahlen gehen neben den Zerfallsbreiten auch die möglichen Kombinationen für eine bestimmte Ereignissignatur mit ein.

Die *geladenen* Leptonen, die direkt aus den Zerfallsketten supersymmetrischer Teilchen stammen, werden im weiteren Text „primäre Leptonen“ genannt.

²⁸Für nicht zu kleine $|\mu|$.

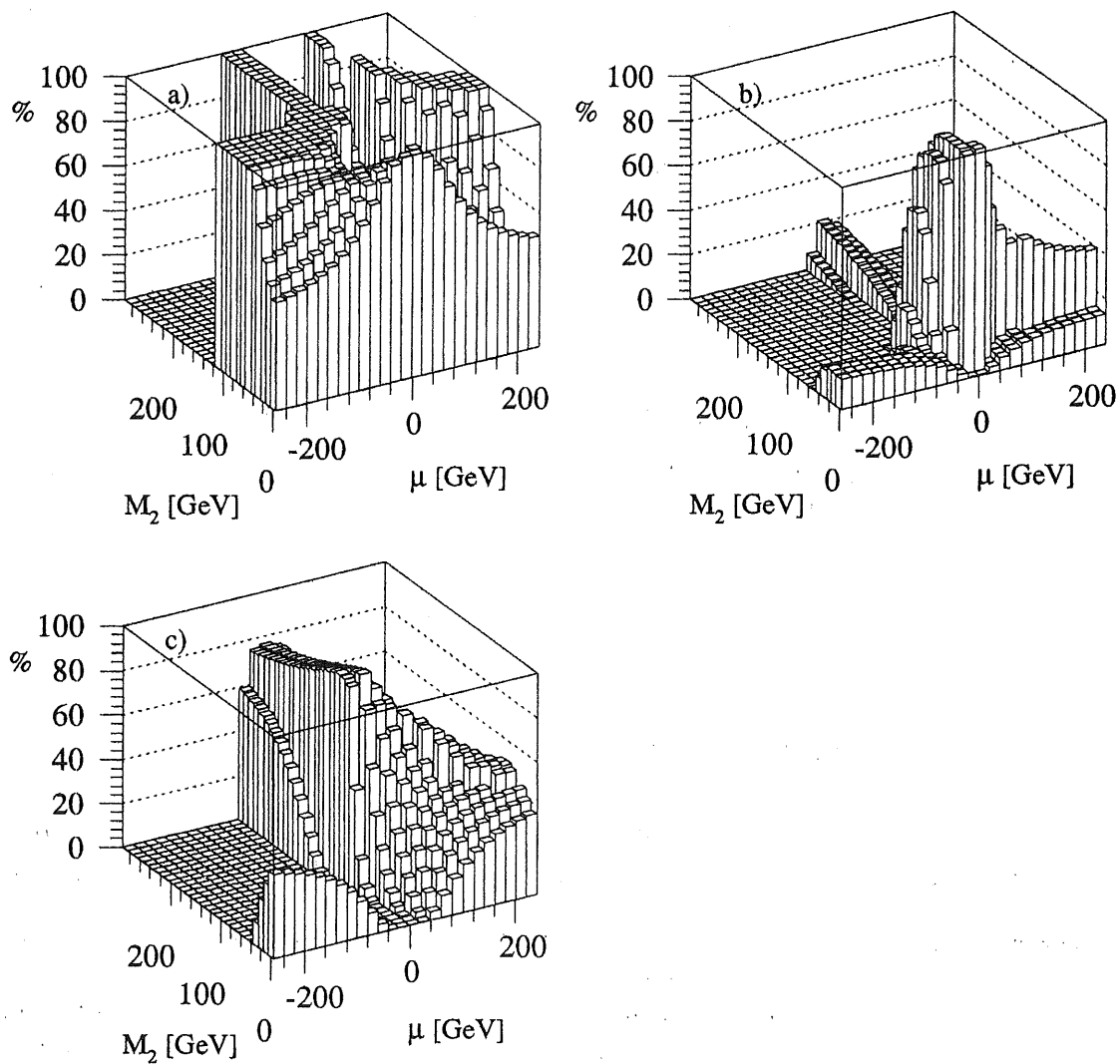


Abbildung 19: Prozentuale Anteile des Selektrozzerfalls für eine Selektionmasse von 60GeV und $\tan\beta=4$. Für die Prozesse: a) $\tilde{e}^- \rightarrow e + \tilde{\chi}_1^0$ b) $\tilde{e}^- \rightarrow e + \tilde{\chi}_2^0$
 c) $\tilde{e}^- \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_1^-$.

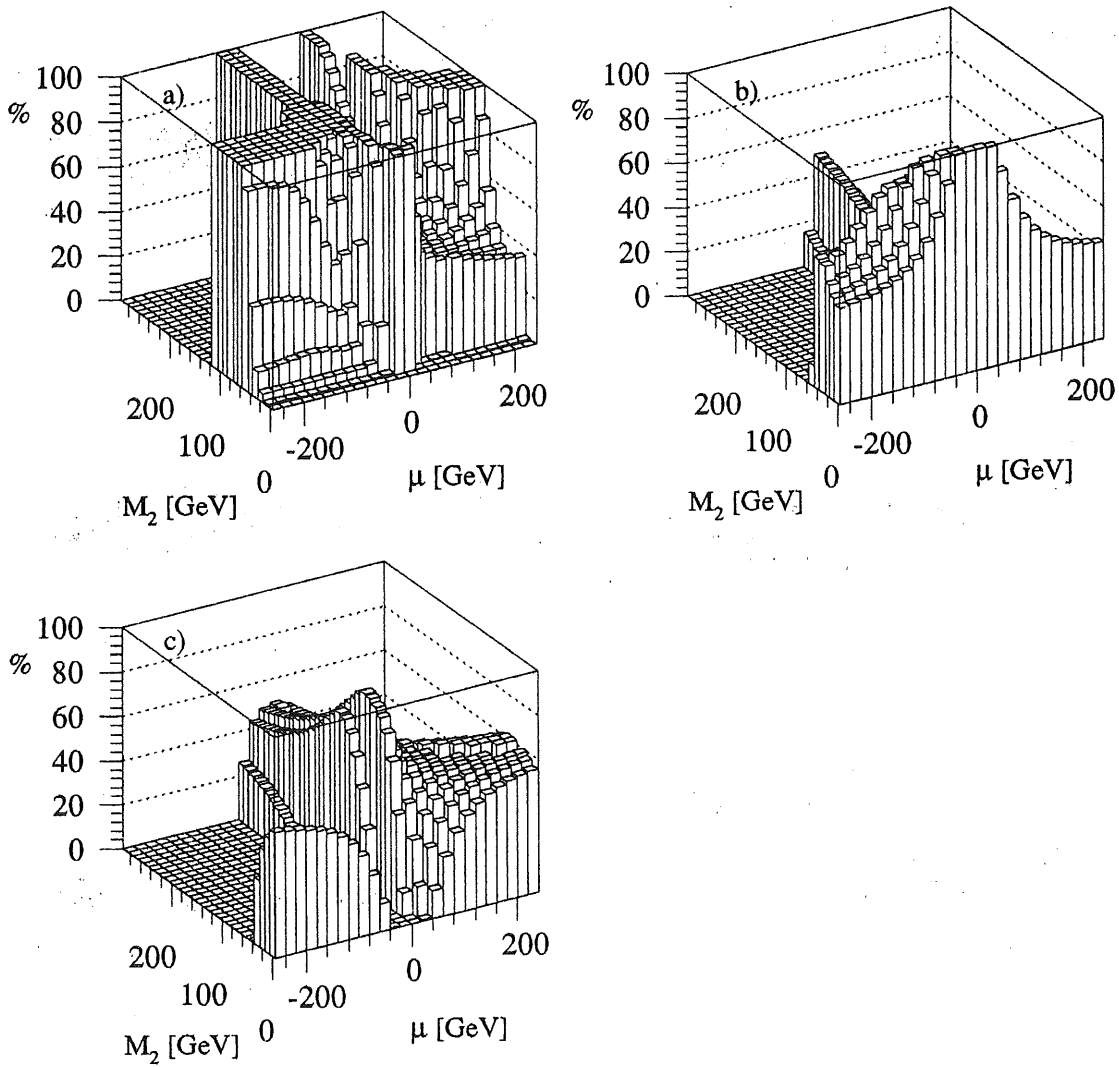


Abbildung 20: Prozentuale Anteile des Sneutrinozerfalls für eine Sneutrinomasse von 60 GeV und $\tan\beta=4$. Für die Prozesse: a) $\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_1^0$ b) $\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_2^0$
c) $\tilde{\nu} \rightarrow e^\pm + \tilde{\chi}_1^\mp$.

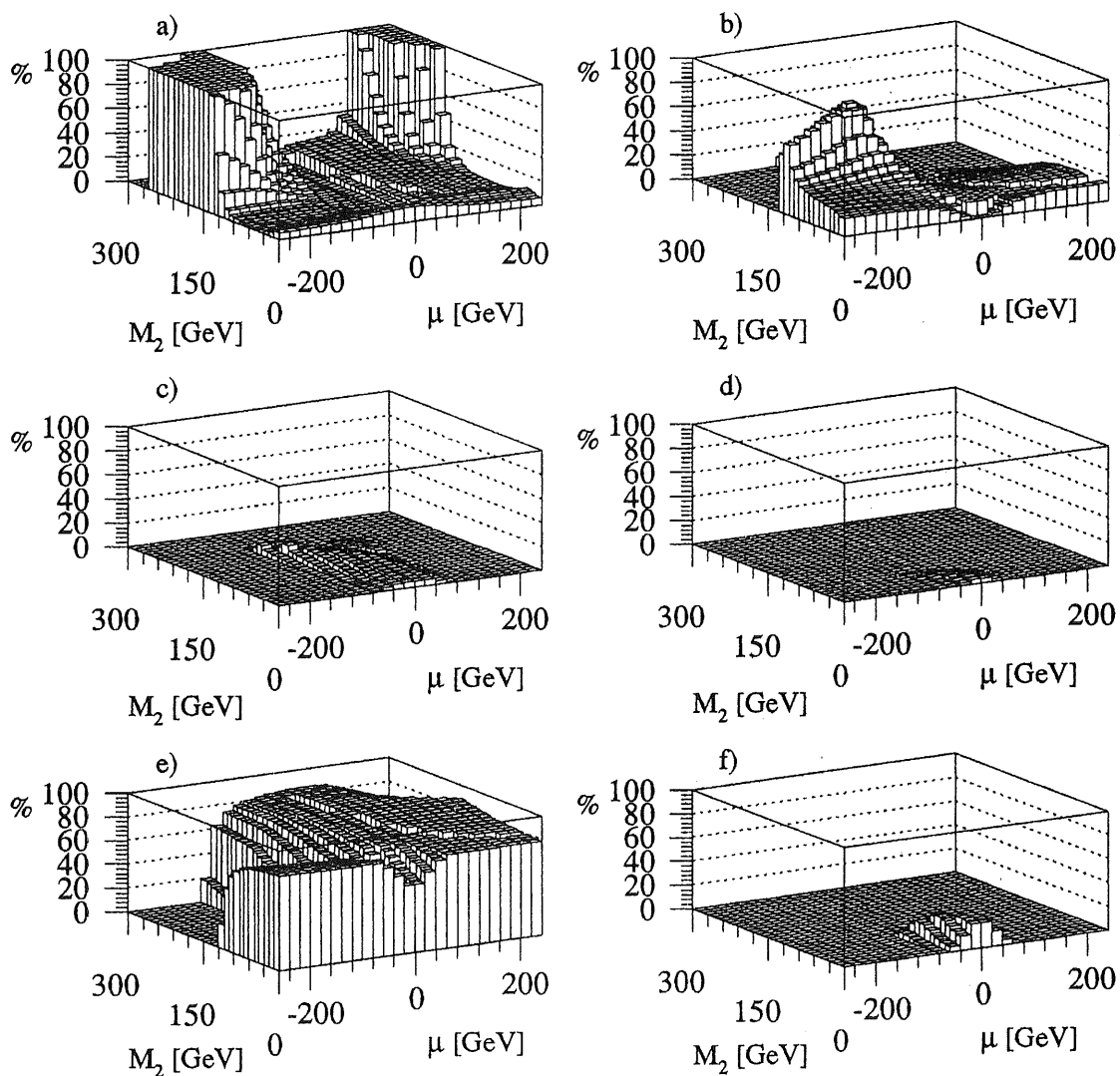


Abbildung 21: Prozentuale Anteile des Squarkzerfalls für eine Squarkmasse von 130 GeV und $\tan\beta=4$. Für die Prozesse: a) $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_1^0$ b) $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_2^0$
 c) $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_3^0$ d) $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_4^0$
 e) $\tilde{q} \rightarrow q' + \tilde{\chi}_1^\pm$ f) $\tilde{q} \rightarrow q' + \tilde{\chi}_2^\pm$.

8 Der Nachweis supersymmetrischer Ereignisse

Die Signatur supersymmetrischer Ereignisse bei HERA hängt von den Parametern M_2 , μ und $\tan\beta$; sowie den Massen der produzierten supersymmetrischen Teilchen ab. In diesem Kapitel wird untersucht, in welchen Bereichen des Parameterraumes sensitive obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt angegeben werden können und wieviele Daten (ausgedrückt in integrierter Luminosität) dafür gesammelt werden müssen. Dazu muß die Signatur supersymmetrischer Ereignisse und des in Frage kommenden Untergrundes, so wie sie z.B. vom H1-Detektor registriert wird, untersucht werden.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Analysen wurden mit einer einfachen Simulation (siehe Abschnitt 8.1) des H1-Detektor durchgeführt. Dies hat mehrere Gründe:

- Die hier vorgestellten Untersuchungen wurden in diesem Umfang bisher noch nicht durchgeführt. Eine Simulation mit der gesamten H1-Analysekette scheint daher wenig sinnvoll, vielmehr Wert sollte zunächst auf eine möglichst große Variation der supersymmetrischen Parameter gelegt werden. Außerdem würde mit den offiziellen Simulations- und Rekonstruktionsprogrammen der H1-Gruppe unverhältnismäßig viel Computerzeit und Speicherplatz benötigt, z.B. braucht die Simulation²⁹ des H1-Detektors für 1000 neutrale Stromreaktionen auf einer IBM 3090 CPU zwischen 9 und 49 Stunden, wobei Daten in der Größenordnung von 100 Mbyte anfallen [41].
- Die offiziellen Rekonstruktionsprogramme³⁰ waren zum Zeitpunkt der hier durchgeführten Untersuchungen (April 1991) noch nicht in einer stabilen Phase. Vollständige Analysen in den interessanten Gebieten des MSSM Parameterraumes sollten erst dann durchgeführt werden, wenn die Programmkette der H1-Gruppe eine gewisse Stabilität erreicht hat.

Nach der Beschreibung der Detektorsimulation werden die Eigenschaften der supersymmetrischen NC- und CC-Reaktionen für verschiedene supersymmetrische Parametersätze charakterisiert. Weiterhin wird auf die Untergrundreaktionen, die innerhalb des Standardmodells möglich sind, eingegangen. Im letzten Abschnitt werden dann obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt supersymmetrischer Reaktionen angegeben und gezeigt, für welche Werte der supersymmetrischen Parameter der H1-Detektor sensitiv für das in Kapitel 3 beschriebene supersymmetrische Modell ist.

²⁹Das Detektorsimulationsprogramm H1SIM.

³⁰Die Programme H1REC und H1PHAN.

8.1 Das Modell des H1-Detektors

Die Detektoreffekte werden mit einem einfachen „Verschmierungsmodell“ des H1-Detektors simuliert, d.h. Energie und Impulsbestandteile der generierten Teilchen werden in Abhängigkeit vom Winkel ϑ entsprechend den Energie- und Impulsaufösungen der einzelnen Detektorkomponenten (siehe Tabelle 4) entsprechend einer Gaußverteilung verschmiert. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die positive z -Achse in Richtung des einlaufenden Protons zeigt. Der Winkel ϑ beträgt in dieser Richtung 0° .

Für das Strahlrohr wird ein Winkelschnitt von ($4^\circ < \vartheta < 176^\circ$) angenommen. Die Impulsaufösung der Spurrkammern soll für geladene Spuren $\frac{\sigma_p}{p} = 0.003 \cdot p$ betragen. Für neutrale Teilchen wird der Impuls aus der Kalorimeterinformation berechnet, wobei als Ortsunsicherheit in ϑ und φ jeweils 1° angenommen wird. Die Energieaufösung des elektromagnetischen Kalorimeters wird zu $\frac{\sigma_e}{E} = 12\%/\sqrt{E}$ und die des hadronischen Kalorimeters zu $\frac{\sigma_h}{E} = 55\%/\sqrt{E}$ angenommen³¹. In Richtung des einlaufenden Elektrons ($\vartheta > 152^\circ$) befindet sich das BEMC Kalorimeter. Die elektromagnetische Energieaufösung für das BEMC Kalorimeter wird zu $\frac{\sigma_e}{E} = 13\%/\sqrt{E}$ und die hadronische Energieaufösung zu $\frac{\sigma_h}{E} = 80\%/\sqrt{E}$ festgelegt. Weiterhin wird angenommen, daß neutrale Teilchen mit einer Energie kleiner 1 GeV und geladene Teilchen mit einer Energie kleiner 0.1 GeV nicht nachweisbar sind. **Abbildung 22** zeigt die Energie- und Impulsverschmierungen der verschiedenen H1-Detektorkomponenten, wie sie für die weiteren Untersuchungen eingestellt sind.

Das Magnetfeld, das PLUG-Kalorimeter, das Myonsystem sowie sekundäre Wechselwirkungen im Detektormaterial, die Doppelspuraufösung in den inneren Spurrkammern und „tote“ Bereiche im H1-Detektor werden nicht berücksichtigt. Die Teilchenidentifikation ist ideal angenommen.

Da diese schnelle Simulation nicht alle physikalischen Effekte berücksichtigt, sind die Informationen, die man mit ihr gewinnen kann, nur beschränkt. Für einen groben Überblick sollte dieses Modell aber ausreichen, wenn man sich seiner Grenzen bewußt bleibt.

8.2 Die Eigenschaften supersymmetrischer Ereignisse

In **Kapitel 7** wurde gezeigt, daß Sleptonen und Squarks über Kaskadenzerfälle der Neutralinos und Charginos in das leichteste supersymmetrische Teilchen $\tilde{\chi}_1^0$ zerfallen. Obwohl Multileptonereignisse auftreten können, haben ungefähr 50% der Ereignisse im untersuchten M_2 - und μ -Parameterbereich die Signatur mit einem geladenen Lepton, ein oder mehreren Jets im Endzustand und fehlenden Transversalimpuls³².

³¹mit der Energie E in Einheiten von GeV .

³²Im betrachteten Massenbereich der supersymmetrischen Fermionen.

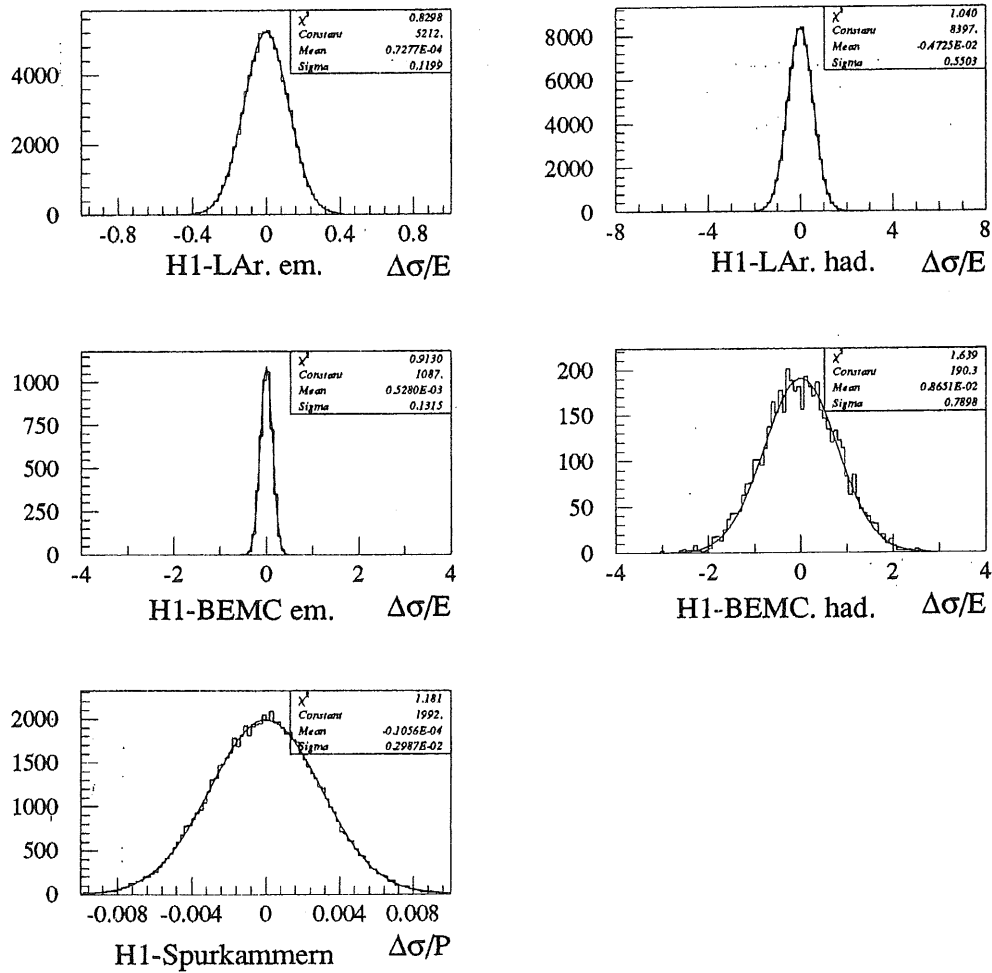


Abbildung 22: Energie- und Impulsverschmierungen in verschiedenen Komponenten des H1-Detektors. Es wurde ein Datensatz mit neutralen Stromereignissen benutzt.

Die mittlere totale Multiplizität der supersymmetrischen Ereignisse liegt zwischen 11 und 16 Teilchen pro Ereignis³³, davon sind ungefähr 60% geladene Teilchen (siehe Tabelle 6). Die mittlere Elektronenmultiplizität ist für neutrale Stromreaktionen immer ≥ 1 . Für geladene Stromreaktionen wird sie ≥ 1 , wenn der Zerfallskanal $\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_2^0$ mit $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+ + e^- + \tilde{\chi}_1^0$ (oder $\tilde{\nu} \rightarrow e^\pm + \tilde{\chi}_1^\mp$) offen ist. Die massiven Sleptonen und Squarks

neutrale Stromereignisse						
M_2 [GeV]	μ [GeV]	Total	Neutral	Geladen	Elektronen	
108.1	-150.0	12.2	4.2	8.0	1.4	$\tilde{\chi}_1^0$
51.0	-150.0	14.6	5.1	9.5	1.8	$\tilde{\chi}_2^0$
28.1	-150.0	16.0	5.9	10.1	1.6	$\tilde{\chi}_1^\pm$
154.2	150.0	13.2	4.7	8.5	1.4	$\tilde{\chi}_1^0$
120.2	150.0	14.0	5.0	9.0	1.4	$\tilde{\chi}_1^\pm$
79.3	150.0	16.4	6.0	10.4	1.0	$\tilde{\chi}_2^0$
geladene Stromereignisse						
M_2 [GeV]	μ [GeV]	Total	Neutral	Geladen	Elektronen	
108.1	-150.0	11.4	4.2	7.2	0.5	$\tilde{\chi}_1^0$
51.0	-150.0	14.1	5.2	8.9	1.0	$\tilde{\chi}_2^0$
28.1	-150.0	17.4	6.2	11.2	1.3	$\tilde{\chi}_1^\pm$
154.2	150.0	12.0	4.6	7.4	0.4	$\tilde{\chi}_1^0$
120.2	150.0	13.2	5.0	8.2	0.5	$\tilde{\chi}_1^\pm$
79.3	150.0	15.9	5.8	10.1	1.2	$\tilde{\chi}_2^0$

Tabelle 6: Multiplizität von supersymmetrischen geladenen und neutralen Stromreaktionen nach der Detektorverschmierung. Die rechte Spalte gibt den zusätzlich offenen Gauginozerfallskanal an. M_2 und μ wurden so gewählt, daß die Massendifferenz zwischen dem produzierten Slepton und dem Gaugino (rechte Spalte) 4GeV beträgt. Die Sleptonmasse ist 60GeV und die Squarkmasse 120GeV, $\tan\beta = 4$.

werden im eP-Schwerpunktsystem mit kleinen Impulsen produziert. Die Lorentztransformation in das H1-Laborsystem bewirkt eine Drehung der Impulsvektoren in Proton-

³³Bei vorgegebener Squark- und Sleptonmasse.

richtung. Supersymmetrische Ereignisse werden daher überwiegend im Vorwärtsbereich des H1-Detektors registriert. (siehe Abbildung 23). Die gesamte Ereignissignatur ist

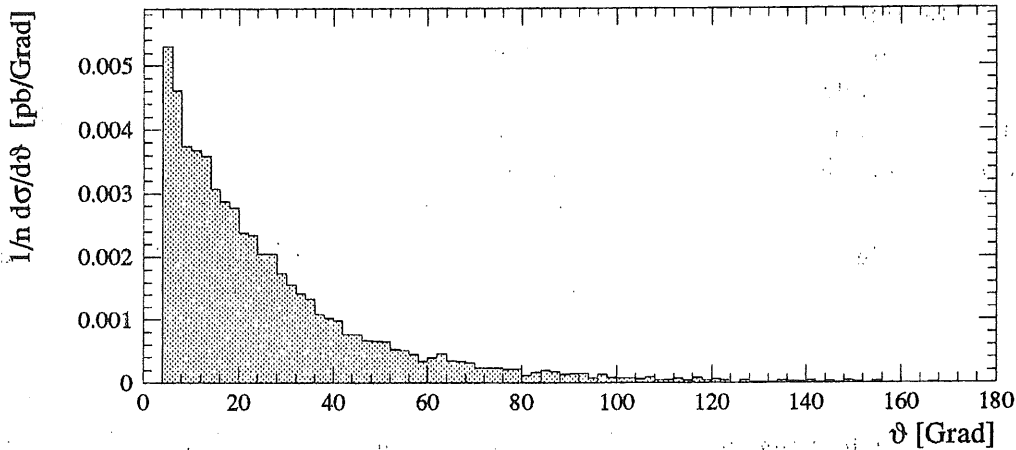


Abbildung 23: ϑ Winkelverteilung aller nachweisbaren Teilchen aus 1000 supersymmetrischen Ereignissen mit einem Schnitt auf den Winkel: $4^\circ < \vartheta < 176^\circ$. $\vartheta=0^\circ$ ist die Richtung des einlaufenden Protons.

nicht nur durch den supersymmetrischen Sektor, sondern auch durch die Art des Hadronisierungsmodells bestimmt. Für die Hadronisierung wurde das Modell³⁴ der *Stringfragmentation* benutzt [6][7]. In diesem Modell werden die Partonen im Proton zu farblosen sog. „Strings“ kombiniert und jeder String fragmentiert unabhängig in Hadronen. Die Partonen, die nicht an der Wechselwirkung teilnehmen, bilden einen String, der in den Protonjet fragmentiert und der im wesentlichen die Richtung des einlaufenden Protons beibehält. Der größte Teil des Protonjets verbleibt im Strahlrohr und ist im Detektor nicht nachweisbar.

Die kinematischen Verteilungen der Hadronen (Abbildung 24) tragen daher nur wenig Information über die Produktion supersymmetrischer Teilchen. Im Gegensatz dazu sind die entsprechenden Verteilungen für Elektronen im Endzustand sensitiv auf das supersymmetrische Modell (siehe Abbildung 25). Für die spezielle Wahl der Parameter M_2, μ und $\tan\beta$ ist nur der Kanal $\bar{e} \rightarrow e + \tilde{\chi}_1^0$ kinematisch erlaubt. Die Impulsverteilungen der Elektronen sind direkt mit dem Massenspektrum der Gauginos korreliert. In Abbildung 25a z.B. beträgt die Massendifferenz $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 5 GeV und in Abbildung 25b 32 GeV . Diese Energie steht dem Elektron und dem $\tilde{\chi}_1^0$ in Form von Impuls zur

³⁴Dieses Modell ist in dem Programmpaket JETSET 7.3 [37] realisiert. Neben der Hadronisation kann dieses Paket die Zerfälle von Elementarteilchen behandeln. Diese Möglichkeiten wurden hier genutzt.

Verfügung. In **Abbildung 25b** ist zusätzlich der Kanal: $\tilde{e} \rightarrow e + \tilde{\chi}_2^0$ offen. Die Massendifferenz $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_2^0}$ beträgt hier 4GeV . Der Zerfall $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ liefert für Impulse kleiner 2GeV den größten Beitrag.

Zusätzlich können auch am Hadronvertex Elektronen entstehen, die aber nur aus Gauginozerfällen stammen. Ihr Impuls ist abhängig von den Massendifferenzen zwischen den Gauginos des dominanten Gauginozerfallskanal. Die Impulsverteilungen der primären Elektronen vom Hadronvertex lassen sich in supersymmetrischen geladenen Stromreaktionen studieren, wenn das Sneutrino nur in $\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_1^0$ zerfallen kann. In **Abbildung 26a** liefert der Zerfallskanal $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_2^0$ mit $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+ + e^- + \tilde{\chi}_1^0$ den größten Beitrag. Die Massendifferenz $m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_2^0}$ ist hier 40GeV , die den drei Teilchen $e^+, e^-, \tilde{\chi}_1^0$ für deren Impulse zur Verfügung steht. Bei den Ereignissen in **Abbildung 26b** ist der Zerfallskanal $\tilde{q} \rightarrow q' + \tilde{\chi}_1^\pm$ und $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow e^\pm + (\tilde{\nu})$ dominant. Die Massendifferenz $m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ist hier 18GeV .

Das gestreute Lepton hat in den Standardreaktionen der tiefinelastischen eP-Streuung eine besondere Bedeutung, wenn es im Detektor nachgewiesen wird, da für es feste kinematische Beziehungen gelten (siehe **Kapitel 5**), mit denen das gesamte Ereignis charakterisiert werden kann. Bei supersymmetrischen Reaktionen sind diese kinematischen Beziehungen nur für die Sleptonen und Squarks³⁵ erfüllt. Diese Information geht aber durch ihren Zerfall verloren. Das $\tilde{\chi}_1^0$ wechselwirkt nicht mit der Materie des Detektors. Die Energie, die das $\tilde{\chi}_1^0$ wegträgt, kann aber, bei einem hermetisch abgeschlossenen Detektor, als fehlende Energie oder fehlender Transversalimpuls indirekt nachgewiesen werden. Die Berechnung der kinematischen Variablen, z.B. x und y, aus den primären Elektronen führt daher zu kleineren Werten von x, als das einlaufende gestreute Quark hatte. Der relative Energieverlust des Leptons y ist, wegen der fehlenden Energie am Lepton- oder Hadronvertex, zu größeren Werten verschoben (siehe **Abbildung 27**). Der Impulsvektor des gestreuten Leptons bei Standardereignissen kann als Bezugssystem für die gesamte Reaktion dienen. Bezüglich seiner Richtung und seines Betrages (wenigstens transversal) ist das restliche Ereignis balanciert, wenn nicht Energie aus dem Detektor verschwindet, z.B. durch Neutrinos oder durch Teilchen, die in nicht sensitive Bereiche des Detektors fliegen. Die Größen $\Delta\varphi$ und R_t , die definiert sind zu:

$$\Delta\varphi = \left| \varphi_e - \sum_{i=1}^n \varphi_{i,had} - \pi \right| \quad (37)$$

$$R_t = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n P_{xi} \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n P_{yi} \right)^2} \quad (38)$$

φ_e ist der Winkel zwischen dem gestreuten Lepton und z.B. der x-Koordinatenachse in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr und $\varphi_{i,had}$ entsprechend für das i-te Hadron.

³⁵Wobei ihre Masse ein freier Parameter ist.

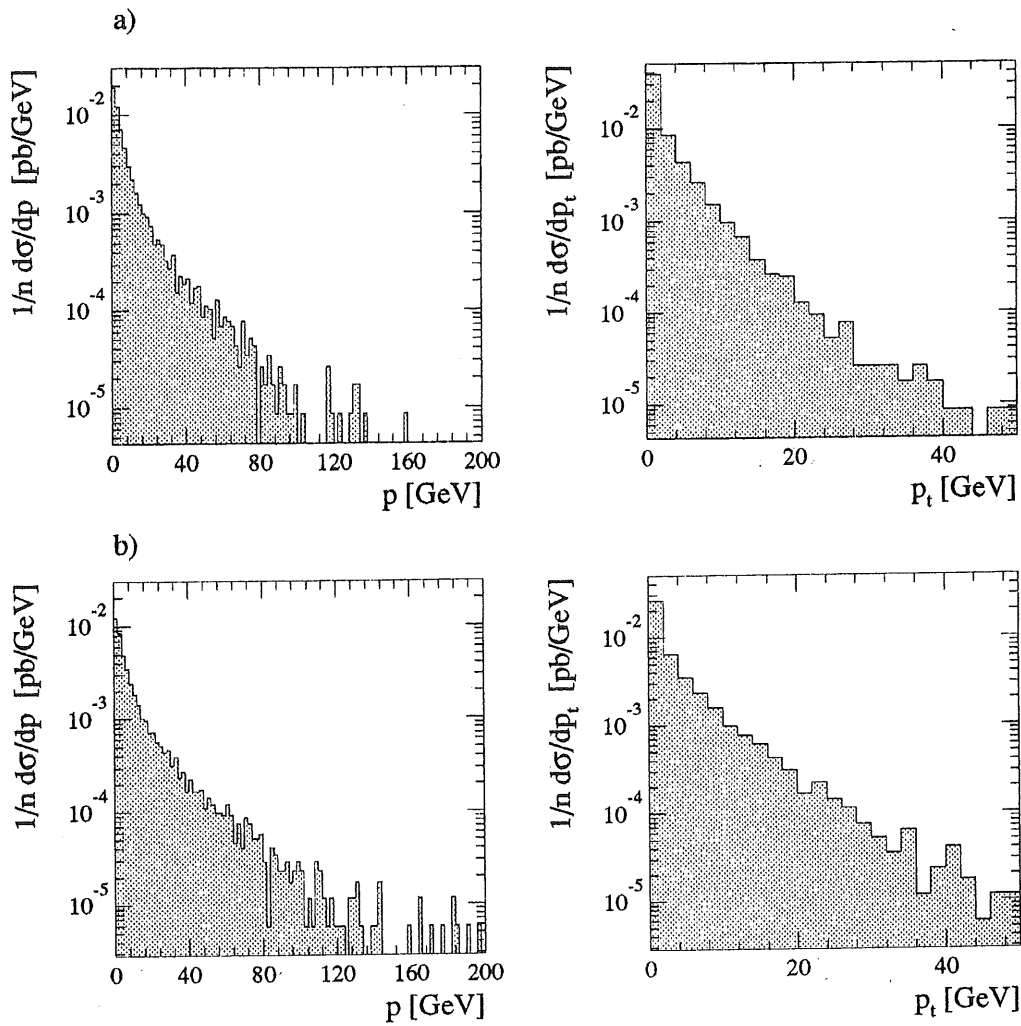


Abbildung 24: Impuls - (P) bzw. Transversalimpuls Verteilungen (P_t) von Hadronen aus supersymmetrischen Ereignissen, bei verschiedenen Werten von M_2 , μ und $\tan\beta=4.0$:
 a) $M_2=106.0\text{GeV}$, $\mu=-150\text{GeV}$, b) $M_2=50.9\text{GeV}$, $\mu=-150\text{GeV}$.

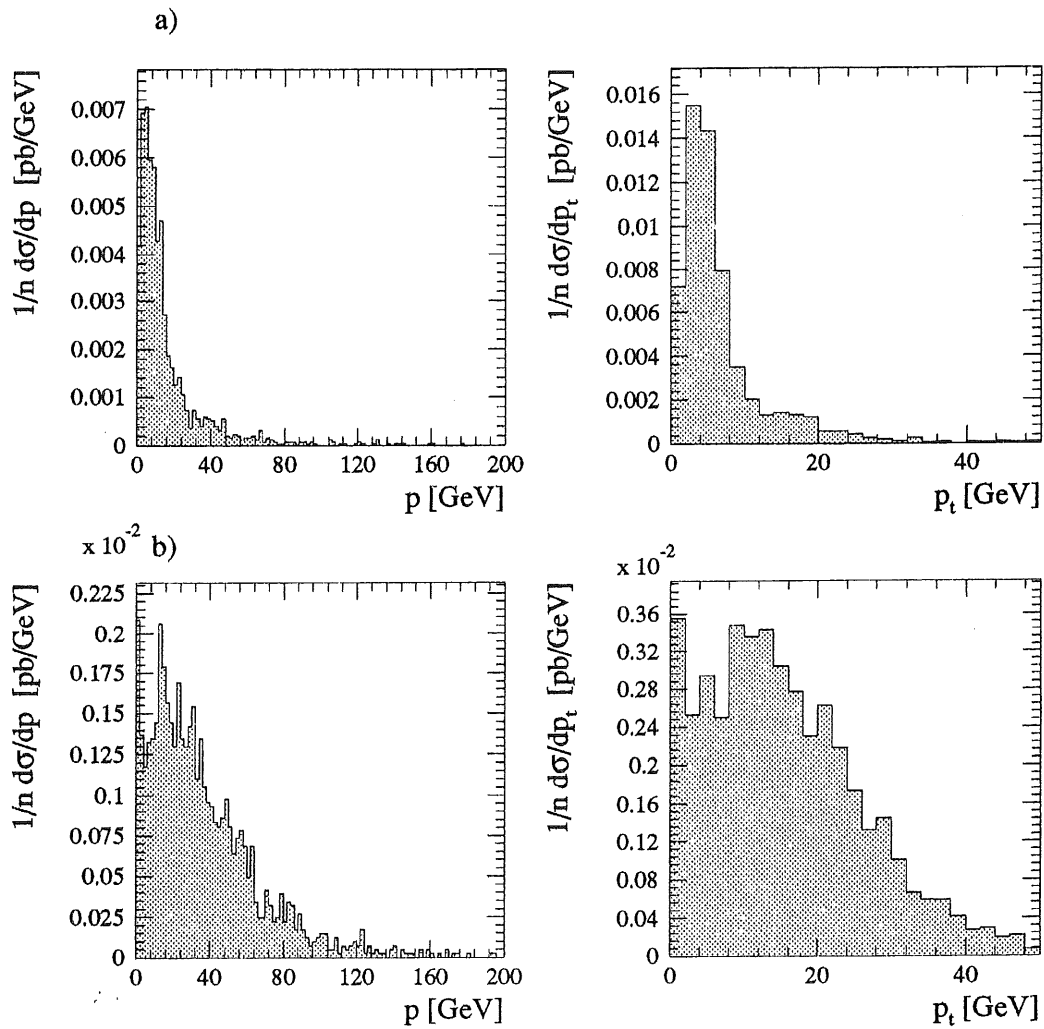


Abbildung 25: Impuls - (P) bzw. Transversalimpuls Verteilungen (P_t) von Elektronen aus supersymmetrischen NC Ereignissen, bei verschiedenen Werten von M_2 , μ und $\tan\beta=4.0$: a) $M_2=106.0\text{ GeV}$, $\mu=-150\text{ GeV}$, b) $M_2=50.9\text{ GeV}$, $\mu=-150\text{ GeV}$.

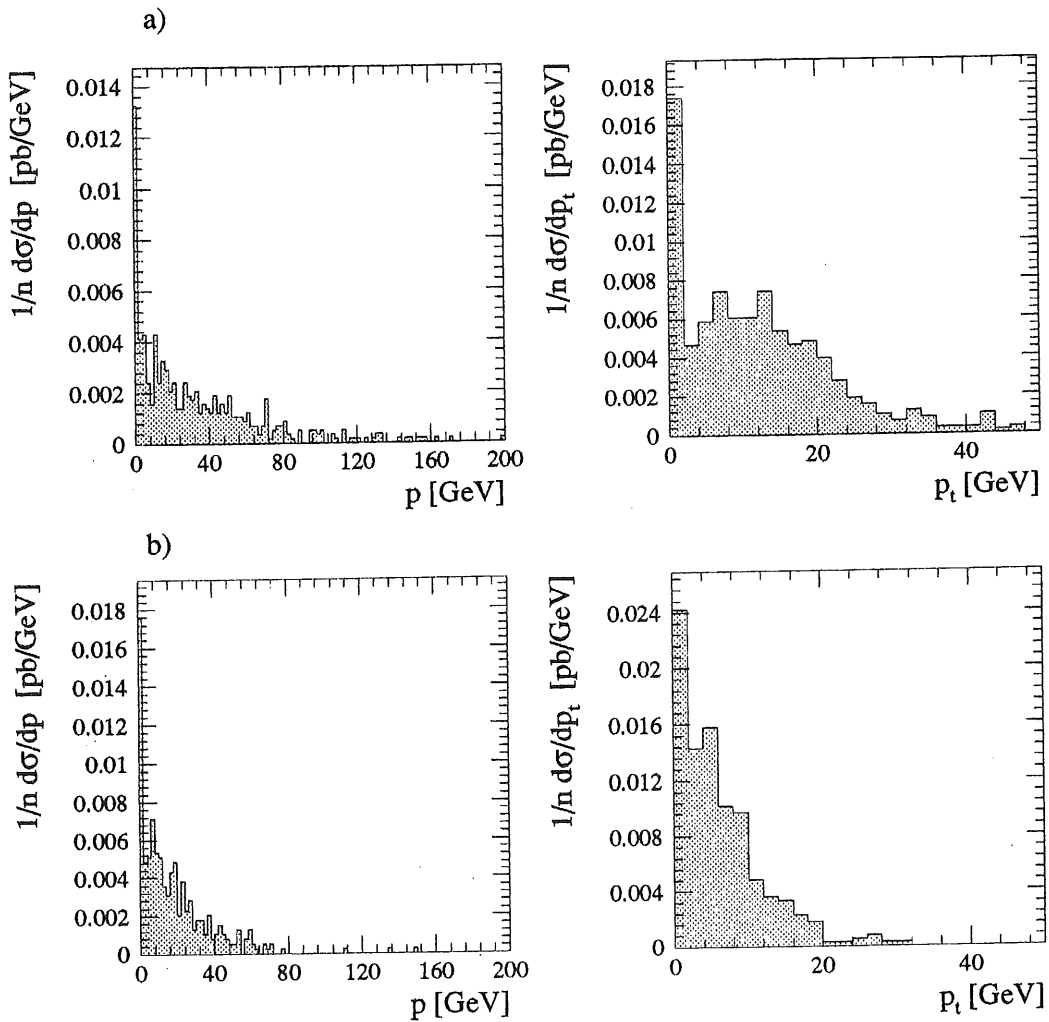


Abbildung 26: Impuls - (P) bzw. Transversalimpuls Verteilungen (P_t) von Elektronen aus supersymmetrischen CC Ereignissen, bei verschiedenen Werten von M_2 , μ und $\tan\beta=4.0$: a) $M_2=108.1\text{GeV}$, $\mu=-150\text{GeV}$, b) $M_2=154.7\text{GeV}$, $\mu=150\text{GeV}$.

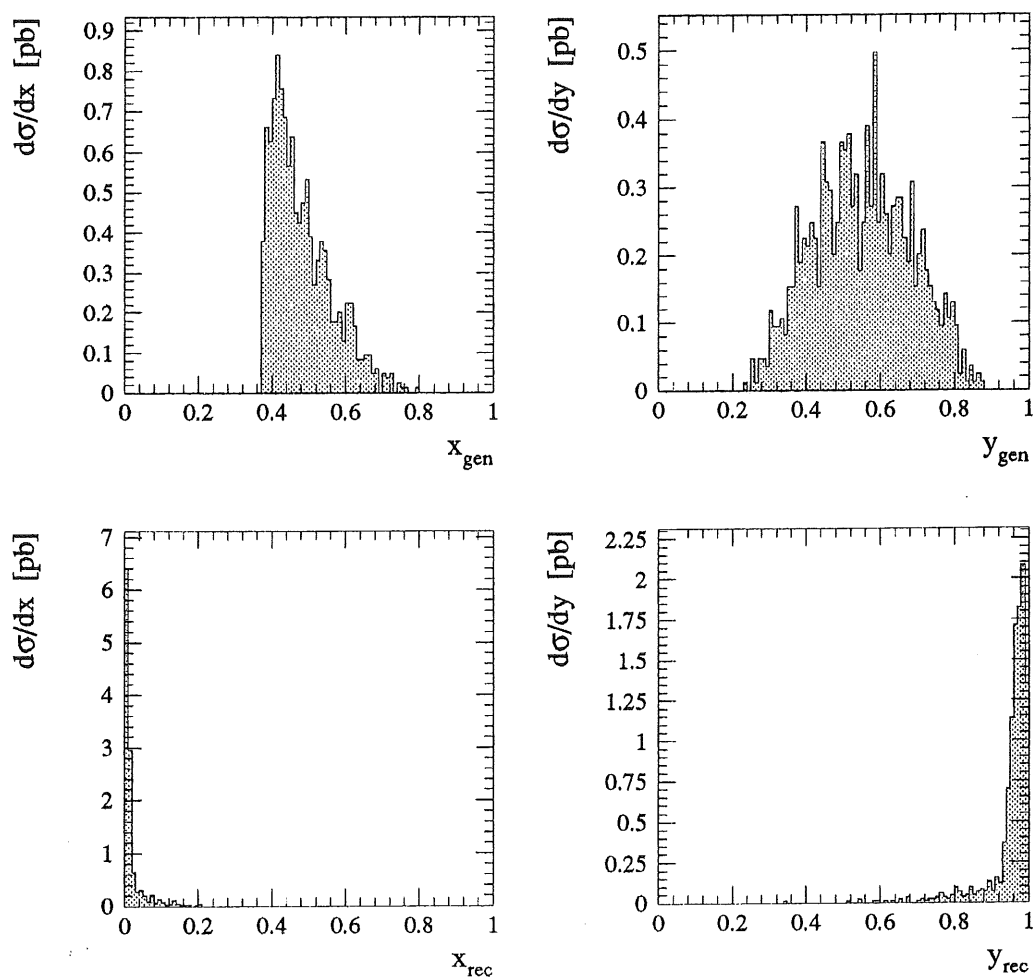


Abbildung 27: Die kinematischen Variablen x , y für supersymmetrische Ereignisse. Für eine Sleptonmasse von 60 GeV und eine Squarkmasse von 120 GeV . a) generierte Größen, b) vom primären Elektron rekonstruierte Größen.

können als Maß für die Balance zwischen Lepton- und Hardonvertex dienen. Die supersymmetrischen Reaktionen sind in diesen Variablen überwiegend unbalanciert. Die **Abbildung 28** zeigt die Verteilungen $\Delta\varphi$ und R_t für supersymmetrische neutrale Stromereignisse bei $M_2=108.1\text{ GeV}$, $\mu=-150\text{ GeV}$ und $\tan\beta=4.0$: Die $\Delta\varphi$ -Verteilung ist gleichverteilt und die R_t -Verteilung hat einen Mittelwert von $\approx 20\text{ GeV}$. Der Mittelwert der R_t -Verteilungen variiert mit der P_t -Verteilung der primären Elektronen und ist damit sensitiv auf die supersymmetrischen Modellparameter.

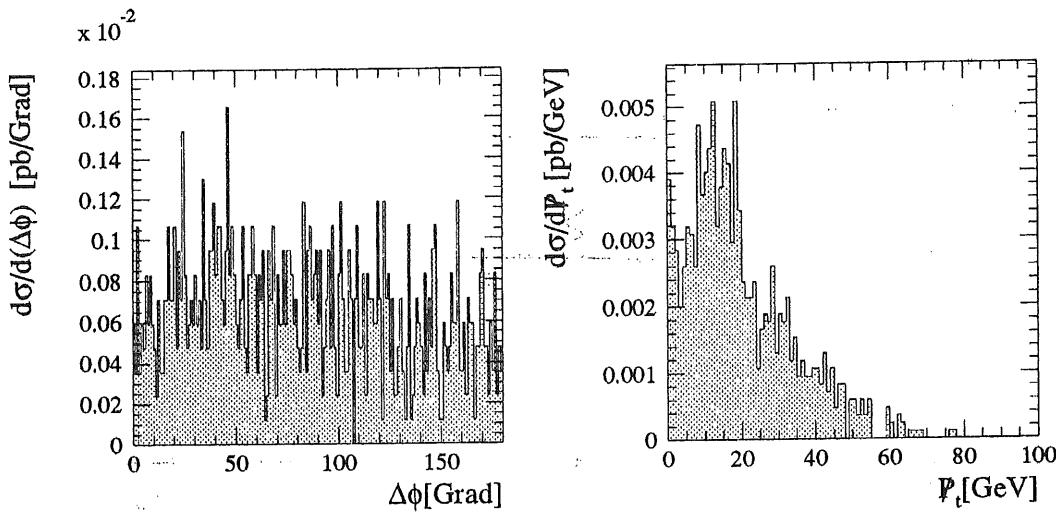


Abbildung 28: $\Delta\varphi$ - und R_t -Verteilungen von supersymmetrischen neutralen Stromreaktionen bei $M_2=108.1\text{ GeV}$, $\mu=-150\text{ GeV}$ und $\tan\beta=4.0$ ($M_{\tilde{e}}=60\text{ GeV}$, $M_{\tilde{q}}=120\text{ GeV}$).

8.3 Der Standardmodelluntergrund

Die Elementarteilchenreaktionen des Standardmodells, bei denen ein Teil des Transversalimpulses³⁶ im Endzustand entweder durch Neutrinos oder durch nicht-sensitive Bereiche des Detektors verloren geht, können einen Untergrund zu der assoziierten Produktion von Sleptonen und Squarks bilden. Dies sind hauptsächlich die Produktion von W^\pm - und Z^0 -Bosonen [12][13][14], die Boson-Gluon-Fusion [25] und geladene- und neutrale Stromreaktionen [50]. Die verschiedenen Prozesse werden in den angegebenen Referenzen diskutiert.

Die Produktion von Vektorbosonen kann ein supersymmetrisches Signal simulieren, wenn das Z^0 -Boson in den Kanal $Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ oder das W^\pm -Boson nach $W^\pm \rightarrow e^\pm + (\bar{\nu})$

³⁶Bedingt durch die Kinematik bei HERA können bei den meisten Reaktionen longitudinale Größen, wie z.B. die Gesamtenergie eines Ereignisses, nicht vollständig gemessen werden.

zerfällt. Der Endzustand dieser Ereignisse ist durch ein geladenes Lepton, ein Jet und fehlenden Transversalimpuls, verursacht durch die Neutrinos, gegeben.

Der inelastische Produktionswirkungsquerschnitt für diese Reaktionen kann in der gleichen Größenordnung wie das supersymmetrische Signal (siehe Tabelle 8) liegen. Sein exakter Wert ist jedoch nicht bekannt und in der Literatur werden Werte angegeben, die sich um einen Faktor 2-5 unterscheiden. Eine Diskussion der verschiedenen Wirkungsquerschnitte findet man in [30]. Den Hauptbeitrag zur Boson Produktion liefern

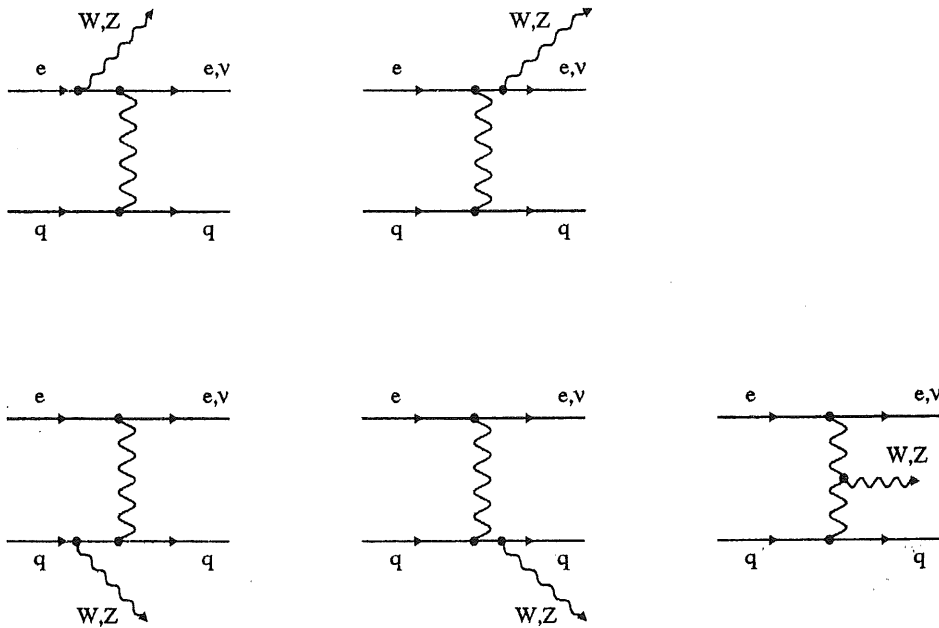


Abbildung 29: Die Feynmandiagramme für die Produktion von W^\pm - und Z^0 -Bosonen.

die Diagramme mit Photonaustausch (siehe Abbildung 29). Der dominante Anteil der Z^0 -Produktion ist die Abstrahlung am einlaufenden Elektron. Für feste Werte (x,y) wird das Z^0 -Boson nur in einem begrenzten Phasenraumgebiet produziert. Die meisten Z^0 -Bosonen werden in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt, wobei der Impulsvektor des Z^0 's in der Ebene, die durch das ein- und auslaufende Lepton aufgespannt wird, liegt. Die Acoplanarität $\Delta\varphi$ sollte daher für diese Ereignisse klein sein und kann als Unterscheidungsmerkmal für supersymmetrische Ereignisse dienen.

Für die W^\pm -Boson Produktion gilt dies nicht mehr, da hier auch die Abstrahlung vom Hadronvertex und das Feynmandiagramm mit dem Drei-Bosonvertex nicht zu vernachlässigen ist. Während bei der Produktion von Z^0 -Bosonen das gestreute Elektron meistens im Zentralbereich des Detektors nachweisbar ist, bleibt bei der Produktion von W^\pm -Bosonen das gestreute Elektron überwiegend im Strahlrohr. Das geladene Lepton

aus dem W^\pm -Zerfall ist aber im Detektor nachweisbar und seine Transversalimpulsverteilung zeigt den charakteristischen „Peak“ bei der halben W^\pm -Masse [12].

Die Photon-Gluon Fusion ist charakterisiert durch zwei Jets und ein Elektron (oder Neutrino) im Endzustand. Das Elektron verbleibt jedoch in den meisten Fällen in dem Strahlrohr und kann nicht nachgewiesen werden. Falls einer der Jets im Strahlrohr bleibt oder in nicht sensitive Bereiche des Detektors fliegt, sind diese Ereignisse durch fehlenden Transversalimpuls gekennzeichnet. Durch den semileptonischen Zerfall schwerer Quarks (b -quarks) können diese Ereignisse Elektronen oder Myonen mit großem Transversalimpuls enthalten, die — besonders wenn Kaskadenzerfälle der Neutralinos und Charginos angenommen werden — ein supersymmetrisches Signal simulieren. Die

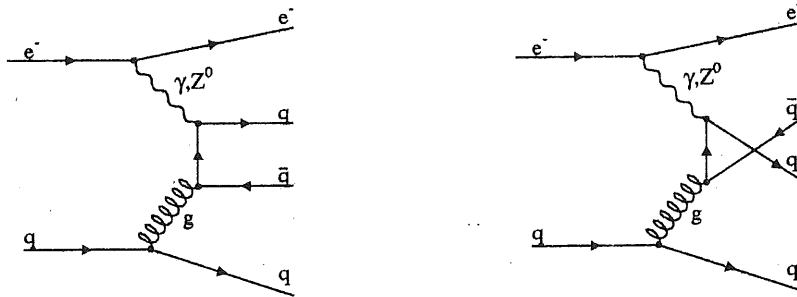


Abbildung 30: Die Feynmandiagramme der Boson-Gluon Fusion.

geladenen Stromreaktionen haben einen Jet und fehlenden Transversalimpuls im Endzustand. Sie bilden den Untergrund für supersymmetrische CC-Reaktionen, aber auch für supersymmetrische NC-Reaktionen, wenn der Sleptonzerfall in den Kanal: $\tilde{e} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_1^-$ und $\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + e^- + \bar{\nu}$ geht. Das Elektron im Endzustand hat eine ähnliche Signatur, wie Elektronen aus semileptonischen Zerfällen von Hadronen, besonders wenn es in oder in der Nähe eines Jets registriert wird.

Die neutralen Stromreaktionen haben einen Jet und ein Elektron im Endzustand. Diese Reaktionen bilden einen Untergrund zu der assoziierten Produktion in den Bereichen des M_2 - μ Parameterraumes, in denen nur die Zerfälle $\tilde{f} \rightarrow f + \tilde{\chi}_1^0$ erlaubt sind. Die Ereignisse sind jedoch überwiegend durch kleine $\Delta\varphi$ -Werte gekennzeichnet. Dies gilt auch noch, wenn radiative Effekte, die besonders im kinematischen Bereich mit kleinem x und großem y nicht zu vernachlässigen sind, mit einbezogen werden, da die Photonen hauptsächlich in der Ebene des ein- und auslaufenden Elektrons abgestrahlt werden.

8.4 Die Analyse simulierter Daten

Das Gebiet, in dem das hier beschriebene supersymmetrische Modell mit HERA und dem H1-Detektor überprüft werden kann, läßt sich für gegebene Slepton- und Squarkmassen und bei festem $\tan\beta$ in den Variablen M_2 und μ von vornherein weiter einschränken durch:

- die kinematische Grenze, die durch die Massenlinie $m_{\tilde{\chi}_1^0} = \min(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{q}})$ gegeben ist.
- die experimentellen Grenzen, die in Abschnitt 3.2 diskutiert wurden. (Diese Grenzen schließen die Gebiete mit stabilem Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ bereits aus.)
- den Produktionswirkungsquerschnitt. Es wird hier angenommen, daß ein $\sigma_{prod} < 0.1 pb$ zu klein ist, um in einer Meßzeit von einigen Jahren zu einem signifikanten Signal zu führen.

Es wurden vier Datensätze mit supersymmetrischen NC-Ereignissen und zwei Datensätze mit supersymmetrischen CC-Ereignissen generiert (siehe Tabelle 7) und mit dem H1-Detektormodell simuliert. Innerhalb dieser Datensätze wurde $\tan\beta$ und die Masse des Slepions variiert. Die Masse des Squarks ist für alle Datensätze auf $120 GeV$ festgesetzt. Die Datensätze 1–4 entsprechen ungefähr den aktuellen experimentellen Gren-

Datensatz		$\tan\beta$	$m_{\tilde{e},\tilde{\nu}}$ [GeV]	$m_{\tilde{q}}$ [GeV]
nr.	Typ			
1	NC	1.1	40.0	120.0
2	NC	4.0	40.0	120.0
3	CC	1.1	40.0	120.0
4	CC	4.0	40.0	120.0
5	NC	1.1	60.0	120.0
6	NC	4.0	60.0	120.0

Tabelle 7: Die generierten supersymmetrischen Datensätze.

zen auf die Parameter des minimalen supersymmetrischen Modells, während Datensatz 5 und 6 den Slepton-Sektor erweitern. Jeder Datensatz wurde für vier verschiedene μ -Werte ($-200, -150, 150, 200 GeV$) mit jeweils drei verschiedenen M_2 -Werten generiert.

Die M_2 -Werte wurden so gewählt, daß die Massendifferenz zwischen dem Slepton und dem $\tilde{\chi}_1^0$ 1, 4 und 9 GeV beträgt. Insgesamt wurden $6 \times 4 \times 3 = 60$ Dateien mit jeweils 1000 Ereignissen generiert. Für die Datensätze 5 und 6 wurden noch 6 bzw. 4 weitere Ereignistypen bei der Massendifferenz $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 15\text{ GeV}$ bzw. 25 GeV und $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 4\text{ GeV}$ generiert. Tabellen mit Informationen über die generierten Ereignisse befinden sich im Anhang B.

Zur Verdeutlichung, welche Ereignissignaturen bei den einzelnen Ereignistypen auftreten, zeigen die Abbildungen 31–34 Linien konstanter Gauginomassen für $m_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{e}} = 40, 60\text{ GeV}$ und $m_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{q}} = 120\text{ GeV}$ in der M_2 - μ Ebene³⁷. Die Stellen, an denen die supersymmetrischen Ereignisse generiert wurden, sind in den Abbildungen markiert. Für die Slep-tonen ist in allen Datensätzen nur der Zerfallskanal in das $\tilde{\chi}_1^0$ möglich. Die möglichen Squarkzerfälle zeigen kompliziertere Strukturen:

- $m_{\tilde{e}} = 40\text{ GeV}$
Hier sind für Squarks zusätzlich die Zerfallskanäle in das $\tilde{\chi}_2^0$ und $\tilde{\chi}_1^\pm$ offen.
- $m_{\tilde{e}} = 60\text{ GeV}$
Für $\tan\beta = 1.1$ ist für einige Datensätze (\square, \circ) nur der Kanal in das $\tilde{\chi}_1^0$ offen. Dieser Ereignistyp ist durch ein „primäres“ Lepton pro Ereignis und einen Jet im Endzustand ausgezeichnet. Bei den Ereignissen mit mehreren offenen Zerfallskanälen (\triangle) ist trotzdem die einfache Signatur vorherrschend, da die Zerfallsbreiten hauptsächlich von der Massendifferenz zwischen Squark und Gaugino abhängen.
Für $\tan\beta = 4$ können bei allen Datensätzen kompliziertere Squarkzerfälle auftreten.

8.4.1 Die Ereignisselektion

Als Untergrundreaktionen innerhalb des Standardmodells werden neutrale – und geladene Stromreaktionen und Photon-Gluon-Fusion Reaktionen mit b - \bar{b} -Produktion angenommen. Die Produktion von W^\pm - und Z^0 -Bosonen wurde im weiteren nicht berücksichtigt, da kein geeigneter Ereignisgenerator zur Verfügung stand. Die weiter unten beschriebene Ereignisselektion (siehe Seite 75) sollte aber diese Ereignisklasse zum größten Teil unterdrücken. Hier sind aber noch detailliertere Untersuchungen notwendig.

Die Tabelle 8 enthält Informationen über Art und Anzahl der erzeugten Untergrundreaktionen. Die neutralen und geladenen Stromreaktionen wurden mit einem kinematischen Schnitt:

$$0.01 < x < 0.2$$

$$0.8 < y < 1.0$$

³⁷Die Neutralino- und Charginomassen steigen für $M_2 > 0$ und $|\mu| > 0$ an (siehe Abbildung 7).

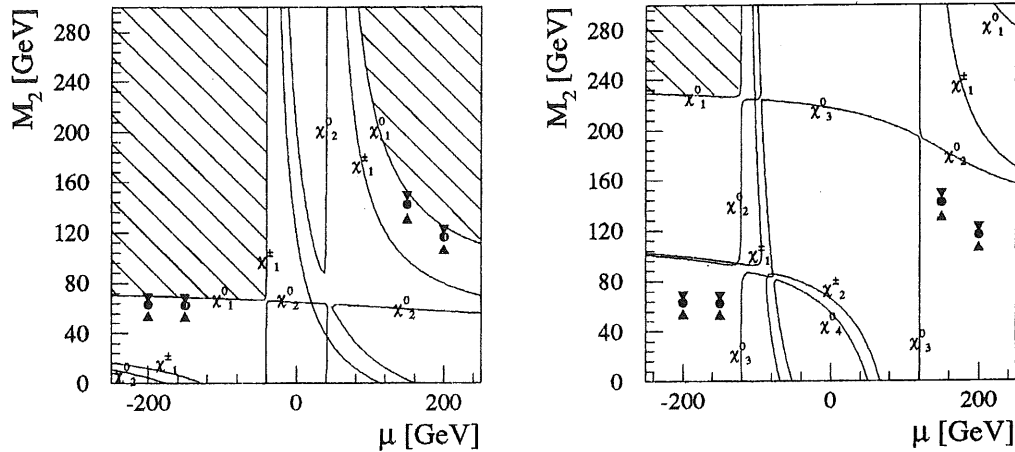


Abbildung 31: Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=40\text{ GeV}$ (links) und $m_\chi=120\text{ GeV}$ (rechts). $\tan\beta=1.1$. Der kinematisch verbotene Bereich ist schraffiert. Die Stellen, an denen supersymmetrische Ereignisse generiert wurden sind gekennzeichnet. $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 1(\nabla)$, $4(\circ)$, $9(\triangle)\text{ GeV}$.

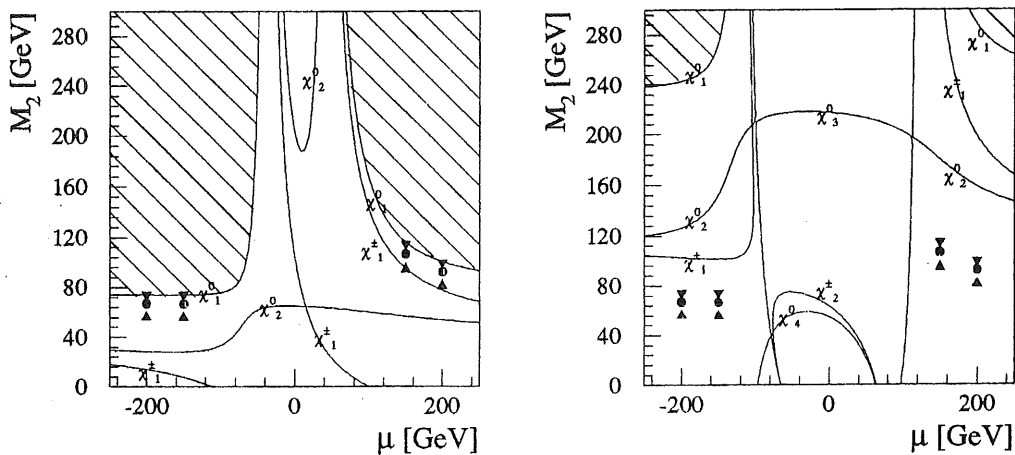


Abbildung 32: Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=40\text{ GeV}$ (links) und $m_\chi=120\text{ GeV}$ (rechts). $\tan\beta=4.0$. Der kinematisch verbotene Bereich ist schraffiert. Die Stellen, an denen supersymmetrische Ereignisse generiert wurden sind gekennzeichnet. $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 1(\nabla)$, $4(\circ)$, $9(\triangle)\text{ GeV}$.

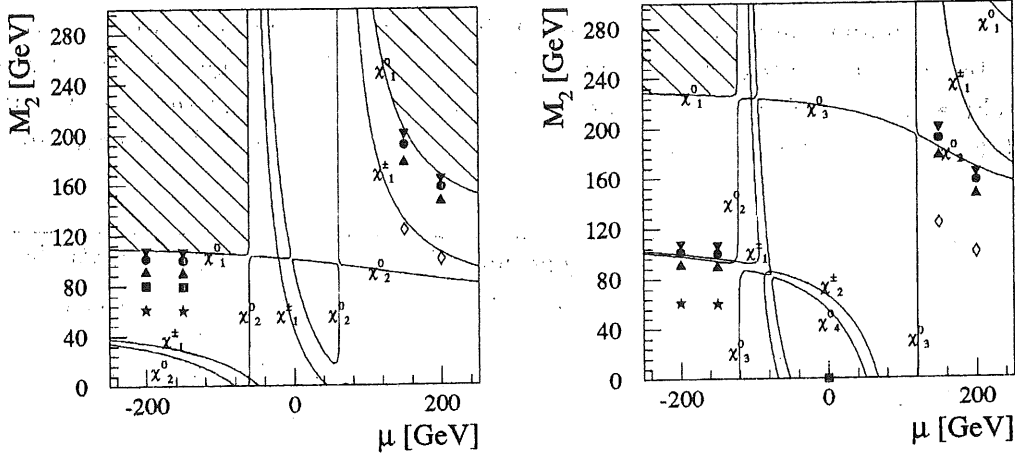


Abbildung 33: Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=60\text{GeV}$ (links) und $m_\chi=120\text{GeV}$ (rechts). $\tan\beta=1.1$. Der kinematisch verbotene Bereich ist schraffiert. Die Stellen, an denen supersymmetrische Ereignisse generiert wurden sind gekennzeichnet. $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 1(\nabla)$, $4(\circ)$, $9(\triangle)$, $15(\square)$, $25(\star)\text{GeV}$ und $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 4(\diamond)\text{GeV}$.

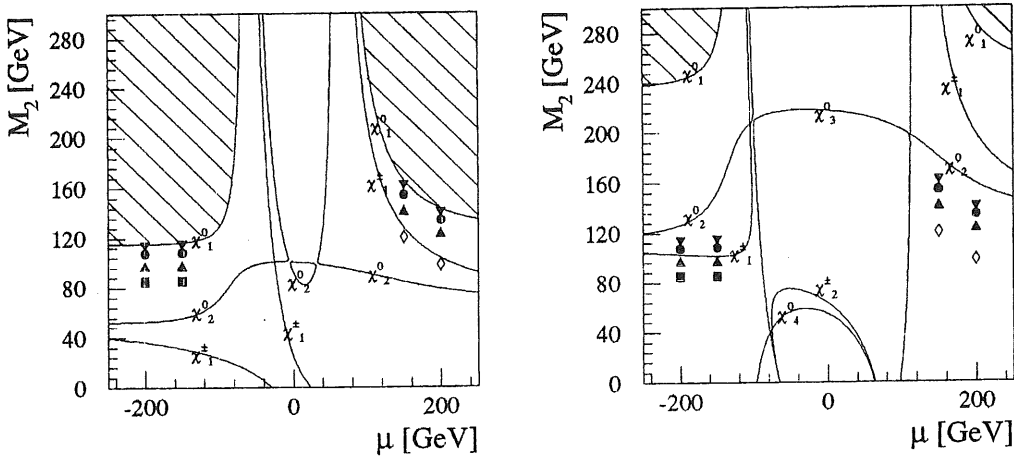


Abbildung 34: Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=60\text{GeV}$ (links) und $m_\chi=120\text{GeV}$ (rechts). $\tan\beta=4.0$. Der kinematisch verbotene Bereich ist schraffiert. Die Stellen, an denen supersymmetrische Ereignisse generiert wurden sind gekennzeichnet. $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 1(\nabla)$, $4(\circ)$, $9(\triangle)$, $15(\square)\text{GeV}$ und $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 4(\diamond)\text{GeV}$.

erzeugt, da in diesem Gebiet der größte Teil des supersymmetrischen Signals vorliegt (siehe *Abbildung 27*). Außerdem wird dadurch ein erheblicher Teil der Untergrundreaktionen unterdrückt (um einen Faktor 10^3 – 10^4).

Der angegebene Wirkungsquerschnitt und sein Fehler wurde in den Generatorprogrammen durch Monte-Carlo Integration berechnet. Die Anzahl der generierten Ereignisse entspricht einer integrierten Luminosität \mathcal{L} von $7pb^{-1}$ (NC), $1765pb^{-1}$ (CC) und $102pb^{-1}$ (BGF). Auf alle supersymmetrischen Datensätze und Untergrundda-

Ereignistyp	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	generierte Ereignisse	Ereignisse nach Selektion (1) – (3)	Prozentualer Anteil [%]
NC [†]	7080.13 ± 452.97	50000	3127	6.2
CC [†]	5.66 ± 0.02	10000	681	6.8
BGF($b\bar{b}$)	5196.98 ± 16.43	531156	74431	14.0
$Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$	0.09–0.11 ^{††}	–	–	–
$W \rightarrow e + \nu$	0.22–0.3 ^{††}	–	–	–

Tabelle 8: Die Anzahl generierter Untergrundereignisse und die Anzahl dieser Ereignisse nach den Schnitten 1–3. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte wurden den Ereignisgeneratoren entnommen (DJANGO 1.01/14 für NC- und CC Ereignisse und PYTHIA 5.61/06 für $b\bar{b}$ Ereignisse). Für die W^\pm - und Z^0 ist $\sigma \times Br$ angegeben (aus [12]).

tensätze werden folgende Schnitte angewendet, die besonders Ereignisse mit komplizierteren Neutralino- und Charginozerfällen berücksichtigen:

- 1) Es muß wenigstens ein Elektron und ein anderes nachweisbares Teilchen im Detektor gefunden werden. Falls das Ereignis mehrere Elektronen enthält, wird das Elektron mit dem größten Transversalimpuls als gestreutes Elektron definiert und die kinematischen Variablen x , y rekonstruiert. In neutralen Stromreaktionen werden die rekonstruierten Größen x , y um die wahren Variablen verteilt sein, während dies für die anderen Prozesse nicht gilt.
- 2) Auf die rekonstruierten Variablen x , y wird ein Schnitt:

$$0.01 < x < 0.2$$

$$0.8 < y < 1.0$$

[†] $x < 0.2$, $y > 0.8$.

^{††} $\sigma \times Br$.

angewendet. Diese Schnitte entsprechen einem Schnitt auf die Energie und den Winkel ϑ_e des gestreuten Elektrons.

- 3) Es wird ein weiteres geladenes Lepton (Elektron oder Myon) im Ereignis verlangt, das nicht mit dem Elektron unter Punkt (1) identisch ist. Bei mehreren geladenen Leptonen im Ereignis wird dasjenige mit dem größten Transversalimpuls P_t ausgewählt. Bei supersymmetrischen Ereignissen besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß beide Leptonen durch den Zerfall von Slepton oder Squark entstanden sind, während bei den Standardmodell Reaktionen mindestens ein geladenes Lepton aus einem semileptonischen Zerfallskanal eines Hadrons (oder aus dem τ -Zerfall) kommen muß. Die Transversalimpulsverteilung dieser Leptonen wird im Mittel „weicher“ sein als für supersymmetrische Ereignisse.

Die **Tabelle 8** zeigt wieviele der Untergrundereignisse die Bedingungen (1)–(3) erfüllen. Die neutralen und geladenen Stromreaktionen werden stark unterdrückt. Von den Photon–Gluon–Fusionsereignissen z.B. bleiben noch 14% der generierten Ereignisse übrig. Dies sind Ereignisse mit semileptonischen Zerfällen der Hadronen.

Für alle Ereignisse, die diese Bedingungen erfüllen, werden die Größen $\Delta\varphi$ (**Gleichung 37**) und R_t (**Gleichung 38**) berechnet.

Die $\Delta\varphi$ -, R_t -, P_t -Verteilungen des gesamten Untergrundes zeigt **Abbildung 35**. Die neutralen und geladenen Stromreaktionen und die Photon–Gluon–Fusionreaktionen wurden dafür auf die generierte Luminosität normiert und addiert. Zum Vergleich zeigt **Abbildung 36** die entsprechenden Verteilungen für supersymmetrische Ereignisse aus dem Datensatz Nr. 2. Die Verteilungen von $\Delta\varphi$ und R_t liegen vollständig unter den Untergrundverteilungen, während die P_t -Verteilung des zweiten geladenen Leptons für $P_t > 24\text{GeV}$ untergrundfrei ist.

Die „klassischen“ Größen $\Delta\varphi$ und R_t , mit denen man an e^+e^- - und Proton–Antiproton Speicherringen, nach supersymmetrischen Reaktionen gesucht hat (und sucht), reichen zur Untergrundunterdrückung in der eP–Wechselwirkung bei HERA alleine nicht aus. Der Grund hierfür liegt vor allem in der besonderen Reaktionskinematik, wobei der Verlust von Teilchen durch das Strahlrohr den größten Einfluß hat. In der hier durchgeführten Detektorsimulation ist dies der einzige Effekt durch den Teilchen verloren gehen (die Schnitte auf die Teilchenenergien können dabei vernachlässigt werden). In diesem Sinne sind die Untergrundverteilungen, besonders $\Delta\varphi$ und R_t (**Abbildung 35**), im Vergleich zur Realität als optimistisch anzusehen.

8.4.2 Die kinematischen Schnitte

Auf den Transversalimpuls P_t des geladenen Leptons mit dem zweitgrößten Transversalimpuls und $\Delta\varphi$ und R_t werden Schnitte durchgeführt, die die betrachteten Ereignisse

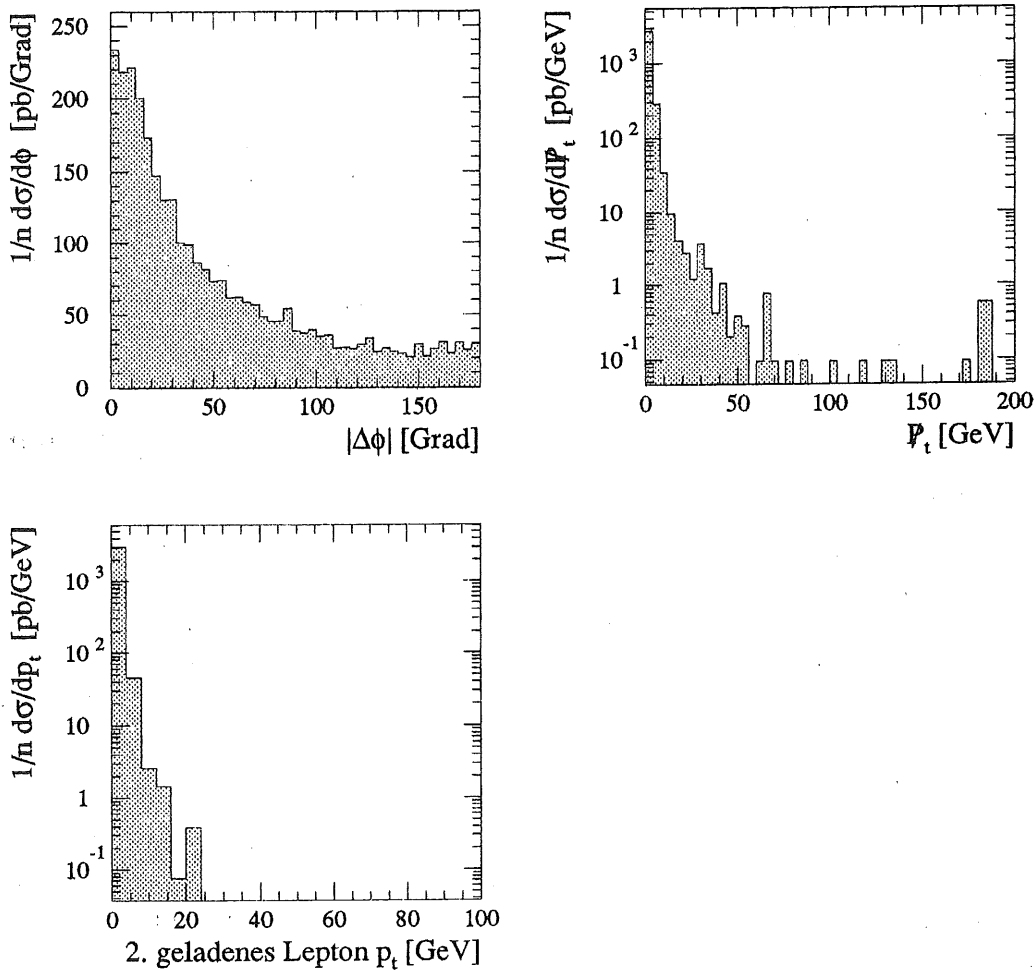


Abbildung 35: Untergrundverteilungen: Acoplanarität $\Delta\varphi$, fehlender Transversalimpuls R_t und Transversalimpuls P_t des zweiten geladenen Leptons im Ereignis. Die Verteilungen sind aus der Summe der neutralen und geladenen Stromreaktionen sowie den Photon-Gluon-Fusionsreaktionen, die nach den Schnitten (1)–(3) übrig geblieben sind, zusammengesetzt.

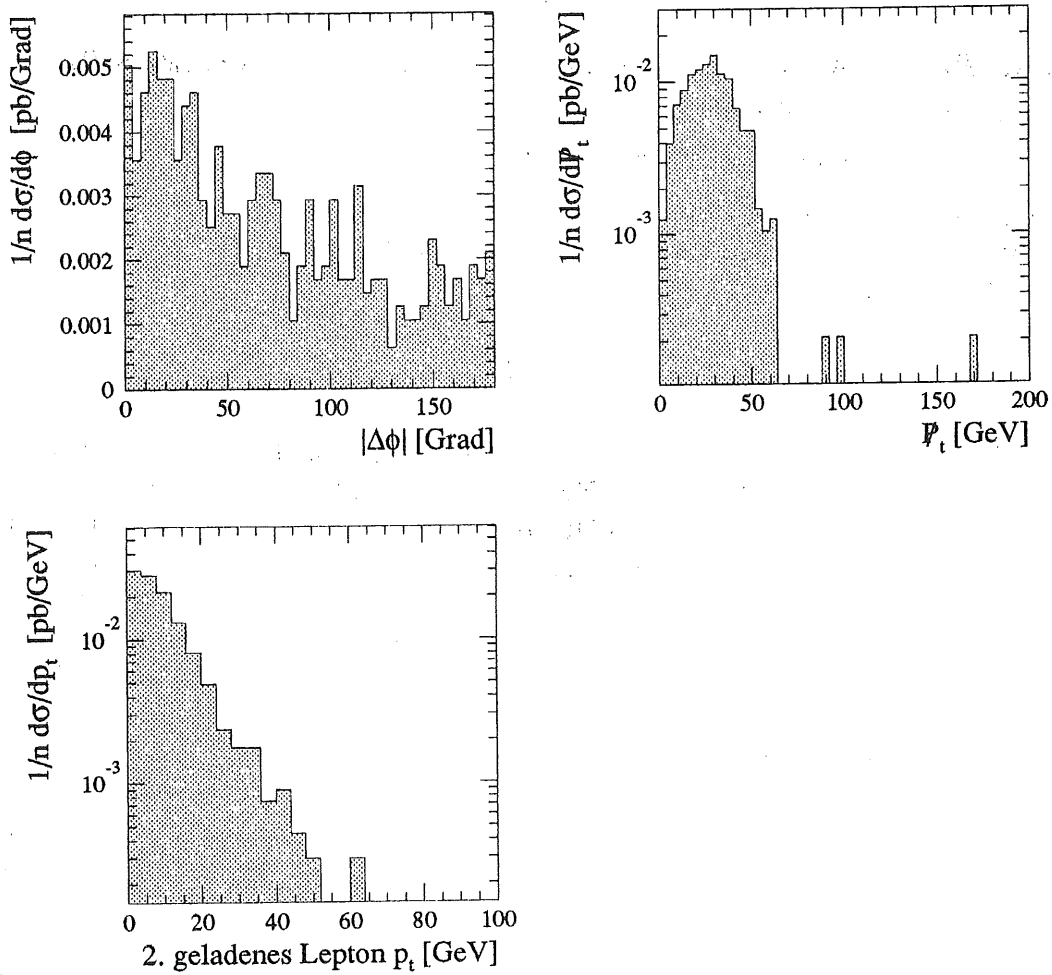


Abbildung 36: Acoplanarität $\Delta\phi$, fehlender Transversalimpuls R_t und Transversalimpuls P_t des zweiten geladenen Leptons im Ereignis. Für supersymmetrische Ereignisse aus Datensatz Nr. 2 mit $M_2=56.9\text{GeV}$, $\mu=-200\text{GeV}$.

gleichzeitig erfüllen müssen. Wie weiter unten gezeigt wird, sind diese Größen untereinander unkorreliert, so daß die Schnitte nicht direkt aus den Abbildungen 35 und z.B. 36 entnommen werden können.

Dazu wird eine Funktion:

$$f(P_t, \Delta\varphi, R_t) = \frac{1}{\mathcal{L}} \int_{P_{t_s}}^{P_{t_{max}}} \int_{\Delta\varphi_s}^{\Delta\varphi_{max}} \int_{R_{t_s}}^{R_{t_{max}}} N(p_t, \Delta\varphi, R_t) dP_t d\varphi dR_t$$

$$N(P_t, \Delta\varphi, R_t) = \text{Anzahl der Ereignisse mit } P_t > P_{t_s}, \Delta\varphi > \Delta\varphi_s, R_t > R_{t_s}$$

Der Index „s“ $\hat{=}$ Schnitt

$$\mathcal{L} = \text{integrierter Luminosität [pb}^{-1}\text{]}$$

für alle Untergrundereignisse und für die supersymmetrischen Ereignisse definiert. Die Schnitte in $P_t, \Delta\varphi$ und R_t werden dann so gewählt, daß das Verhältnis von Signal(S)- zu Untergrundereignissen(U) $= \frac{S}{U}$ maximal wird:

$$\frac{S}{U} = \text{Max} \left(\frac{f_S}{f_U} \right)$$

Abbildung 37 und Abbildung 38 zeigen die zweidimensionalen Projektionen der dreidimensionalen Funktion $f(P_t, \Delta\varphi, R_t)$ für den Untergrund und für einen supersymmetrischen Datensatz. Jedes Intervall enthält die Anzahl der Ereignisse —normiert auf die Luminosität— für die gilt: $P_t > P_{t_s}, \Delta\varphi > \Delta\varphi_s, R_t > R_{t_s}$. In den Tabellen 10–15 sind die Schnitte in den drei Variablen und das Signal- zu Untergrundverhältnis für die generierten Datensätze aufgelistet. Für die supersymmetrischen NC-Ereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 160 \text{ GeV}$ liegt das Signal- zu Untergrundverhältnis um eins. Für die supersymmetrischen CC-Ereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 160 \text{ GeV}$ und die NC-Ereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 180 \text{ GeV}$ ist es in den meisten Fällen kleiner eins.

- Bei den CC-Ereignissen müssen mindestens zwei geladene Leptonen am Hadronvertex produziert werden. Die Verzweigungsverhältnisse dafür sind in den Tabellen 12 und 13 aufgeführt.
- Die NC-Ereignisse liegen in Gebieten der $M_{2-\mu}$ Ebene, in denen der Squarkzerfall in $\tilde{\chi}_2^0$ gegenüber dem Zerfall in $\tilde{\chi}_1^\pm$ unterdrückt ist.

8.5 Obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt

Die Signalgrenze N_u ist die obere Grenze auf das Signal N supersymmetrischer Ereignisse. Bei beliebiger Wiederholung des Experimentes sollte diese Grenze so gewählt werden, daß nur in wenigen Fällen (z.B. 5%) ein größeres Signal zu erwarten ist.

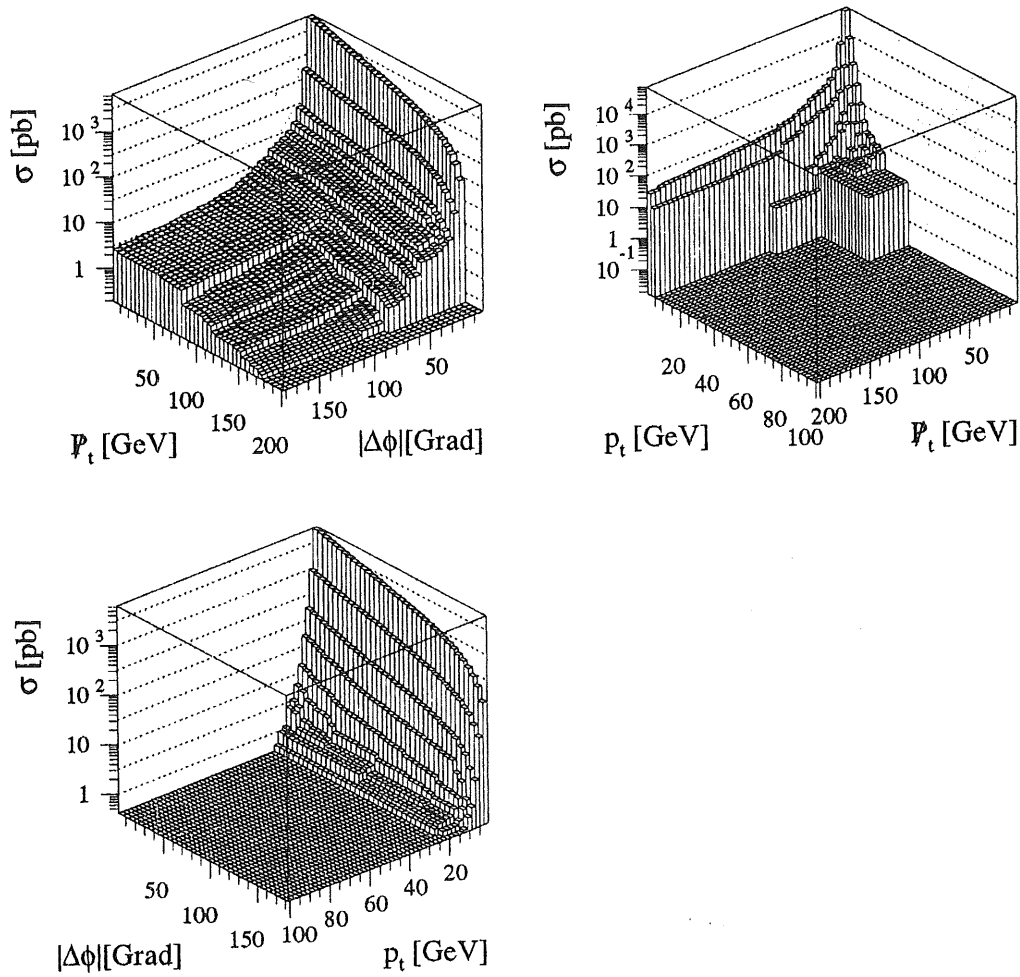


Abbildung 37: Zweidimensionale Projektionen der integralen Untergrundverteilung $f_U(p_t, \Delta\varphi, p_t)$ (siehe Abbildung 35).

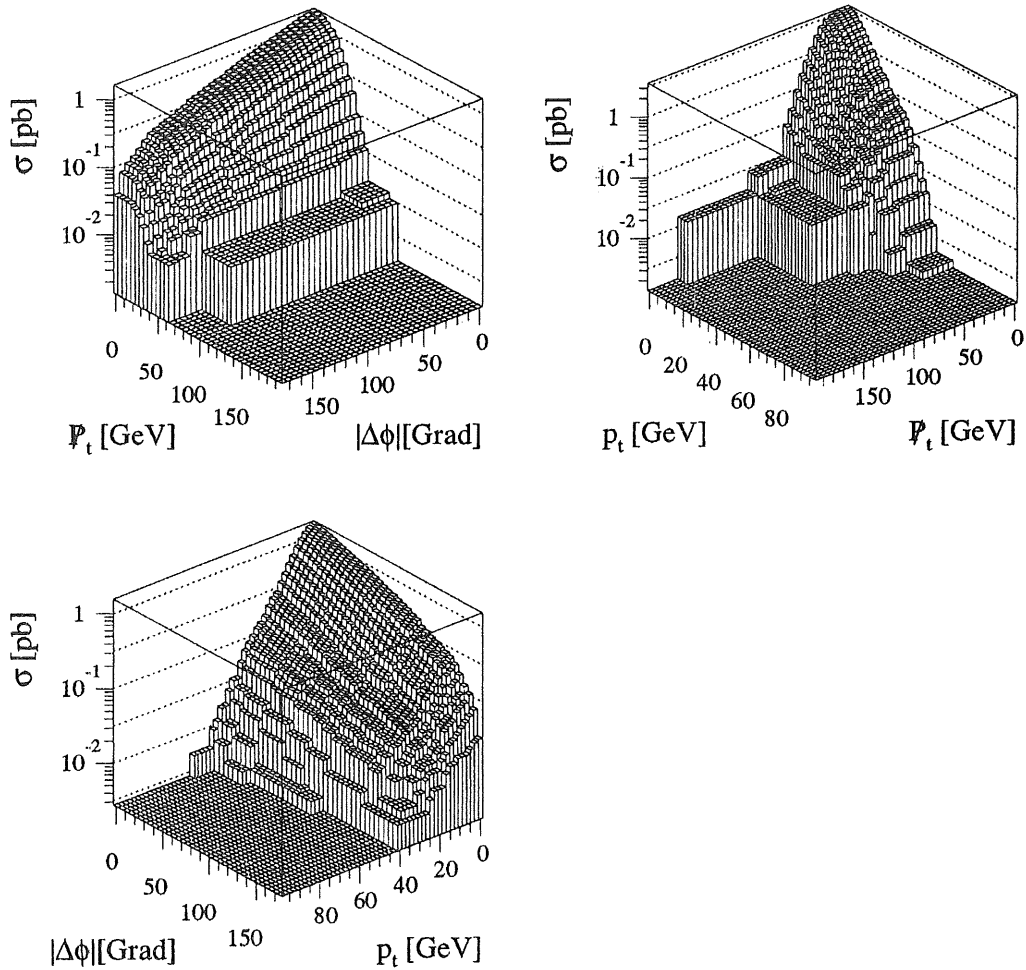


Abbildung 38: Beispiel einer zweidimensionalen Projektion der integralen Verteilung $f_S(p_t, \Delta\varphi, p_t)$ für supersymmetrische Ereignisse mit $M_2=56.9\text{ GeV}$, $\mu=-200\text{ GeV}$ und $\tan\beta=4$ (siehe Abbildung 36).

Eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt supersymmetrischer Ereignisse erhält man aus:

$$\sigma_u = \frac{N_u}{\mathcal{L} \cdot \epsilon} \quad (39)$$

Allgemein läßt sich eine obere Grenze N_0 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 wurde.

$$\text{C.L.} = 1 - \frac{e^{-(\mu_B + N_0)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B + N_0)^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!}} \quad (40)$$

Für beliebige Wiederholungen des Experimentes ist dann $\mu_S < N_0$ mit C.L. % Wahrscheinlichkeit. Die Gleichung 40 kann nicht direkt nach N_0 umgeformt werden. Sie muß entweder numerisch gelöst, oder nach der tabellierten χ^2 -Verteilung berechnet werden (mit ν = Anzahl der Freiheitsgrade, R = χ^2 -Wahrscheinlichkeit) [45]:

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{1}{2} \cdot \chi^2(\nu, R) - \mu_B \\ \nu &= 2 \cdot (n_0 + 1) \\ R &= 1 - (1 - \text{C.L.}) \cdot \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!} e^{-\mu_B} \end{aligned}$$

Bei einer angenommenen Vertrauensgrenze C.L.=95% erhält man für null beobachtete Ereignisse ohne Untergrund ($\mu_B=0$) eine obere Grenze $N_0=3.0$.

Die Wahrscheinlichkeit n_0 Ereignisse zu beobachten, wenn im Mittel μ_B Ereignisse erwartet werden, ist eine poissonverteilte Größe:

$$P(n_0 | \mu_B) = \frac{\mu_B^{n_0}}{n_0!} e^{-\mu_B} \quad (41)$$

Die obere Grenze N_u auf das Signal kann als Faltung der oberen Grenze N_0 für n_0 beobachtete Ereignisse mit der Wahrscheinlichkeit $P(n_0 | \mu_B)$ angegeben werden:

$$N_u = \sum_{m=0}^{m_0} P(m | \mu_B) \cdot N_0 \quad (42)$$

m_0 wird so gewählt, daß z.B. 99.99% der Poissonverteilung $P(m | \mu_0)$ berücksichtigt werden. Tabelle 9 verdeutlicht die Gleichung 42 für den Fall $\mu_B=1.2$ für C.L.=95%.

Unter der Annahme, daß der in Abschnitt 8.4.1 beschriebene Untergrund die Daten nach einer Luminosität \mathcal{L} repräsentiert, erhält man mit den Gleichungen 42 und 39 eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt für z.B. C.L.=95%.

m	0	1	2	3	4	5
N_0	3.00	4.04	5.27	6.6	7.97	9.32
$P(m \mu_B)$	30.12	36.14	21.69	0.09	0.03	0.01

Tabelle 9: Obere Grenzen N_0 und Poissonwahrscheinlichkeiten $P(m|\mu_B)$ bei einem mittleren Untergrund $\mu_B=1.2$ für $C.L.=95\%$

8.5.1 Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ

Um aus der Zahl nachgewiesener supersymmetrischer Ereignisse auf deren tatsächliche Anzahl schließen zu können benötigt man die Wahrscheinlichkeit, daß eine supersymmetrische Reaktion, die im H1-Detektor geschieht, auch als solche nachgewiesen und richtig interpretiert wird. Einige Faktoren, die die tatsächliche Zahl der Signalreaktionen verringern können sind z.B:

- **Die Triggereffizienz ϵ_t**

Die Bitmasken des Triggers können naturgemäß nicht alle möglichen Teilchenspuren und Energien abdecken, deshalb arbeitet der Trigger nur mit einer begrenzten Effizienz. Triggersimulationen mit dem Detektorsimulationsprogramm H1SIM zeigen, daß für supersymmetrische Reaktionen (NC und CC) die Triggereffizienz bis zum Triggerlevel L3 $\approx 90\%$ beträgt. Da hier nur kleine Datensätze (50 Ereignisse) simuliert wurden, wird der Fehler der Triggereffizienz („optimistisch“) auf $\pm 5\%$ abgeschätzt. Die Effizienz der L4 und L5 Triggerstufen ist noch nicht bekannt.

- **Die Akzeptanz des H1-Detektors ϵ_d**

Zwei Faktoren bestimmen die Akzeptanz des H1-Detektors:

- Die geometrische Akzeptanz, die sich relativ einfach berechnen läßt.
- Durch die Art und Weise des Aufbaus des H1-Detektors können Spuren mit bestimmten physikalischen Eigenschaften (P, E, p_t) prinzipiell nicht nachgewiesen werden. Diese Akzeptanz ϵ_{ph} ist nur mit detaillierten Detektorsimulationen zu bestimmen.

Die Detektorakzeptanz wurde hier nur durch das einfache Verschmierungsmodell (Abschnitt 8.1) berücksichtigt.

- **Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_r**

Durch z.B. unauflösbare Doppeldeutigkeiten oder sekundäre Wechselwirkungen kann eine Rekonstruktion von Ereignissen teilweise verhindert werden. Die Anzahl dieser nicht vollständig rekonstruierten Ereignisse wird durch die Simulation

mit anschließender Rekonstruktion von Monte-Carlo Daten bestimmt. Solche Untersuchungen wurden bisher noch nicht durchgeführt und werden hier nicht berücksichtigt.

- **Effizienz durch kinematische Schnitte ϵ_s**

Zur Unterdrückung von Untergründereignissen sind kinematische Schnitte erforderlich, die auch einen Teil des Signals wegschneiden. ϵ_s gibt an wieviele Signalergebnisse nach den Schnitten übrigbleiben.

Die für diese Untersuchungen angenommene Effizienz setzt sich zusammen aus:

$$\epsilon = \epsilon_s \cdot \epsilon_t \quad (43)$$

Die Effizienz durch kinematische Schnitte liegt für die meisten der untersuchten supersymmetrischen Datensätze zwischen 0.1 und 0.2 ((siehe **Tabelle 10**)–**15**). ϵ_s ist damit die bestimmende Größe bei der Berechnung der oberen Grenze (**Gleichung 39**).

8.5.2 Fehlerrechnung

Der Fehler der oberen Grenze des Wirkungsquerschnitts (**Gleichung 39**) ist durch den Fehler der Effizienz bestimmt, wenn man annimmt, daß die integrierte Luminosität \mathcal{L} fehlerfrei ist³⁸. Da der Fehler der Effizienz systematischer Natur ist ergibt sich mit arithmetischer Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta\sigma_u = \frac{N_u}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_s \cdot \epsilon_t} \left(\left| \frac{\Delta\epsilon_s}{\epsilon_s} \right| + \left| \frac{\Delta\epsilon_t}{\epsilon_t} \right| \right) \quad (44)$$

Der Fehler der Triggereffizienz $\Delta\epsilon_t$ wurde zu 0.05 abgeschätzt. Der Fehler von ϵ_s ist:

$$\Delta\epsilon_s = \frac{\sqrt{n_s}}{n_{tot}} \quad (45)$$

mit

$$\begin{aligned} \epsilon_s &= \frac{n_s}{n_{tot}} \\ n_s &= \text{Anzahl der Ereignisse nach kinematischem Schnitt} \\ n_{tot} &= \text{Anzahl der generierten Ereignisse (fehlerfrei angenommen)}. \end{aligned}$$

³⁸Dies ist bei experimentellen Daten nicht mehr der Fall.

8.6 Ergebnisse und Diskussion

Mit den in den Abschnitt 8.5 und 8.5.1 abgeleiteten Größen lassen sich folgende Fragen beantworten:

- Nach welcher Meßzeit — ausgedrückt in integrierter Luminosität — ist es möglich auf das beschriebene minimale supersymmetrische Modell „sensitive“ obere Grenzen anzugeben? Sensitiv soll in diesem Zusammenhang bedeuten, daß die obere Grenze einen vorgegebenen Parametersatz des minimalen supersymmetrischen Modells ausschließt.
- Wie ist die Abhängigkeit dieser oberen Grenzen von den supersymmetrischen Parametern M_2 , μ , $\tan\beta$ sowie den Slepton- und Squarkmassen?

Ausgehend von Gleichung 39 werden die oberen Grenzen für alle supersymmetrischen Ereignistypen für verschiedene Luminositäten berechnet. Es wird angenommen, daß die obere Grenze genau dann einen supersymmetrischen Parametersatz ausschließt, wenn sie kleiner als der entsprechende Produktionswirkungsquerschnitt ist. Der Fehler der oberen Grenze $\Delta\sigma_u$ (Gleichung 44) ist im wesentlichen abhängig vom Fehler der Schnitteffizienz $\Delta\epsilon_s$ (Gleichung 45) und damit von der Anzahl der Ereignisse, die nach den Schnitten übrigbleiben. Unter der Annahme, daß die obere Grenze σ_u für jeden weiteren Datensatz (mit identischem Parametersatz) eine gaußverteilte Größe ist, läßt sich die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß die obere Grenze kleiner als der Produktionswirkungsquerschnitt ist ($\sigma_u < \sigma_{Prod}$):

$$W(\sigma_u < \sigma_{Prod}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\sigma_u} \int_{-\infty}^{\sigma_{Prod}} e^{-\frac{(\sigma-\sigma_u)^2}{2\Delta\sigma_u^2}} d\sigma \quad (46)$$

Die Gleichung 46 ist in Abbildung 39 für zwei Fälle: $\sigma_u > \sigma_{Prod}$ und $\sigma_u < \sigma_{Prod}$ graphisch dargestellt. Die Abbildung 40 zeigt die Gebiete in der M_2 - μ -Ebene, die diese Bedingung erfüllen. Um von den einzelnen Datensätzen auf die gekennzeichneten Gebiete zu schließen, wird folgendes angenommen:

- Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle ändern sich nur wenig, solange kein neuer Zerfallskanal offen ist.
- Die Begrenzungslinien widersprechen nicht den in Abschnitt 8.4 angegebenen Einschränkungen.

Für neutrale Stromreaktionen mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 160 \text{ GeV}$ kann mit einer Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod}) \geq 90\%$ nach einer Datennahme von $\approx 100\text{--}500 \text{ pb}^{-1}$ der gesamte kinematisch erlaubte Bereich ausgeschlossen werden. Die senkrechten Begrenzungslinien sind

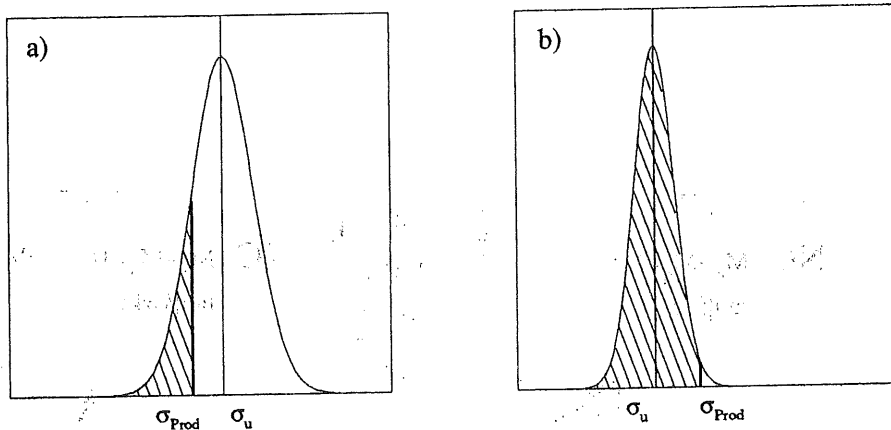


Abbildung 39: Ein Beispiel für die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ (schraffierte Flächen). Bild a) $W=19\%$ und Bild b) $W=99.6\%$.

in **Abbildung 40a** und **b** durch die Masselinie $M_{\tilde{\chi}_3^0} = 120 \text{ GeV}$ festgelegt. Die unteren (waagerechten) Begrenzungslinien sind durch die experimentelle Massengrenze des $\tilde{\chi}_1^0$ gegeben. Die oberen Begrenzungslinien sind durch die untersuchten Datensätze festgelegt. In den **Tabellen 22 bis 25** im **Anhang B** sind die oberen Grenze auf den Wirkungsquerschnitt σ_u und $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ für die in **Abbildung 40** dargestellten Datensätze aufgelistet.

Für eine Massensumme $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 180 \text{ GeV}$ **Abbildung 40d** müßten 1000 pb^{-1} an Daten gesammelt werden, um den dargestellten Bereich mit $\mu < -150 \text{ GeV}$ untersuchen zu können. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch nur 70–80%. Dies liegt zum einen daran, daß der Wirkungsquerschnitt gegenüber den Datensätzen Nr. 1 und 2 um einen Faktor ≈ 3 kleiner ist, andererseits ist die Ereignissignatur dieser Datensätze aufgrund der offenen Zerfallskanäle der Squarks (siehe **Abbildung 33** und **34** sowie **Tabelle 14** und **15** im **Anhang 8.2**) für die beschriebene Ereignisselektion besonders ungünstig.

Die Untersuchung von supersymmetrischen geladenen Stromreaktionen (siehe **Abbildung 40c**) benötigt mit einer Wahrscheinlichkeit von $\approx 50\text{--}60\%$ eine Datennahme von mindestens 900 pb^{-1} , da durch den Zerfall des supersymmetrischen Neutrinos, im Vergleich zu den neutralen Stromreaktionen, weniger geladene Leptonen im Endzustand sind. Für eine größere Masse des supersymmetrischen Neutrinos ist jedoch *nicht* mit einer Verschlechterung dieses Ergebnisses zu rechnen³⁹, solange der Produktionswirkungsquerschnitt nicht zu klein ist.

Die hier durchgeführten Untersuchungen legen nahe, daß die Sensitivitätsgrenze auf Ereignisse, die durch das minimale supersymmetrische Modell beschrieben werden, bei der vorgegebenen Schwerpunktenergie von HERA, für Massensummen von Sleptonen

³⁹Wenn der Zerfallskanal über das $\tilde{\chi}_1^\pm$ offen ist.

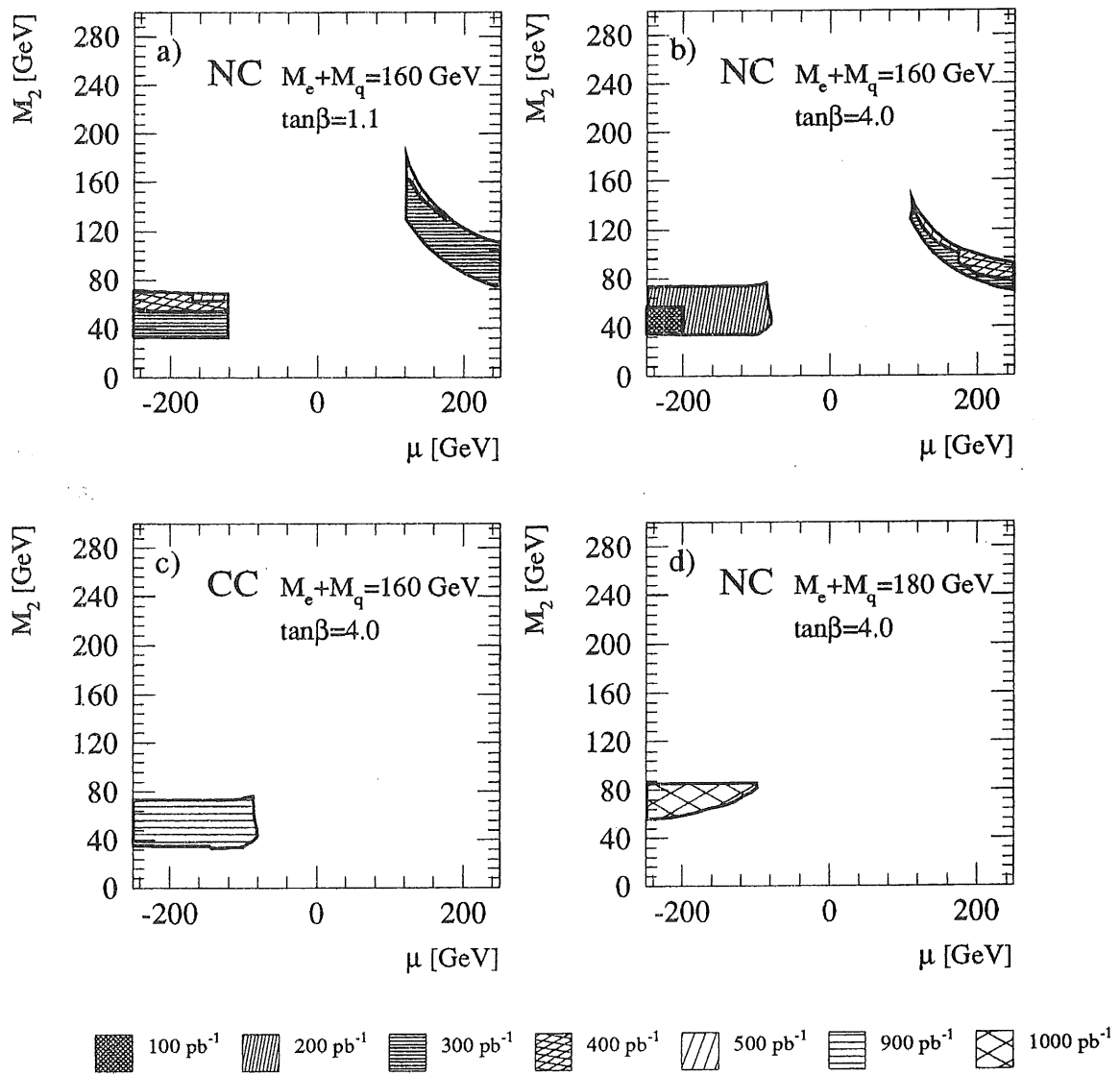


Abbildung 40: Sensitivitätsbereiche für supersymmetrische NC- und CC-Reaktionen nach verschiedenen integrierten Luminositäten.

und Squarks, zwischen

$$160 \text{ GeV} \leq M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} \leq 180 \text{ GeV}$$

erreicht wird. Darüber hinaus wird es nicht einmal mehr möglich sein obere Grenzen anzugeben, die das minimale supersymmetrische Modell weiter einschränken.

Man nimmt an, daß mit dem H1-Detektor innerhalb eines Jahres 100 pb^{-1} an Daten genommen werden können. Daher ist es möglich, daß die jetzt noch offenen Gebiete im supersymmetrischen Parameterraum, von Experimenten, die z.Z. an anderen Speicherringen Daten nehmen, geschlossen werden; bevor genügend Ereignisse mit dem H1-Detektor gesammelt worden sind.

9 Zusammenfassung

Das Standardmodell der Elementarteilchen ist in der Lage alle gegenwärtigen experimentellen Daten mit ausreichender Genauigkeit zu beschreiben. Aus theoretischer Sicht ist dieses Modell jedoch unbefriedigend, da es aus Konsistenzgründen die Existenz wenigstens eines skalaren (Spin=0) Bosons verlangt. Es gibt bisher jedoch keinerlei experimentelle Hinweise auf ein solches Teilchen.

Bei der Untersuchung des Geltungsbereiches des Standardmodells führen die radiativen Korrekturen des skalaren Bosons zu quadratischen Divergenzen, die rechentechisch nicht beherrschbar sind.

Die Supersymmetrie ist eine theoretische Erweiterung des Standardmodells, die die Existenz von skalaren (Spin=0) Bosonen auf natürliche Weise einschließt. Sie kann als Ordnungsprinzip zwischen Materie und Kräften aufgefaßt werden. Die postulierten Superpartner der bekannten Teilchen, die sich von ihnen nur im Spin um $\frac{1}{2}$ unterscheiden⁴⁰, können als fehlende Glieder innerhalb dieses Ordnungsprinzips verstanden werden.

Durch die Existenz der Superpartner werden die quadratischen Divergenzen, die innerhalb des Standardmodells auftreten, beherrschbar. Weiterhin lassen sich in diesem Modell extrem unterschiedliche Energieskalen (z.B. $M_{GUT} - M_{W^\pm} = \mathcal{O}(10^{14}) GeV$) auf natürliche Weise erklären.

Die Supersymmetrie ist eine gebrochene Symmetrie, wobei der Mechanismus der Brechung nicht verstanden ist. Es gibt Gründe anzunehmen, daß die Energieskala der Symmetriebrechung von der Größenordnung $\mathcal{O}(M_{W^\pm})$ ist. Die Massen der Superpartner müßten demnach im selben Energiebereich liegen. Die Suche nach diesen Teilchen ist eine wichtige Aufgabe jetziger und zukünftiger Hochenergieexperimente.

Das minimale supersymmetrische Modell ist bezüglich der Anzahl der postulierten Superpartner die einfachste (konsistente) supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells, die bei $\mathcal{O}(M_{W^\pm})$ spontan gebrochen ist. Trotz vereinfachender Annahmen, ist dieses Modell von einer großen Anzahl von Parametern abhängig, die das Modell selbst nicht weiter einschränkt.

Für die eP-Wechselwirkung sind dies, neben den Massen der Superteilchen, drei Parameter:

- M_2 , μ und $\tan\beta$
- sowie die elektroschwachen Parameter M_{W^\pm} , M_{Z^0} und $\sin^2\theta_W$

⁴⁰Sowie in ihren Massen.

Durch ein negatives Ergebnis bei der Suche nach supersymmetrischen Teilchen, können die Parameter des Modells in ihrem Wertebereich eingeschränkt werden.

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe von Monte-Carlo Methoden untersucht, welche Parameterbereiche mit dem Speicherring HERA und dem H1-Detektor ausgeschlossen werden können. Hierfür wurden vereinfachende Annahmen bezüglich des minimalen supersymmetrischen Modells und bezüglich des H1-Experimentes gemacht:

- Das minimale supersymmetrische Modell:
 - Die Massen der supersymmetrischen Fermionen sind für die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnittes und der Zerfallsbreiten degeneriert angenommen. Dabei wird kein Unterschied zwischen links- und rechtshändigen Teilchen gemacht.
 - Der Zerfall von supersymmetrischen Quarks in Gluinos wird nicht berücksichtigt, d.h. $M_{\tilde{g}} > M_{\tilde{q}}$ ist angenommen.
- Das H1-Experiment:
 - Die Teilchenidentifikation ist ideal angenommen.
 - Nur diejenigen Teilchen im Ereignis, die innerhalb des Strahlrohres fliegen, können nicht registriert werden.
 - Sekundäre Wechselwirkungen von Teilchen mit der Materie des H1-Detektors werden nicht berücksichtigt.

Die Produktionsraten von W^{\pm} - und Z^0 -Bosonen bei Hera liegen in derselben Größenordnung, wie das supersymmetrische Signal. Ihre Zerfallskanäle in Neutrinos können zu Ereignissen mit großem fehlendem Transversalimpuls führen. Diese Ereignistypen wurden bei den besprochenen Untersuchungen nicht berücksichtigt.

Stillschweigend wird angenommen, daß die Ereignisse, die mit den Ereignisgeneratoren erzeugt wurden, die experimentellen Daten repräsentieren.

Supersymmetrische Ereignisse sind durch große Aktivität im Vorwärtsbereich des H1-Detektors charakterisiert. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen x und y vom Leptonvertex ergeben kleine x - und große y -Werte, da das leichteste supersymmetrische Teilchen den Detektor ohne Nachweis verläßt. Der fehlende Transversalimpuls dieser Ereignisse liegt im Mittel zwischen $30 GeV$ und $60 GeV$, abhängig von der Wahl der Modellparameter. Die Teilchenspuren supersymmetrischer Ereignisse sind in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr unbalanciert.

Schnitte in den Verteilungen des fehlenden Transversalimpulses P_t und der Acoplanarität $|\Delta\varphi|$ sind nicht ausreichend, um supersymmetrische Ereignisse vom Standardmodelluntergrund zu trennen. Als ein drittes Unterscheidungsmerkmal wird der Transversalimpuls P_t eines geladenen Leptons im Ereignis ausgewählt.

Durch die Berechnung von oberen Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt supersymmetrischer Ereignisse — unter der Annahme, daß die Daten durch die Untergrundereignisse repräsentiert sind — lassen sich Bereiche im Parameterraum des minimalen supersymmetrischen Modells angeben, die sich mit dem H1-Detektor nach einer bestimmten Meßzeit ausschließen lassen.

In **Abschnitt 8.6** wird gezeigt, daß für die supersymmetrische neutrale Stromreaktion ein kleines Fenster im supersymmetrischen Parameterraum bei den aktuellen Massengrenzen noch offen ist. Dieses Fenster kann innerhalb von $\approx 1-5$ Jahren guter Datennahme untersucht werden. Bei einer Massensumme von $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 180 \text{ GeV}$ scheint die Sensitivitätsgrenze auf die Modellparameter erreicht zu sein.

Die idealisierte Detektorsimulation läßt vermuten, daß die Ergebnisse dieser Untersuchung als optimistisch einzustufen sind.

A Der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$e + q \rightarrow \tilde{e}(\tilde{\nu}) + \tilde{q}$$

Die Grundprozesse der supersymmetrischen neutralen und geladenen Stromreaktionen sind:

$$\begin{aligned} e^- + q &\rightarrow \tilde{e}_i^- + \tilde{q}_j \\ e^- + \bar{q} &\rightarrow \tilde{e}_i^- + \tilde{\bar{q}}_j \\ e^- + u &\rightarrow \tilde{\nu} + \tilde{d}_j \\ e^- + \bar{d} &\rightarrow \tilde{\nu} + \tilde{u}_j \quad i,j=1,2 \end{aligned}$$

Die Kopplungen ergeben sich aus dem relevanten Teil der Lagrangedichte des minimalen supersymmetrischen Modells [33][8] für Neutralinoaustausch:

$$\mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}_i^0} = g\eta_{fi}^L \bar{e} P_R \tilde{\chi}_i^0 \tilde{e}_L + g\eta_{fi}^R \bar{e} P_L \tilde{\chi}_i^0 \tilde{e}_R + h.c. \quad (47)$$

und für Charginoaustausch [9]:

$$\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}_k^+} = -g(V_{k1}^* \bar{\tilde{\chi}}_k^{+c} P_L e \tilde{\nu}^\dagger + V_{k1} \bar{e} P_R \tilde{\chi}_k^{+c} \tilde{\nu}) \quad (48)$$

$$\mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{\chi}_k^+} = -g(U_{k1}^* \bar{\tilde{\chi}}_k^{+c} P_L u \tilde{d}_L^\dagger + U_{k1} \bar{u} P_R \tilde{\chi}_k^{+c} \tilde{d}_L + \quad (49)$$

$$V_{k1}^* \bar{\tilde{\chi}}_k^{+c} P_L d \tilde{u}_L^\dagger + V_{k1} \bar{d} P_R \tilde{\chi}_k^{+c} \tilde{u}_L) \quad (50)$$

An den geladenen Stromreaktionen nehmen nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen, analog zum Standardmodell, teil. Die Indizes f, i und k stehen für Fermionen⁴¹ bzw. das i -te Neutralino und das k -te Chargino. Die Händigkeit der supersymmetrischen Fermionen und der Kopplungen η_{fi} ist durch die Indizes R, L gekennzeichnet. Die schwache Kopplungskonstante ist mit g und der Projektionsoperator für die Händigkeit mit $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ bezeichnet. U_{ki} und V_{ki} sind die aus Kapitel 3 bekannten 2×2 Matrizen, die die Massenmatrix für geladene Gauginos und Higgsinos diagonalisieren. Der Index c steht hier für die Ladungskonjugation.

Die Kopplungen η_{fi} sind die, um die Elemente N_{il} ($l=1,2$) der 4×4 Neutralino Mischungsmatrix, erweiterten Kopplungen des Standardmodells für Neutralinoaustausch:

$$\eta_{fi}^L = -\sqrt{2} \left[\frac{T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_{11'}}{\cos \theta_{11'}} N_{i2} + Q_f \sin \theta_{11'} N_{i1} \right] \quad (51)$$

$$\eta_{fi}^R = -\sqrt{2} Q_f \sin \theta_{11'} [\tan \theta_{11'} N_{i2}^* - N_{i1}^*] \quad (52)$$

Mit der dritten Komponente des schwachen Isospins T_{3f} und der Ladung Q_f des Fermions f .

Im Elektron-Quark System sind die Mandelstamvariablen \hat{s} , \hat{t} und \hat{u} definiert als:

⁴¹Summation über Leptonen und Quarks ist angenommen.

$$\begin{aligned}
\hat{s} &= (k_1 + k_2)^2 \\
\hat{t} &= (k_1 - q_1)^2 \\
\hat{u} &= (k_1 - q_2)^2 \quad \text{mit:} \quad \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_{\tilde{e}}^2 + m_{\tilde{q}}^2
\end{aligned}$$

Wobei k_1, k_2, q_1, q_2 die Vierervektoren des Elektrons, Quarks, Sleptons und Squarks bedeuten. Damit ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für supersymmetrische neutrale Stromreaktionen ($e^- + q \rightarrow \tilde{e}_1^- + \tilde{q}_1$ bzw. $e^- + \bar{q} \rightarrow \tilde{e}_1^- + \bar{\tilde{q}}_1$):

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\hat{t}} &= \frac{g^4}{64\pi\hat{s}^2} \left\{ \hat{s} \left[\sin^2 \phi_{\tilde{q}} \sin^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \eta_k m_k \frac{\eta_{qk}^R \eta_{ek}^R}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \cos^2 \phi_{\tilde{q}} \cos^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \eta_k m_k \frac{\eta_{qk}^L \eta_{ek}^L}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right] \right. \\
&\quad \left. + (\hat{u}\hat{t} - \tilde{m}_1^2 \tilde{M}_1^2) \left[\sin^2 \phi_{\tilde{q}} \cos^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \frac{\eta_{qk}^R \eta_{ek}^L}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \cos^2 \phi_{\tilde{q}} \sin^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \frac{\eta_{qk}^L \eta_{ek}^R}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right] \right\} \quad (53)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\hat{t}} &= \frac{g^4}{64\pi\hat{s}^2} \left\{ (\hat{u}\hat{t} - \tilde{m}_1^2 \tilde{M}_1^2) \left[\sin^2 \phi_{\tilde{q}} \sin^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \frac{\eta_{qk}^R \eta_{ek}^R}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \cos^2 \phi_{\tilde{q}} \cos^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \frac{\eta_{qk}^L \eta_{ek}^L}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right] \right. \\
&\quad \left. + \hat{s} \left[\sin^2 \phi_{\tilde{q}} \cos^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \eta_k m_k \frac{\eta_{qk}^R \eta_{ek}^L}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \cos^2 \phi_{\tilde{q}} \sin^2 \phi_{\tilde{e}} \left| \sum_{k=1}^4 \eta_k m_k \frac{\eta_{qk}^L \eta_{ek}^R}{\hat{t} - m_k^2} \right|^2 \right] \right\} \quad (54)
\end{aligned}$$

und für geladene Stromreaktionen ($e^- + u \rightarrow \tilde{\nu} + \tilde{d}_1$ bzw. $e^- + \bar{d} \rightarrow \tilde{\nu} + \bar{\tilde{u}}_1$):

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{g^4}{64\pi\hat{s}} \cos^2 \phi_{\tilde{q}} \left[\sum_{k=1}^2 \eta_k \frac{m_k}{\hat{t} - m_k^2} U_{k1} V_{k1} \right]^2 \quad (55)$$

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{g^4}{64\pi\hat{s}^2} (\hat{u}\hat{t} - \tilde{M}_1^2 \tilde{M}_\nu^2) \cos^2 \phi_{\tilde{q}} \left[\sum_{k=1}^2 \frac{1}{\hat{t} - m_k^2} |V_{k1}|^2 \right]^2 \quad (56)$$

Die positiven (und der Größe nach sortierten) Neutralinomassen sind mit m_k ($k=1,4$) bezeichnet. η_k ist das Vorzeichen der k -ten Neutralinomasse⁴². Die Wirkungsquerschnitte für die supersymmetrischen Elektronen und Quarks mit Index $i, j=2$ erhält man durch Vertauschung der entsprechenden Massen: $\tilde{m}_1 \leftrightarrow \tilde{m}_2$ und $\tilde{M}_1 \leftrightarrow \tilde{M}_2$ und der Mischungen $\cos \phi_j \leftrightarrow \sin \phi_j$.

Durch Ladungskonjugation können die Wirkungsquerschnitte für die Positron-Proton Wechselwirkung aus den **Gleichungen 53** und **54** abgeleitet werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(e^+ + q \rightarrow \tilde{e}_j^+ + \tilde{q}_i) &= \frac{d\sigma}{dt}(e^- + q \rightarrow \tilde{e}_j^- + \tilde{q}_i) \\ \frac{d\sigma}{dt}(e^+ + \bar{q} \rightarrow \tilde{e}_j^+ + \tilde{\bar{q}}_i) &= \frac{d\sigma}{dt}(e^- + q \rightarrow \tilde{e}_j^- + \tilde{q}_i) \end{aligned}$$

Für den Wirkungsquerschnitt der geladenen Stromwechselwirkung **Gleichungen 55** und **56** gelten die gleichen Aussagen entsprechend.

⁴²Nicht zu verwechseln mit den Kopplungen $\eta_{fi}^{L,R}$.

B Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse

Auf den folgenden Seiten werden die Ergebnisse der durchgeführten Simulationsrechnungen in tabellarischer Form präsentiert. Jeder Tabelle entspricht ein festgelegter Wert von $\tan\beta$ und $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$. Für jedes Wertepaar M_2 und μ wurden Ereignisse generiert und simuliert.

Die Tabellen 10–15 zeigen die Verzweigungsverhältnisse von supersymmetrischen eP-Reaktionen in n geladenen Leptonen aus dem direkten Zerfall von supersymmetrischen Teilchen plus fehlendem Transversalimpuls R_t bei HERA-Energien.

In den Tabellen 16–21 sind die Schnitteffizienz ϵ_s , das Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{S}{u}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für alle Ereignistypen aufgelistet.

Die (95% C.L.) oberen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt σ_u und die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ sind für die in Abbildung 40 graphisch dargestellten Datensätze in den Tabellen 22–25 aufgeführt.

Datensatz Nr. 1		$\tan\beta=1.1$				
M_2	μ	Verzweigungsverhältnis in [%]				
[GeV]		0	1	2	3	4
68.7	-200.0	0.0	51.9	33.2	14.8	0.0
63.1	-200.0	0.0	51.6	33.3	15.1	0.0
53.9	-200.0	0.0	51.3	33.3	15.4	0.0
67.8	-150.0	0.0	53.0	33.0	14.0	0.0
62.3	-150.0	0.0	52.5	33.1	14.4	0.0
53.2	-150.0	0.0	49.1	30.8	20.1	0.0
148.9	150.0	0.0	55.7	38.6	5.8	0.0
141.9	150.0	0.0	54.6	38.1	7.3	0.0
130.5	150.0	0.0	53.9	37.0	9.2	0.0
122.2	200.0	0.0	47.0	39.4	13.6	0.0
116.2	200.0	0.0	52.7	35.7	11.6	0.0
106.3	200.0	0.0	44.1	40.1	15.8	0.0

Tabelle 10: Verzweigungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit $n(=0-4)$ geladenen primären Leptonen plus R_t . Für supersymmetrische neutrale Stromereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 160\text{GeV}$.

Datensatz Nr. 2		tan $\beta=4.0$				
M_2	μ	Verzweigungsverhältnis in [%]				
[GeV]		0	1	2	3	4
72.8	-200.0	0.0	50.2	28.6	14.1	7.2
66.8	-200.0	0.0	38.0	22.1	26.4	13.6
56.9	-200.0	0.0	48.3	30.8	13.3	7.7
72.8	-150.0	0.0	51.7	26.6	14.9	6.8
66.6	-150.0	0.0	50.3	28.3	14.2	7.1
56.5	-150.0	0.0	48.9	30.0	13.5	7.5
113.4	150.0	0.0	51.9	37.5	10.7	0.0
106.5	150.0	0.0	51.7	36.8	11.6	0.0
95.3	150.0	0.0	51.6	36.0	12.3	0.0
98.3	200.0	0.0	51.1	36.0	12.9	0.0
92.1	200.0	0.0	51.0	35.6	13.4	0.0
81.8	200.0	0.0	51.1	35.1	13.8	0.0

Tabelle 11: Verzweigungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit $n(=0-4)$ geladenen primären Leptonen plus R_t . Für supersymmetrische neutrale Stromereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 160\text{GeV}$.

Datensatz Nr. 3		tan $\beta=1.1$				
M_2	μ	Verzweigungsverhältnis in [%]				
[GeV]		0	1	2	3	4
68.7	-200.0	51.9	33.2	14.8	0.0	0.0
63.1	-200.0	51.6	33.4	15.0	0.0	0.0
53.9	-200.0	51.0	33.7	15.3	0.0	0.0
67.8	-150.0	53.0	33.0	14.0	0.0	0.0
62.3	-150.0	52.4	33.3	14.3	0.0	0.0
53.2	-150.0	48.6	31.1	20.2	0.0	0.0
148.9	150.0	55.7	38.6	5.8	0.0	0.0
141.9	150.0	54.6	38.1	7.3	0.0	0.0
130.5	150.0	53.9	36.9	9.2	0.0	0.0
122.2	200.0	47.0	39.4	13.6	0.0	0.0
116.2	200.0	52.7	35.7	11.6	0.0	0.0
106.3	200.0	44.1	40.1	15.8	0.0	0.0

Tabelle 12: Verzweigungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit $n(=0-4)$ geladenen primären Leptonen plus R_t . Für supersymmetrische geladene Stromereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 160\text{GeV}$.

Datensatz Nr. 4		tan $\beta=4.0$				
M_2	μ	Verzweigungsverhältnis in [%]				
[GeV]		0	1	2	3	4
72.8	-200.0	50.2	28.6	14.1	7.2	0.0
66.8	-200.0	37.8	22.1	26.5	13.6	0.0
56.9	-200.0	48.1	30.9	13.3	7.7	0.0
72.8	-150.0	51.7	26.6	14.9	6.8	0.0
66.6	-150.0	50.3	28.4	14.2	7.2	0.0
56.5	-150.0	48.8	30.1	13.6	7.6	0.0
113.4	150.0	51.9	37.5	10.7	0.0	0.0
106.5	150.0	51.7	36.8	11.5	0.0	0.0
95.3	150.0	51.6	36.0	12.3	0.0	0.0
98.3	200.0	51.1	36.0	12.9	0.0	0.0
92.1	200.0	51.0	35.6	13.4	0.0	0.0
81.8	200.0	51.0	35.1	13.8	0.0	0.0

Tabelle 13: Verzweigungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit $n(=0-4)$ geladenen primären Leptonen plus R_t . Für supersymmetrische geladene Stromereignisse mit $M_e + M_{\tilde{g}} = 160 \text{ GeV}$.

Datensatz Nr. 5		tan $\beta=1.1$				
M_2	μ	Verzweigungsverhältnis in [%]				
[GeV]		0	1	2	3	4
107.0	-200.0	0.0	100.0	0.0	0.0	0.0
101.2	-200.0	0.0	100.0	0.0	0.0	0.0
91.6	-200.0	0.0	45.6	35.4	19.1	0.0
61.3	-200.0	0.0	4.6	63.4	32.0	0.0
80.1	-200.0	0.0	32.3	44.8	22.9	0.0
105.7	-150.0	0.0	100.0	0.0	0.0	0.0
99.9	-150.0	0.0	100.0	0.0	0.0	0.0
90.4	-150.0	0.0	58.0	26.1	15.9	0.0
60.5	-150.0	0.0	50.9	31.6	17.6	0.0
79.0	-150.0	0.0	14.8	0.2	85.0	0.0
199.9	150.0	0.0	62.7	37.3	0.0	0.0
191.7	150.0	0.0	61.5	38.5	0.0	0.0
178.5	150.0	0.0	51.1	41.9	7.0	0.0
123.6	150.0	16.9	48.5	27.6	7.0	0.0
164.1	200.0	0.0	62.8	36.5	0.7	0.0
157.6	200.0	0.0	55.5	38.2	6.3	0.0
147.0	200.0	0.0	54.3	37.1	8.5	0.0
100.1	200.0	15.1	40.2	26.1	18.6	0.0

Tabelle 14: Verzweigungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit $n(=0-4)$ geladenen primären Leptonen plus R_t . Für supersymmetrische neutrale Stromereignisse mit $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}} = 180 \text{ GeV}$.

Datensatz Nr. 6		tan $\beta=4.0$				
M_2	μ	Verzweigungsverhältnis in [%]				
[GeV]		0	1	2	3	4
113.4	-200.0	0.0	78.8	0.0	21.2	0.0
107.3	-200.0	0.0	77.8	0.0	22.2	0.0
97.1	-200.0	0.0	62.6	15.3	18.3	3.8
84.9	-200.0	0.0	53.4	24.9	15.3	6.4
114.5	-150.0	0.0	77.0	0.0	23.0	0.0
108.1	-150.0	0.0	72.9	0.0	27.1	0.0
97.6	-150.0	0.0	66.0	10.5	20.6	2.9
85.0	-150.0	0.0	51.4	26.9	16.1	5.7
161.9	150.0	0.0	54.3	43.2	2.6	0.0
154.2	150.0	0.0	53.0	42.2	4.8	0.0
141.8	150.0	0.0	52.8	39.7	7.5	0.0
120.2	150.0	16.5	46.3	28.5	8.7	0.0
140.4	200.0	0.0	52.8	41.3	5.9	0.0
134.1	200.0	0.0	52.2	39.7	8.1	0.0
123.5	200.0	0.0	51.7	37.6	10.7	0.0
98.0	200.0	16.4	46.2	28.3	9.1	0.0

Tabelle 15: Verzweigungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit $n(=0-4)$ geladenen primären Leptonen plus R_t . Für supersymmetrische neutrale Stromereignisse mit $M_e + M_{\tilde{g}} = 180 \text{ GeV}$.

Datensatz Nr. 1							$\tan \beta=1.1$
		Wirkungsquerschnitt	Schnitte				Schnitteffizienz
M_2 [GeV]	μ [GeV]	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	P_{t_s} [GeV]	$\Delta\varphi_s$ [°]	R_{t_s} [GeV]	$\frac{s}{\bar{u}}$	ϵ_s [%]
68.7	-200.0	$0.345 \pm 1.520 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.86	13.1 ± 1.1
63.1	-200.0	$0.340 \pm 1.503 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.88	13.7 ± 1.2
53.9	-200.0	$0.326 \pm 1.442 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.06	17.2 ± 1.3
67.8	-150.0	$0.327 \pm 1.432 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.74	11.9 ± 1.1
62.3	-150.0	$0.321 \pm 1.409 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.83	13.6 ± 1.2
53.2	-150.0	$0.307 \pm 1.341 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.86	14.8 ± 1.2
148.9	150.0	$0.305 \pm 1.147 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.66	11.4 ± 1.1
141.9	150.0	$0.310 \pm 1.174 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.75	12.8 ± 1.1
130.5	150.0	$0.315 \pm 1.211 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.92	15.3 ± 1.2
122.2	200.0	$0.341 \pm 1.331 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.77	11.9 ± 1.1
116.2	200.0	$0.343 \pm 1.344 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.84	12.9 ± 1.1
106.3	200.0	$0.343 \pm 1.364 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.13	17.4 ± 1.3

Tabelle 16: Datensatz Nr. 1: Schnitteffizienz ϵ_s , Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{s}{\bar{u}}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für die verschiedenen Ereignistypen.

Datensatz Nr. 2							$\tan \beta=4.0$
		Wirkungsquerschnitt	Schnitte				Schnitteffizienz
M_2 [GeV]	μ [GeV]	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	P_{t_s} [GeV]	$\Delta\varphi_s$ [°]	R_{t_s} [GeV]	$\frac{s}{\bar{u}}$	ϵ_s [%]
72.8	-200.0	$0.480 \pm 1.726 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.26	13.8 ± 1.2
66.8	-200.0	$0.475 \pm 1.714 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.39	15.4 ± 1.2
56.9	-200.0	$0.459 \pm 1.470 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.55	17.8 ± 1.3
72.8	-150.0	$0.456 \pm 1.632 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.31	15.1 ± 1.2
66.6	-150.0	$0.449 \pm 1.536 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.13	13.2 ± 1.1
56.5	-150.0	$0.432 \pm 1.383 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.19	14.5 ± 1.2
113.4	150.0	$0.451 \pm 1.610 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.74	8.6 ± 0.9
106.5	150.0	$0.454 \pm 1.658 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.78	9.0 ± 0.9
95.3	150.0	$0.451 \pm 1.618 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.87	10.2 ± 1.0
98.3	200.0	$0.482 \pm 1.726 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.87	9.5 ± 1.0
92.1	200.0	$0.481 \pm 1.734 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.93	10.2 ± 1.0
81.8	200.0	$0.474 \pm 1.730 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	1.19	13.2 ± 1.1

Tabelle 17: Datensatz Nr. 2: Schnitteffizienz ϵ_s , Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{s}{\bar{u}}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für die verschiedenen Ereignistypen.

Datensatz Nr. 3		tan $\beta=1.1$					
		Wirkungsquerschnitt	Schnitte				Schnitteffizienz
M_2 [GeV]	μ [GeV]	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	P_{t_s} [GeV]	$\Delta\varphi_s$ [°]	R_{t_s} [GeV]	$\frac{S}{U}$	ϵ_s [%]
68.7	-200.0	$0.563 \pm 2.168 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.20	1.9 ± 0.4
63.1	-200.0	$0.570 \pm 2.230 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.39	3.6 ± 0.6
53.9	-200.0	$0.573 \pm 2.303 \cdot 10^{-3}$	6.0	85.0	20.0	0.24	2.2 ± 0.5
67.8	-150.0	$0.488 \pm 1.868 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.19	2.1 ± 0.5
62.3	-150.0	$0.492 \pm 1.914 \cdot 10^{-3}$	6.0	85.0	20.0	0.24	2.6 ± 0.5
53.2	-150.0	$0.492 \pm 1.963 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.26	2.8 ± 0.5
148.9	150.0	$0.491 \pm 1.775 \cdot 10^{-3}$	6.0	85.0	20.0	0.16	1.7 ± 0.4
141.9	150.0	$0.504 \pm 1.846 \cdot 10^{-3}$	6.0	85.0	20.0	0.08	0.8 ± 0.3
130.5	150.0	$0.520 \pm 1.980 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.11	1.1 ± 0.3
122.2	200.0	$0.583 \pm 2.237 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.11	1.0 ± 0.3
116.2	200.0	$0.588 \pm 2.290 \cdot 10^{-3}$	6.0	85.0	20.0	0.12	1.1 ± 0.3
106.3	200.0	$0.595 \pm 2.651 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.15	1.3 ± 0.4

Tabelle 18: Datensatz Nr. 3: Schnitteffizienz ϵ_s , Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{S}{U}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für die verschiedenen Ereignistypen.

Datensatz Nr. 4		tan $\beta=4.0$					
		Wirkungsquerschnitt	Schnitte				Schnitteffizienz
M_2 [GeV]	μ [GeV]	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	P_{t_s} [GeV]	$\Delta\varphi_s$ [°]	R_{t_s} [GeV]	$\frac{S}{U}$	ϵ_s [%]
72.8	-200.0	$0.746 \pm 2.506 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.57	4.0 ± 0.6
66.8	-200.0	$0.758 \pm 2.623 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.29	2.0 ± 0.4
56.9	-200.0	$0.771 \pm 2.822 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.40	2.7 ± 0.5
72.8	-150.0	$0.649 \pm 2.153 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.38	3.1 ± 0.6
66.6	-150.0	$0.657 \pm 2.244 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.50	4.0 ± 0.6
56.5	-150.0	$0.663 \pm 2.393 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.37	2.9 ± 0.5
113.4	150.0	$0.709 \pm 2.659 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.15	1.1 ± 0.3
106.5	150.0	$0.700 \pm 2.504 \cdot 10^{-3}$	8.0	5.0	25.0	0.09	0.7 ± 0.3
95.3	150.0	$0.664 \pm 2.324 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.16	1.3 ± 0.4
98.3	200.0	$0.797 \pm 2.877 \cdot 10^{-3}$	6.0	85.0	20.0	0.12	0.8 ± 0.3
92.1	200.0	$0.787 \pm 2.871 \cdot 10^{-3}$	4.0	50.0	40.0	0.12	0.8 ± 0.3
81.8	200.0	$0.748 \pm 2.393 \cdot 10^{-3}$	6.0	50.0	25.0	0.13	0.9 ± 0.3

Tabelle 19: Datensatz Nr. 4: Schnitteffizienz ϵ_s , Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{S}{U}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für die verschiedenen Ereignistypen.

Datensatz Nr. 5							$\tan \beta=1.1$
		Wirkungsquerschnitt	Schnitte				Schnitteffizienz
M_2 [GeV]	μ [GeV]	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	P_{t_s} [GeV]	$\Delta\varphi_s$ [°]	R_{t_s} [GeV]	$\frac{S}{U}$	ϵ_s [%]
107.0	-200.0	$0.121 \pm 3.844 \cdot 10^{-4}$	4.0	0.0	50.0	0.00	0.1 ± 0.1
101.2	-200.0	$0.122 \pm 3.830 \cdot 10^{-4}$	4.0	0.0	50.0	0.00	0.2 ± 0.1
91.6	-200.0	$0.121 \pm 3.880 \cdot 10^{-4}$	20.0	0.0	5.0	0.16	6.9 ± 0.8
61.3	-200.0	$0.107 \pm 4.080 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.35	17.4 ± 1.3
80.1	-200.0	$0.118 \pm 3.889 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.28	12.3 ± 1.1
105.7	-150.0	$0.117 \pm 3.637 \cdot 10^{-4}$	0.0	170.0	40.0	0.00	1.1 ± 0.3
99.9	-150.0	$0.117 \pm 3.671 \cdot 10^{-4}$	0.0	175.0	40.0	0.00	0.6 ± 0.2
90.4	-150.0	$0.115 \pm 3.704 \cdot 10^{-4}$	20.0	0.0	5.0	0.14	6.2 ± 0.8
60.5	-150.0	$0.101 \pm 3.814 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.32	16.8 ± 1.3
79.0	-150.0	$0.112 \pm 3.705 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.23	10.9 ± 1.0
199.9	150.0	$0.101 \pm 3.581 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.15	7.7 ± 0.9
191.7	150.0	$0.104 \pm 3.696 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.18	8.9 ± 0.9
178.5	150.0	$0.108 \pm 3.880 \cdot 10^{-4}$	6.0	50.0	25.0	0.26	12.8 ± 1.1
123.6	150.0	$0.112 \pm 3.620 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.26	12.3 ± 1.1
164.1	200.0	$0.115 \pm 3.484 \cdot 10^{-4}$	12.0	0.0	25.0	0.15	6.6 ± 0.8
157.6	200.0	$0.117 \pm 3.567 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.22	9.9 ± 1.0
147.0	200.0	$0.119 \pm 3.695 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.31	13.9 ± 1.2
100.1	200.0	$0.116 \pm 3.842 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.25	11.4 ± 1.1

Tabelle 20: Datensatz Nr. 5: Schnitteffizienz ϵ_s , Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{S}{U}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für die verschiedenen Ereignistypen.

Datensatz Nr. 6							$\tan \beta=4.0$
		Wirkungsquerschnitt	Schnitte				Schnitteffizienz
M_2 [GeV]	μ [GeV]	$\sigma_{Prod.}$ [pb]	P_{t_s} [GeV]	$\Delta\varphi_s$ [°]	R_{t_s} [GeV]	$\frac{S}{U}$	ϵ_s [%]
113.4	-200.0	$0.122 \pm 3.892 \cdot 10^{-4}$	20.0	0.0	5.0	0.21	8.9 ± 0.9
107.3	-200.0	$0.123 \pm 3.952 \cdot 10^{-4}$	20.0	0.0	5.0	0.25	10.5 ± 1.0
97.1	-200.0	$0.122 \pm 4.028 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.25	10.9 ± 1.0
84.9	-200.0	$0.120 \pm 3.991 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.39	17.2 ± 1.3
114.5	-150.0	$0.117 \pm 3.724 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.25	11.3 ± 1.1
108.1	-150.0	$0.117 \pm 3.779 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.28	12.7 ± 1.1
97.6	-150.0	$0.117 \pm 3.779 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.31	14.0 ± 1.2
85.0	-150.0	$0.114 \pm 3.793 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.35	15.9 ± 1.3
161.9	150.0	$0.110 \pm 3.326 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.16	7.6 ± 0.9
154.2	150.0	$0.112 \pm 3.418 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.16	7.6 ± 0.9
141.8	150.0	$0.115 \pm 3.559 \cdot 10^{-4}$	6.0	50.0	25.0	0.24	10.8 ± 1.0
120.2	150.0	$0.116 \pm 3.756 \cdot 10^{-4}$	6.0	50.0	25.0	0.24	11.0 ± 1.0
140.4	200.0	$0.120 \pm 3.726 \cdot 10^{-4}$	8.0	5.0	25.0	0.17	7.5 ± 0.9
134.1	200.0	$0.121 \pm 3.804 \cdot 10^{-4}$	6.0	85.0	20.0	0.20	8.9 ± 0.9
123.5	200.0	$0.123 \pm 3.925 \cdot 10^{-4}$	6.0	50.0	25.0	0.31	13.2 ± 1.1
98.0	200.0	$0.121 \pm 3.996 \cdot 10^{-4}$	6.0	50.0	25.0	0.29	12.5 ± 1.1

Tabelle 21: Datensatz Nr. 6: Schnitteffizienz ϵ_s , Signal- zu Untergrundverhältnis $\frac{S}{U}$ und die Schnitte in P_t , $\Delta\varphi$ und R_t für die verschiedenen Ereignistypen.

Datensatz Nr. 1							tan $\beta=1.1$	
	$M_2=68.7\text{ GeV}, \mu=-200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.34\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=63.1\text{ GeV}, \mu=-200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.34\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=53.9\text{ GeV}, \mu=-200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.33\pm 0.001)\text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
200.0	0.38 \pm 0.05	28.4	0.38 \pm 0.05	23.8	0.29 \pm 0.04	82.7		
300.0	0.29 \pm 0.04	88.6	0.30 \pm 0.04	84.6	0.23 \pm 0.03	99.9		
400.0	0.25 \pm 0.04	99.7	0.25 \pm 0.04	99.4	0.19 \pm 0.02	100.0		
500.0	0.22 \pm 0.03	100.0	0.22 \pm 0.03	99.9	-	-		
	$M_2=67.8\text{ GeV}, \mu=-150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.33\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=62.3\text{ GeV}, \mu=-150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.32\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=53.2\text{ GeV}, \mu=-150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.31\pm 0.001)\text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
200.0	0.42 \pm 0.06	6.3	0.35 \pm 0.05	27.3	0.27 \pm 0.04	84.1		
300.0	0.33 \pm 0.05	46.1	0.27 \pm 0.04	88.6	0.21 \pm 0.03	99.9		
400.0	0.28 \pm 0.04	86.9	0.23 \pm 0.03	99.7	0.18 \pm 0.02	100.0		
500.0	0.25 \pm 0.04	98.6	0.20 \pm 0.03	100.0	-	-		
	$M_2=148.9\text{ GeV}, \mu=150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.31\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=141.9\text{ GeV}, \mu=150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.31\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=130.5\text{ GeV}, \mu=150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.32\pm 0.001)\text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
200.0	0.42 \pm 0.06	3.4	0.34 \pm 0.05	28.4	0.29 \pm 0.04	69.8		
300.0	0.33 \pm 0.05	32.0	0.26 \pm 0.04	89.8	0.23 \pm 0.03	99.7		
400.0	0.28 \pm 0.04	75.5	0.22 \pm 0.03	99.8	0.19 \pm 0.03	100.0		
500.0	0.24 \pm 0.04	95.7	0.19 \pm 0.03	100.0	-	-		
	$M_2=122.2\text{ GeV}, \mu=200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.34\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=116.2\text{ GeV}, \mu=200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.34\pm 0.001)\text{ pb}$		$M_2=106.3\text{ GeV}, \mu=200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.34\pm 0.001)\text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
200.0	0.37 \pm 0.05	30.8	0.36 \pm 0.05	35.7	0.31 \pm 0.04	76.8		
300.0	0.29 \pm 0.04	90.5	0.28 \pm 0.04	93.2	0.24 \pm 0.03	99.9		
400.0	0.24 \pm 0.03	99.8	0.24 \pm 0.03	99.9	0.21 \pm 0.03	100.0		
500.0	0.21 \pm 0.03	100.0	0.21 \pm 0.03	100.0	-	-		

Tabelle 22: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ für Datensatz Nr. 1.

Datensatz Nr. 2							tan $\beta=4.0$	
	$M_2=72.8 \text{ GeV}, \mu=-200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.48\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=66.8 \text{ GeV}, \mu=-200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.47\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=56.9 \text{ GeV}, \mu=-200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.46\pm 0.001) \text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
100.0	0.56 ± 0.08	15.1	0.53 ± 0.07	21.5	0.39 ± 0.05	89.5		
200.0	0.36 ± 0.05	98.9	0.34 ± 0.05	99.7	0.25 ± 0.03	100.0		
300.0	0.28 ± 0.04	100.0	0.27 ± 0.04	100.0	–	–		
	$M_2=72.8 \text{ GeV}, \mu=-150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.44\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=66.6 \text{ GeV}, \mu=-150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.45\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=56.9 \text{ GeV}, \mu=-150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.43\pm 0.001) \text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
100.0	0.52 ± 0.07	18.9	0.49 ± 0.07	26.5	0.44 ± 0.06	41.3		
200.0	0.33 ± 0.05	99.6	0.32 ± 0.04	99.9	0.29 ± 0.04	99.9		
300.0	0.26 ± 0.04	100.0	0.25 ± 0.03	100.0	0.22 ± 0.03	100.0		
	$M_2=113.4 \text{ GeV}, \mu=150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.45\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=106.5 \text{ GeV}, \mu=150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.45\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=95.3 \text{ GeV}, \mu=150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.45\pm 0.002) \text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
200.0	0.58 ± 0.10	8.7	0.45 ± 0.07	49.7	0.40 ± 0.06	78.2		
300.0	0.46 ± 0.08	47.7	0.35 ± 0.05	96.5	0.32 ± 0.05	99.8		
400.0	0.38 ± 0.06	85.3	0.30 ± 0.05	99.9	0.27 ± 0.04	100.0		
500.0	0.34 ± 0.06	97.9	0.26 ± 0.04	100.0	–	–		
	$M_2=98.3 \text{ GeV}, \mu=200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.48\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=92.1 \text{ GeV}, \mu=200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.48\pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2=81.8 \text{ GeV}, \mu=200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.47\pm 0.002) \text{ pb}$			
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]		
200.0	0.52 ± 0.08	30.3	0.60 ± 0.10	11.3	0.46 ± 0.07	58.3		
300.0	0.41 ± 0.06	86.0	0.47 ± 0.08	54.4	0.36 ± 0.06	98.2		
400.0	0.35 ± 0.05	99.3	0.40 ± 0.07	89.2	0.30 ± 0.05	99.9		
500.0	0.30 ± 0.05	99.9	0.35 ± 0.06	98.7	0.26 ± 0.04	100.0		

Tabelle 23: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ für Datensatz Nr. 2.

Datensatz Nr. 4							$\tan \beta = 4.0$
	$M_2 = 72.8 \text{ GeV}, \mu = -200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod} = (0.75 \pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2 = 66.8 \text{ GeV}, \mu = -200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod} = (0.76 \pm 0.003) \text{ pb}$		$M_2 = 56.9 \text{ GeV}, \mu = -200 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod} = (0.77 \pm 0.003) \text{ pb}$		
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	
600.0	0.67 ± 0.15	68.8	0.86 ± 0.21	31.3	0.78 ± 0.18	48.3	
700.0	0.62 ± 0.13	82.9	0.79 ± 0.19	44.0	0.71 ± 0.16	63.6	
800.0	0.57 ± 0.13	91.7	0.73 ± 0.18	56.4	0.66 ± 0.15	76.2	
900.0	0.53 ± 0.12	96.3	0.68 ± 0.16	67.5	0.62 ± 0.14	85.4	
1000.0	0.50 ± 0.11	98.5	0.64 ± 0.15	76.8	0.58 ± 0.14	91.6	
	$M_2 = 72.8 \text{ GeV}, \mu = -150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod} = (0.65 \pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2 = 66.6 \text{ GeV}, \mu = -150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod} = (0.66 \pm 0.002) \text{ pb}$		$M_2 = 56.5 \text{ GeV}, \mu = -150 \text{ GeV}$ $\sigma_{Prod} = (0.66 \pm 0.002) \text{ pb}$		
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]	
700.0	0.76 ± 0.18	26.8	0.65 ± 0.15	51.3	0.88 ± 0.22	16.6	
800.0	0.71 ± 0.17	36.8	0.60 ± 0.14	65.0	0.81 ± 0.20	23.2	
900.0	0.66 ± 0.16	47.1	0.56 ± 0.13	76.3	0.76 ± 0.19	30.4	
1000.0	0.62 ± 0.15	57.0	0.53 ± 0.12	84.8	0.72 ± 0.18	38.1	

Tabelle 24: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ für Datensatz Nr. 4.

Datensatz Nr. 6 $\tan\beta=4.0$		
$M_2=84.9\text{ GeV}, \mu=-200\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.12\pm 0.0004)\text{ pb}$		
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]
800.0	0.13 ± 0.017	34.1
900.0	0.12 ± 0.016	53.0
1000.0	0.11 ± 0.015	70.3
$M_2=85.0\text{ GeV}, \mu=-150\text{ GeV}$ $\sigma_{Prod}=(0.11\pm 0.0004)\text{ pb}$		
\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_u \pm \Delta\sigma_u$ [pb]	$W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ [%]
800.0	0.11 ± 0.015	46.9
900.0	0.11 ± 0.014	67.2
1000.0	0.10 ± 0.013	82.6

Tabelle 25: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ für Datensatz Nr. 6.

C Der NCS–Ereignisgenerator

Ein *Ereignisgenerator* ist die Realisierung eines theoretischen Modells bestimmter Elementarteilchenreaktionen in Form eines Computerprogramms. Mit ihm lassen sich Prozesse, wie sie z.B. in der eP–Streuung bei HERA auftreten können, simulieren. Er stellt meistens sämtliche Viererimpulse des Endzustandes zur Verfügung.

Die Ereignisgeneratoren sind wichtige Hilfsmittel für alle Phasen eines Hochenergieexperimentes:

- In der Entwicklungsphase wird das Detektordesign mit Hilfe von Ereignisgeneratoren festgelegt.
- Während der Datennahmen kommen Ereignisgeneratoren verschiedene Aufgaben zu:
 - In Verbindung mit der Detektorsimulation läßt sich das Verständnis der Funktionsweise des Detektors verstehen. Die Detektoreffizienz, die zur Berechnung von Endergebnissen notwendig ist, läßt sich meistens nur durch Simulationen bestimmen.
 - Der Vergleich der Daten mit theoretischen Modellen kann nur mit Ereignisgeneratoren (mit nachfolgender Simulation, Rekonstruktion und Analyse) durchgeführt werden.

Der NCS⁴³–Generator ist ein Ereignisgenerator mit dem supersymmetrische neutrale und geladene Stromereignisse in der eP–Wechselwirkung auf der Grundlage des minimalen supersymmetrischen Modells erzeugt werden können. Die Zerfälle der Sleptonen und Squarks und der Neutralinos und Charginos werden berücksichtigt, ausgenommen die Kanäle mit Gluinos oder Photonen im Endzustand.

Die Datenstruktur des Ereignisgenerators ist durch das Banksystem⁴⁴ festgelegt. In diesem System sind alle Daten in Tabellenform angeordnet. Die Tabellenspalten sind fest definiert, z.B. Energie, Impuls und die Zeilen entweder ereignis– oder teilchenspezifisch.

Das NCS–Programm benutzt neben den H1–Bibliothekprogrammen die Module DIVONNE4 und den Ereignisgenerator JETSET73. Die Integration des Wirkungsquerschnittes wird mit Hilfe von DIVONNE4 durchgeführt. Dieses Modul arbeitet nach der Methode des adaptiven „importance Samplings“ [38]. Zufallszahlen, die entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Wirkungsquerschnitts zufallsverteilt sind, lassen sich innerhalb dieses Paketes auf einfache Weise erzeugen.

⁴³Neutral and Charged Current Susy Event Generator.

⁴⁴Innerhalb der H1–Kollaboration wird das BOS–Banksystem benutzt.

Mit dem Programmpaket JETSET73 wird die Fragmentation der Quarks und Gluonen in Hadronen nach dem LUND-Stringmodell, sowie der Zerfall von instabilen Teilchen durchgeführt. Die Eigenschaften (Masse, Ladung, Zerfallsbreiten und -kanäle etc.) aller bekannten Elementarteilchen sind dort in Tabellenform abgespeichert. Diese Tabelle wird in dem NCS-Generator entsprechend den Eigenschaften der supersymmetrischen Teilchen modifiziert.

Der Generator wird über eine Textdatei gesteuert, die in der Initialisierungsphase eingelesen und interpretiert wird. Die wichtigsten Eingabeparameter sind: M_2 , μ , $\tan\beta$ und die Massen der Sleptonen und Squarks, sowie die Energie des einlaufenden Elektrons und Protons.

Die einzelnen Module des Generators sind:

- Die Initialisierung.
- Die Berechnung der Gauginomassen in Abhängigkeit von M_2 , μ und $\tan\beta$.
- Die Berechnung der Zerfallsbreiten von Sleptonen, Squarks, Neutralinos und Charginos und der Modifikation der JETSET Teilchentabelle.
- Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dx dt}$.
- Die Ereignisgenerierung
 - Die kinematischen Variablen x und Q^2 werden entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Wirkungsquerschnitts mit einem Zufallszahlengenerator gewürfelt.
 - Aus x und Q^2 werden die Viererimpulse der Sleptonen und Squarks berechnet.
 - Der Zerfall des Squarks und Kombination der Quarks zu Strings mit nachfolgender Fragmentation.
 - Der Zerfall aller instabilen Teilchen im Ereignis.

Abbildungsverzeichnis

1	Beispiele für diskrete und kontinuierliche geometrische Symmetrien. . . .	5
2	Einschleifendiagramme und Vertexkorrekturen in der QED.	7
3	In globalen supersymmetrischen Modellen ohne Symmetriebrechung heben sich fermionische – und bosonische Beiträge zur Higgs-Masse auf. . .	16
4	Durch die Suche nach supersymmetrischen Teilchen ausgeschlossene Bereiche in der M_2 - μ Ebene für $\tan \beta=2$	23
5	Der prozentuale Aufbau des leichtesten Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$	26
6	Eigenwerte der Neutralinomischung mit Vorzeichen.	27
7	Neutralino Massenkonturen als Funktion von M_2 und μ	28
8	Chargino Massenkonturen als Funktion von M_2 und μ	29
9	Der Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern und den Experimenten H1 und ZEUS.	30
10	Der H1-Detektor.	35
11	Die neutrale – und geladene Stromreaktion in der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung.	37
12	Der Phasenraum der Elektron-Proton Streuung für HERA Energien. . .	41
13	Die Feynmandiagramme für die assoziierte Produktion von Sleptonen und Squarks über Neutralino- und Charginoaustausch.	42
14	Totaler Wirkungsquerschnitt für die supersymmetrische neutrale Stromreaktion.	43
15	Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Parameter M_2 und μ	45
16	Feynmandiagramm zur Produktion von Squarkpaaren in der Photon-Gluon Fusion.	47
17	Feynmandiagramme zur Produktion von supersymmetrischen Leptonen und Neutralinos(Charginos) am Leptonvertex.	48
18	Feynmandiagramme zur Produktion von Squarks und Gluinos (Neutralinos) am Hadronvertex.	48

19	Prozentuale Anteile des Seletronzerfalls für eine Selektionmasse von $60 GeV$ und $\tan \beta=4$	54
20	Prozentuale Anteile des Sneutrinozerfalls für eine Sneutrinomasse von $60 GeV$ und $\tan \beta=4$	55
21	Prozentuale Anteile des Squarkzerfalls für eine Squarkmasse von $130 GeV$ und $\tan \beta=4$	56
22	Energie- und Impulsverschmierungen in verschiedenen Komponenten des H1-Detektors.	59
23	ϑ Winkelverteilung aller nachweisbaren Teilchen aus 1000 supersymmetrischen Ereignissen.	61
24	Impuls – bzw. Transversalimpuls Verteilungen von Hadronen aus supersymmetrischen Ereignissen.	63
25	Impuls – bzw. Transversalimpuls Verteilungen von Elektronen aus supersymmetrischen NC Ereignissen.	64
26	Impuls – bzw. Transversalimpuls Verteilungen von Elektronen aus supersymmetrischen CC Ereignissen.	65
27	Die kinematischen Variablen x, y für supersymmetrische Ereignisse.	66
28	$\Delta\varphi$ - und R_t -Verteilungen von supersymmetrischen neutralen Stromreaktionen.	67
29	Die Feynmandiagramme für die Produktion von W^\pm - und Z^0 -Bosonen.	68
30	Die Feynmandiagramme der Boson-Gluon Fusion.	69
31	Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=40, 120 GeV$ und $\tan \beta=1.1$	72
32	Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=40, 120 GeV$ und $\tan \beta=4.0$	72
33	Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=60, 120 GeV$ und $\tan \beta=1.1$	73
34	Linien konstanter Gauginomassen $m_\chi=60, 120 GeV$ und $\tan \beta=4.0$	73
35	Untergrundverteilungen: Acoplanarität, fehlender Transversalimpuls und Transversalimpuls des zweiten geladenen Leptons im Ereignis	76
36	Acoplanarität, fehlender Transversalimpuls und Transversalimpuls des zweiten geladenen Leptons im Ereignis.	77
37	Zweidimensionale Projektionen der integralen Untergrundverteilung.	79

38 Beispiel einer zweidimensionalen Projektion der integralen Verteilung. . . 80

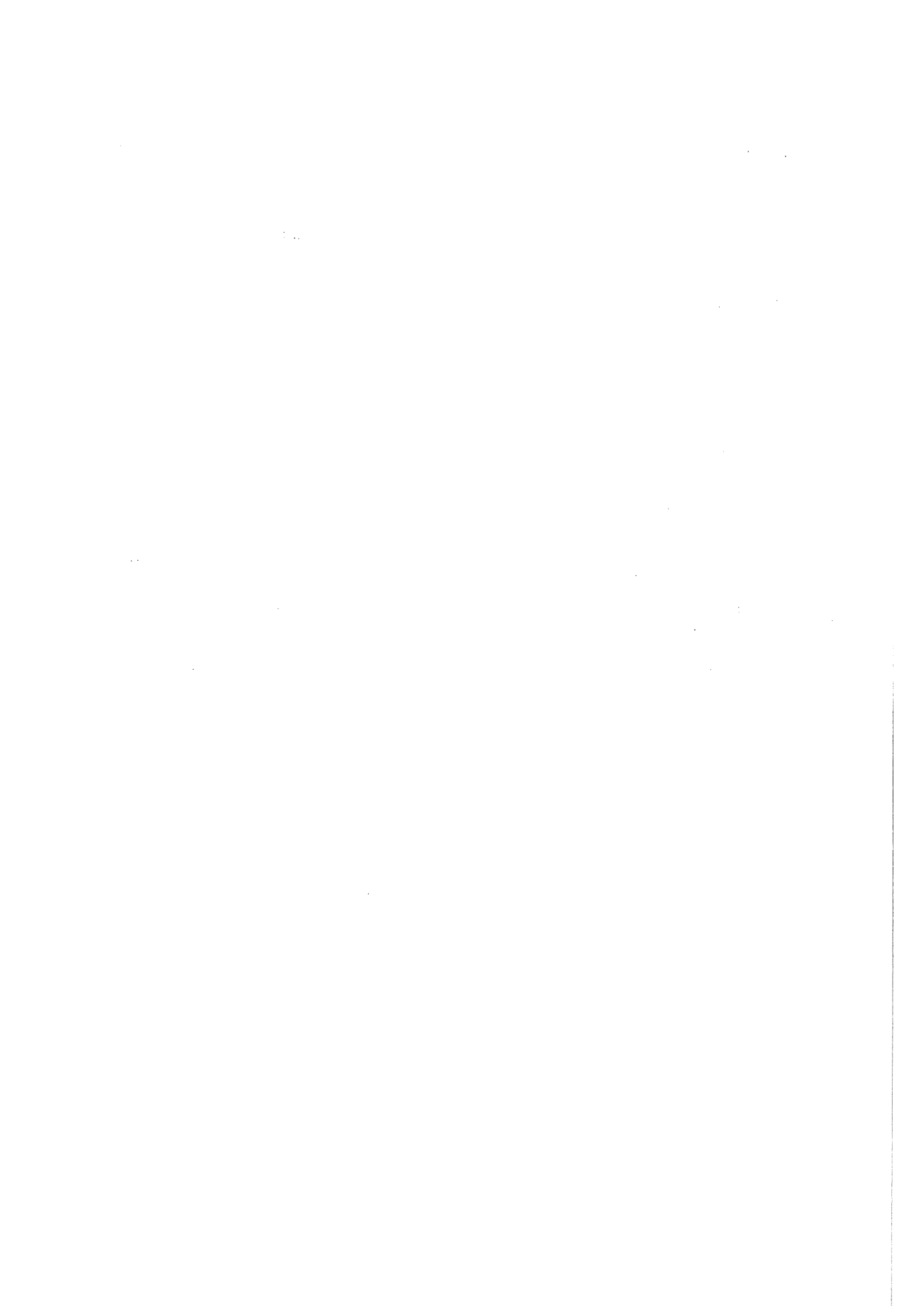
39 Ein Beispiel für die Wahrscheinlichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$ 85

40 Sensitivitätsbereiche für supersymmetrische NC- und
CC-Reaktionen nach verschiedenen integrierten Luminositäten. 86

Tabellenverzeichnis

1	Teilchenspektrum des Standardmodells	12
2	Teilchenspektrum des minimalen supersymmetrischen Modells.	19
3	Untere Grenzen auf die Massen supersymmetrischer Teilchen und einen erweiterten Higgs-Sektor.	22
4	Die Designparameter des Speicherrings HERA.	32
5	Die Designparameter des H1-Detektors.	34
6	Die Multipizität von supersymmetrischen geladenen und neutralen Stromreaktionen.	60
7	Die generierten supersymmetrischen Datensätze.	70
8	Die Anzahl generierter Untergrundereignisse.	74
9	Obere Grenzen N_0 und Poissonwahrscheinlichkeiten $P(m \mu_B)$ bei einem mittleren Untergrund $\mu_B=1.2$ für C.L.=95%.	82
10	Datensatz Nr. 1: Verzweungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit n geladenen primären Leptonen plus fehlendem Transversalimpuls.	94
11	Datensatz Nr. 2: Verzweungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit n geladenen primären Leptonen plus fehlendem Transversalimpuls.	95
12	Datensatz Nr. 3: Verzweungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit n geladenen primären Leptonen plus fehlendem Transversalimpuls.	95
13	Datensatz Nr. 4: Verzweungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit n geladenen primären Leptonen plus fehlendem Transversalimpuls.	96
14	Datensatz Nr. 5: Verzweungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit n geladenen primären Leptonen plus fehlendem Transversalimpuls.	97
15	Datensatz Nr. 6: Verzweungsverhältnisse von Ereignissignaturen mit n geladenen primären Leptonen plus fehlendem Transversalimpuls.	98
16	Datensatz Nr. 1: Schnitteffizienz, Signal- zu Untergrundverhältnis und Schnitte	99
17	Datensatz Nr. 2: Schnitteffizienz, Signal- zu Untergrundverhältnis und Schnitte	99

18	Datensatz Nr. 3: Schnitteffizienz, Signal- zu Untergrundverhältnis und Schnitte	100
19	Datensatz Nr. 4: Schnitteffizienz, Signal- zu Untergrundverhältnis und Schnitte	100
20	Datensatz Nr. 5: Schnitteffizienz, Signal- zu Untergrundverhältnis und Schnitte	101
21	Datensatz Nr. 6: Schnitteffizienz, Signal- zu Untergrundverhältnis und Schnitte	102
22	Datensatz Nr. 1: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrschein- lichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$	103
23	Datensatz Nr. 2: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrschein- lichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$	104
24	Datensatz Nr. 4: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrschein- lichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$	105
25	Datensatz Nr. 6: Die obere Grenze σ_u (95% C.L.) und die Wahrschein- lichkeit $W(\sigma_u < \sigma_{Prod})$	106



Literatur

- [1] Proceedings of the Study of an eP-Facility for Europe., Ed. U. Amaldi, **DESY 79/48**(1979),p. 391-394.
- [2] ALEPH-Collaboration, **Phys. Lett. B244**(1990)541-550, *Search for Neutralino Production in Z Decays.*
- [3] G. Altarelli, Proceedings of 1988 CERN School of Physics, **CERN 91-01**, *Phenomenology of elektroweak Interaction.*
- [4] G. Altarelli, R. Barbieri, S. Jadach, **CERN-TH.6124-91**, *Towards a model-independent Analysis of Elektroweak Data.*
- [5] G. Altarelli, G. Marinelli, B. Mele, R. Rueckl, **Nucl. Phys. B262**(1985)204-234, *Electroproduction of Supersymmetric Particles and Gauge Bosons.*
- [6] B. Anderson et al., **Z.Phys. C9**(1981)233, *On high Energy Leptoproduction.*
- [7] B. Anderson et al., **Z.Phys. C13**(1982)361, *Baryon Production in Lepton-Nucleon Scattering and Diquark Fragmentation.*
- [8] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, **Nucl. Phys. B297**(1988)479-497, *Production and Decay of Selectrons and Squarks in eP Collisions.*
- [9] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, **Z.Phys. C41**(1988)475-483, *Signatures for Sneutrino and Squark Production in eP Collisions.*
- [10] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, **Phys. Rev. VOL. 40**(1989)1594-1605, *Neutralino Mass Matrix in the Minimal Supersymmetric Model.*
- [11] R. Barbieri, G. F. Giudice, **Nucl. Phys. B306**(1988)63-76, *Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses.*
- [12] U. Baur, J. Vermaseren, D. Zeppenfeld, **Nucl. Phys. B375**(1992)3-44, *Elektroweak Vector Boson Production in high Energy eP Collision.*
- [13] M. Böhm, A. Rosado, **Z.Phys. C34**(1987)117-131, *Z-Production in Deep Inelastic eP-Scattering.*
- [14] M. Böhm, A. Rosado, **Z.Phys. C39**(1988)275-280, *Deep Inelastic Production of Charged Vector Bosons at HERA Energies.*
- [15] A.C. Bawa, M. Krawczyk, W. J. Stirling, **Z.Phys. C50**(1991)293-304. *Deep Inelastic Compton Scattering at the eP Collider HERA.*
- [16] B. Campbell, V. Elias, **Can. J. Phys. VOL. 59**(1981)1742-1749, *Kinematics of Electron-Proton Collisions.*

- [17] J.R. Carter, Vortrag LP-HEP 91/Juli 91, *Precision Tests of the Standard Model at LEP*.
- [18] R.J. Cashmore et. al., *Phys. Rep.* **122**(1984)275-386, *Exotic Phenomena in High Energy eP Collisions*.
- [19] D.W. Duke, J.F. Owens, *Phys.Rev.* **D30**(1984)49, *Q^2 dependent Parametrization of Parton Distribution Functions*.
- [20] DELPHI-Collaboration, *Phys.Lett.* **B247**(1990)157-166, *A Search for Sleptons and Gauginos in Z^0 Decays*.
- [21] DELPHI-Collaboration, *Phys. Lett.* **B245**(1990)276-288, *Search for pair Production of neutral Higgs Bosons in Z^0 Decays*.
- [22] J. Ellis, CERN-TH.4255/85, *Supersymmetry, Supergravity and Superstring Phenomenology*.
- [23] J. Ellis, *Physica Scripta*. Vol. **T36**(1991)142-152, *Experimental Constraints on Dark Matter*.
- [24] R.J. Ellison, H1-11/90-157, *The H1-Trigger*.
- [25] J.J. Engelen, S.J. de Jong, *Z.Phys.* **C41**(1988)173-177, *Photon Gluon Fusion Cross Sections at HERA Energy*.
- [26] P. Fayet, S. Ferrara, *Phys.Rep.* **32** No. 5(1977)249-334, *Supersymmetry*.
- [27] R.P. Feynman, New York NY 1972, Benjamin., *Photon-Hadron-Interactions*.
- [28] J. Friedmann, M. Wright, CERN Computer Center DIVONN4 (D151), *Multidimensional Integration or Random Number Generation*.
- [29] K. Gaemers, M. Janssen, *Z.Phys.* **C48**(1990)491-503, *Pair Production of Squarks in eP Collisions*.
- [30] K. Gaemers, *Proceedings Of The HERA Workshop* Vol. **2**(1987)739.
- [31] M. Gell-Mann, *Phys.Rev.* Vol. **125**(1962)1067-1084, *Symmetries of Baryons and Mesons*.
- [32] M. Gell-Mann, *Phys.Lett.* **8**(1964)214-215, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*.
- [33] H.E. Haber, G.L. Kane, *Phys.Rep.* Vol. **117** 2-4(1985)75-263, *The Search for Supersymmetry: Probing Physics beyond the Standard Model*.
- [34] *HERA Bulletin* Nr.16 Juli 1989.

- [35] H1-Collaboration, *Technical Proposal for the H1-Detector*, 25.3.1986.
- [36] Th. Jansen, *Diplomarbeit*, III. Phys. Inst. B, RWTH Aachen 1991.
- [37] T. Sjöstrand LU TP 85-10, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics*.
- [38] F. James, CERN Data Handling Division, DD/80/6, *Monte Carlo Theory and Practice*.
- [39] H. Komatsu, R. Rueckl, DESY 87-089, *Supersymmetry in eP Collision*.
- [40] S. E. Kuhlmann, FERMILAB-CONF-91/265-E, *New Particle Searches at CDF*.
- [41] Ch. Ley, *H1-Note H1-09/91-193*.
- [42] E. Lohrmann, DESY HERA 83/08 *Remarks on the Kinematics of $e-p$ Collisions in HERA*.
- [43] L3-Collaboration, Phys.Lett. 251B(1990)311-320, *Search for The Neutral Higgs Bosons of The Minimal Supersymmetric Standard Model from Z^0 Decays*.
- [44] L3-Collaboration, Phys.Lett. B249(1990)341-352, *A precision Measurement of the Number of Neutrino Species*.
- [45] H. Mönch, Pitha 91/2, *Ergebnisse des Fréjus-Experimentes zur Stabilität des Nukleons*.
- [46] H.P. Nilles, Phys.Rep. 110(1984)1-162, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*.
- [47] K.A. Olive, M. Srednicki, Nucl.Phys. B355(1991)208-230, *Cosmological Limits on Massive LSP's*.
- [48] J.F. Owens, E. Reya, Phys.Rev. D17(1978)3003, *Hadronic Ypsilon Production, Parton Distributions, and QCD*.
- [49] Particle Data Group, Phys.Rev. D Vol. 45 No. 11(1992) Part II. *Review of Particle Properties*.
- [50] R. D. Peccei, *Proceedings of the Hera Workshop Vol. 1 1988*, 1. Kapitel.
- [51] H. Plothow-Besch CERN-PPE W5051 *PDFLIB*.
- [52] P. Schmüser, *Physikalische Blätter*, Band 46, Nr.12(1990)470-474, *Zur Fertigstellung von HERA*.

- [53] J. Wess, J. Bagger, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, *Supersymmetry and Supergravity*.
- [54] G. Zweig, CERN/TH 401 1964.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Mitarbeitern danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herr Prof. Dr. G. Flügge hat mir die Möglichkeit gegeben, diese Arbeit an seinem Institut durchzuführen. Er hat mir insbesondere in der Wahl des Themas völlige Freiheit gelassen. Die Anregung zum Thema dieser Untersuchung bekam ich von Herrn Privatdozent Dr. P. C. Bosetti. Er hat mir in zahlreichen Diskussionen neue Anregungen gegeben und meine Begeisterung für die Hochenergiephysik wachgehalten.

Die vielen Diskussionen mit Herrn Dr. R. Schulte und seine kritischen Bemerkungen waren für mich immer wieder erfrischend.

Herr Dr. B. R. Kim bin ich für seine Anregungen zum Inhalt des zweiten Kapitels sehr dankbar.

Herr Dipl. Phys. Ch. Ley hat die H1-Software Programme auf den DEC-Stations unseres Institutes installiert. Die Erstellung der eigenen Programme war damit problemlos möglich. Seine Erweiterung des Histogrammier- und Grafikpaketes PAW wurde in dieser Arbeit für die Erstellung der Feynmandiagramme benutzt.

Die Software für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen wurde ausnahmslos auf DEC-Stations (MIPS) 5000/100 und 5000/200 unter ULTRIX entwickelt und getestet. Ich danke Herrn Dr. R. Steinberg für die reibungslose Funktion des Clusters über die Jahre hinweg.

Bei den Vorbereitungen zur mündlichen Prüfung wurde ich von Dr. R. Starosta und besonders von Dr. S. Schultes unterstützt. Die oftmals längeren Diskussionen mit ihnen haben mit zum Erfolg der Prüfung beigetragen.

Frau L. Jenkins danke ich für das sorgfältige Korrekturlesen des Manuskriptes.



Lebenslauf

23. Juni 1958 geboren in Düren als drittes Kind der Eheleute Josef und Maria Braun geb. Groß.
- April 1965 — Juli 1969 Besuch der Grundschule Düren-Ost.
- September 1969 — Juni 1978 Besuch des Stift. Gymnasiums in Düren.
Erlangung der allgemeinen Hochschulreife.
- Oktober 1978 — November 1979 Grundwehrdienst der Bundeswehr.
- November 1979 — September 1987 Studium der Physik an der Rheinisch Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.
Abschluß: Diplom-Physiker
- Seit September 1987 Wissenschaftlicher Angestellter und Doktorand am III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B, der RWTH Aachen.